ОПТИКА

Г. С. ЛАНДСБЕРГ

УМУМИЙ ФИЗИКА КУРСИ

Г. С. ЛАНДСБЕРГ

ОПТИКА

Қайта ишланган ва тўлдирилган русча
5-нашридан таржима

СССР Олий ва махсус ўрта таълим министрлиги олий ўқув юртларининг физика ихтисосидаги студентлари учун ўқув қўлланмаси сифатида рухсат этган

ТОШКЕНТ — «ЎҚИТУВЧИ» — 1981

I $\frac{20405-83}{353(04)-81}$ 136—80 1204050000

) Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», 1976 г., с изменениями

«Ўқитувчи» нашриёти, ўзбекчага таржима, 1981 й.

«НАУКА» НАШРИЁТИДАН

Академик Г. С. Ландсбергнинг (1890—1957) оптика умумий курси биринчи марта 1940 йилда нашр этилди. Авторнинг Москва давлат университети физика факультетида ўқиган ва 1935 йилда ёқ литография қилинган лекциялари китобнинг мазмунини аниқлаган асосий материал бўлди.

Кейинги нашрларни тайёрлашда Г. С. Ландсберг Москва физика-техника институтида янада такомиллаштирилган ўз курсидан фойдаланди. Биринчи нашридан кейин китоб бир неча марта қайта ишланди ва тўлдирилди; авторнинг ўзи тайёрлаган охирги (тўртинчи) нашри 1957 йилда чоп этилди.

Ҳозирги замон физика дарсликларига нисбатан анча илгари ёзилганига қарамасдан, Г. С. Ландсберг китоби ҳозирги вақтгача оптика асослари бўйича ўқув адабиётида етакчи ўрин эгаллаб келади. Аммо кейинги 15—20 йил ичида физик ва татбиқий оптикада унинг асосларини ўқитиш системасига кириб улгурган йирик илмий ютуқларга эришилди. Шунинг учун «Оптика»нинг янги, бешинчи нашрини чиқаришдан олдин китобни янги фактларга асосланган материал билан тўлдириш ва дарсликнинг умумий тузилиши ва услубини имкон борича ўзгартирмаган ҳолда унинг баъзи боблари баёнини қисман ўзгартиришга тўғри келди.

Китобнинг бу нашрини Г. С. Ландсбергнинг шогирдлари ва собиқ ҳамкорлари қайта кўриб чиқиб тўлдиришган; бу нашрида олдинги материални қисман замонавий талқин қилиш билан бирга оптиканинг кейинги йилларда ташкил топган янги соҳаларининг физик асослари ҳам баён қилинган. Китобга киритилган материалнинг катта қисми оптик квант генераторларининг (лазерларнинг) яратилиши билан бевосита ва билвосита боғлиқдир.

Дарсликнинг олдинги текстига киритилган баъзи ўзгаришлар ҳақида бу ерда тўхталмасдан, энг муҳим қўшимчалар ва уларнинг авторларини материалнинг китобда жойлашиш тартибида кўрсатиб ўтамиз. IV бобга ёруғликнинг когерентлиги ҳақидаги таълимот тараққиётига бағишланган параграф қўшилган (22-§ уни Г. П. Мотулевич билан Т. И. Кузнецова ёзган). IX бобга Гаусс,

дасталарининг хоссалари ҳақидаги параграф қўшилган (43-§, С. Г. Раутиан). XI боб янги ёзилган бўлиб, унда голографиянинг физик принциплари баён қилинган (57—62 ва 64—67-§ ларни Т. С. Величкина, И. А. Яковлев, Т. Г. Черневич ва О. А. Шустин, 63-§ ни С. Г. Раутиан ёзган). «Кристаллооптика асослари» бобига ёруғликнинг фазовий дисперцияси ҳақидаги параграф қўшилган (149-§, В. М. Аграновнч). Керр эффекти ва ёруғликнинг молекуляр сочилиши ҳақидаги материал анча қайта ишланган (152-§ ва XXIX боб, И. Л. Фабелинский). Ички фотоэффектга ва нурланиш қабул қилувчи асбобларга бағишланган параграфлар янгидан ёзилган (180 ва 181-§, И. С. Абрамсон). Кўзнинг ёруғликни сезиши ҳақидаги параграф кўп ўзгартириб ёзилган (193-§, Н. Д. Нюберг материаллари бўйича С. Г. Раутиан тузган). Ниҳоят, бу нашрга янги XL ва XLI боблар киритилган. XL бобда оптик квант генераторлари, уларнинг тузилиш принципи ва нурланишининг асосий хусусиятлари баён этилган (223, 225—227-§ ларни Т. С. Величкина билан И. А. Яковлев, қолган параграфларни С. Г. Раутиан ёзган). Охирги боб чизиқли бўлмаган асосий оптик ҳодисаларни тавсифлашга бағишланган (XLI боб, С. Г. Раутиан).

Қўлёзмани В. А. Фабрикант тақриз қилган.

УЧИНЧИ НАШРИГА ЁЗИЛГАН СЎЗ БОШИДАН

Китобнинг умумий характери ва материалнинг жойлашиш тартибини ўзгартирмай мен бу янги нашрга баъзи ўзгариш ва тузатишлар киритдим.

Интерференция ҳодисаларини тавсифлашдаёқ тўғри терминологиядан фойдаланиш мақсадида мен асосий фотометрик тушунчаларга бағишланган бобни муқаддимага кўчирдим ва нурлар оптикаси бўлимида ёруғлик оқимини ўзгартиришда ишлатиладиган оптик асбобларнинг ролига алоқадор бўлган масалаларнигина қолдирдим. Интерференцияга бағишланган кўп саҳифалар янгидан ёзилди, чунки қайта ишланган иккинчи нашрда ҳам уларнинг кўп жойи қаноатланарли ёзилган эмас экан. Гарчи VI бобда нурнинг иккига ажралиб синиши (иккиланиб синиши) баён этилганда қутбланишнинг баъзи масалаларини ҳеч баён этмаса ҳам бўлади деб ҳисобламасам-да, кристаллооптика масалаларини VIII бобга тўплашга ҳаракат қилдим, чунки қутбланишга доир фактлар асосида олинган маълумот менга ёруғликнинг икки муҳит чегараси орқали ўтиши масалаларини баён қилиш учун зарур эди; курснинг ёруғлик билан модданинг ўзаро таъсири проблемаси биринчи ўринга чиқадиган қисмини ана шу масалалардан бошлашни табиий деб билдим. Мен ёруғлик тезлигини аниқлашнинг астрономик методларини қайта баён қилдим ва ёруғлик тезлигини лабораторияда аниқлашга бағишланган охирги ишлар ҳақида баъзи янги маълумотлар бердим. Ёруғлик аберрациясига анча катта эътибор берилган. Рефлекторлар ва Д. Д. Максутовнинг менискли системалари баён этилган. Микроскопнинг ажрата олиш қобилияти ҳақидаги масала анча ўзгартириб баён қилинди: ўзи ёруғлик чиқарувчи ва ёритилган буюмлар ҳақидаги проблемани аниқроқ кўрсатишга ҳаракат қилдим. Кейинги йилларда актуал бўлиб қолган фазавий микроскопия ҳақидаги масала ҳам батафсил тушунтирилган.

Академик *Г. С. Ландсберг*

Луцино, 1951 йил сентябри.

ИККИНЧИ НАШРИГА ЁЗИЛГАН СЎЗ БОШИДАН

Менинг «Оптика» курсимнинг бу (иккинчи) нашрида китобнинг умумий плани ва характери аввалгидан ўзгарилмаган. Бир қатор ҳамкасбларим ва олий ўқув юртларида дарс берувчи мутахассисларнинг китобни маъқуллаб кутиб олгани туфайли мен китобнинг умумий услубини ўзгартирмай қолдирдим. Бироқ бор камчиликларни тузатиш мақсадида курснинг кўп жойларини қайта ишлаб ўзгартирдим.

Интерференцияга оид бир неча параграфлар қайта ишланди ёки янгидан ёзилди. Ферма принципининг баёни кўп ўзгартиб ёзилди; электронлар оптикаси проблемалари қўшилди.

Гр. Ландсберг

Москва, 21. VI. 1946 й.

БИРИНЧИ НАШРИГА СЎЗ БОШИ

Бу китобга мен Москва давлат университетида бир неча йил давомида умумий физика бўйича ўқиган лекцияларимни асос қилиб олганман.

Москва университетида яратилган бошқа асосий курслар сингари, бу курс ҳам акад. Л. И. Мандельштамнинг кучли таъсирида яратилди; мен акад. Л. И. Мандельштам билан бирга ишлаб у билан самимий дўст бўлган кўп йиллар давомида унинг маслаҳат ва кўрсатмаларидан кўп фойдаландим. Буни мен алоҳида мамнуният билан таъкидлайман ва Л. И. Мандельштамга ўзимнинг самимий миннатдорчилигимни билдираман.

Университетда физика ўқитишнинг физик демонстрациялар кўринишидаги бақувват ёрдамчи воситаси бор. Лекция ўқишда мен ишнинг бу томонига катта эътибор берардим. Муҳокама қилинаётган масалани демонстрацион тажрибада яққол кўрсатиш мумкин бўлмаган ҳолларда мен бу китобда реал экспериментларни тавсифлаш орқали бу камчиликнинг ўрнини тўлдиришга ҳаракат қилдим. МДУнинг М. В. Колбанов раҳбарлик қилган физика кабинети коллективи ёрдамига таяниб қўйилган кўпчилик демонстрациялар менга бу китобнинг тегишли жойларини ёзиш учун қимматли материал берди.

Ниҳоят, лекциялар ёзувини китобга айлантиришда менга ёрдам қилган ассистентларимнинг меҳнатини таъкидлаб ўтишни ўз бурчим деб биламан. Улар орасида марҳум А. Г. Райскийни алоҳида миннатдорчилик билан хотирлайман, у менга қўлёзма тарзида нашр қилинган бу китобнинг биринчи хомаки қўл ёзмасини тузатишда катта ёрдам қилган эди.

Гр. Ландсберг

Москва, 1940 йил октябри.

МУҚАДДИМА

I боб

ҚИСҚАЧА ТАРИХИЙ МУҚАДДИМА

1- §. Оптиканинг асосий қонунлари

Оптика соҳасидаги тадқиқотларнинг дастлабки даврларидаёқ оптик ҳодисаларнинг қуйидаги тўртта асосий қонуни аниқланган эди:

1. Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонуни.
2. Ёруғлик дасталарининг мустақиллик қонуни.
3. Ёруғликнинг кўзгусимон сиртдан қайтиш қонуни.
4. Ёруғликнинг икки шаффоф муҳит чегарасида синиш қонуни.

Бу қонунларни янада ўрганиш шуни кўрсатдики, биринчидан, улар биринчи назар ташлашда кўринганига нисбатан анча чуқурроқ маънога эга, иккинчидан, уларнинг татбиқ этилиш соҳаси чекли ва улар фақат тақрибий қонунлардир. Оптиканинг асосий қонунлари татбиқ этилишининг шарт ва чегаралари аниқланиши ёруғлик табиатини тадқиқ қилишда муҳим юксалиш бўлди.

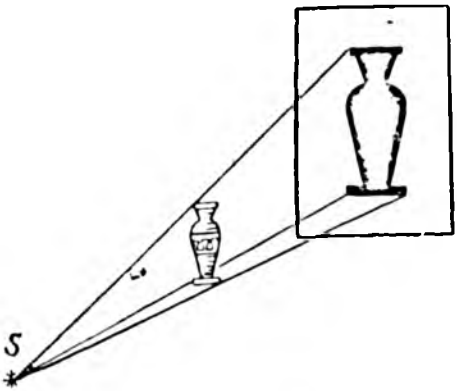
Бу қонунларнинг моҳияти қуйидагидан иборат.

1. Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонуни. Бир жинсли муҳитда ёруғлик тўғри чизиқлар бўйлаб тарқалади.

Бу қонун Евклид (бизнинг эрамиздан 300 йил илгари) ёзган деб ҳисобланган оптикага оид асарда учрайди, лекин бу қонун ундан анча илгари маълум бўлган ва қўлланилиб келган бўлса керак.

Нуқтавий ёруғлик манбалари ҳосил қиладиган кескин соялар устида ўтказилган кузатишлар ёки кичик тешиклар ёрдамида олинган тасвирлар бу қонуннинг тажрибада тасдиқланиши бўла олади. Буюмнинг контури билан унинг нуқтавий манба (яъни ўлчамлари ундан буюмгача бўлган масофага нисбатан жуда кичик бўлган манба) ёритгандаги сояси орасидаги муносабат тўғри чизиқлар ёрдамида геометрик проекциялашга мос келади (1.1-расм). Шунга ўхшаш 1.2-расм кичик тешик ёрдамида тасвир ҳосил бўлишини кўрсатади, бунда тасвирнинг шакли ва ўлчами буюмнинг тўғри чизиқли нурлар ёрдамида проекцияланишини кўрсатади.

Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонуни тажрибада пухта аниқланган қонун деб ҳисобланиши мумкин. Бу қонун жуда чуқур маънога эга, чунки тўғри чизиқ тўғрисидаги тушунчанинг



1.1- расм. Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиши: нуқтавий манба ёритганда соя ҳосил бўлиши.

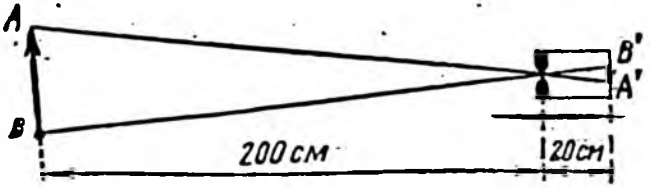
ўзи оптик кузатишлардан келиб чиққан бўлса керак. Тўғри чизиқнинг икки нуқта орасидаги энг қисқа масофа сифатидаги геометрик тушунчаси бир жинсли муҳитда ёруғлик тарқаладиган чизиқ тушунчасининг айни ўзидир. Қадим замонлардан бери лекало ёки буюмнинг тўғрилигини кўз нури бўйича назорат қилиш ана шундан бошланган.

Бу ҳодисаларни янада батафсил текширишлар шуни кўрсатадики, ёруғлик жуда кичик тешиклар орқали ўтказилганда ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонуни ўз кучини йўқотади. Дарҳақиқат, 1.2-расмда тасвирланган тажрибада тешикнинг ўлчами 0,5 мм чамасида бўлганда яхши тасвир ҳосил бўлади; тешик 0,02—0,03 мм бўлганда тасвир жуда ноаниқ бўлади. Тешикнинг ўлчами 0,5—1 мкм чамасида бўлганда тасвир ҳосил бўлмайди ва экран амалда текис ёритилган бўлади. Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонунидан четланишлар дифракция ҳақидаги таълимотда кўриб чиқилади.

2. Ёруғлик дасталарининг мустақиллик қонуни. Ёруғлик оқимини диафрагмалар ёрдамида айрим-айрим ёруғлик дасталарига ажратиш мумкин. Бу ажратилган ёруғлик дасталарининг таъсири мустақил бўлар экан, яъни айрим бир даста ҳосил қиладиган эффект бошқа дасталарнинг ўша вақтда таъсир кўрсатаётганига ёки уларнинг йўқ қилинганига боғлиқ эмас. Масалан, фотоаппарат объективига кенг ландшафтдан ёруғлик тушаётган бўлса, у ҳолда биз ёруғлик дасталарининг бир қисмини тўсганимизда бошқа дасталар бераётган тасвир ўзгармайди.

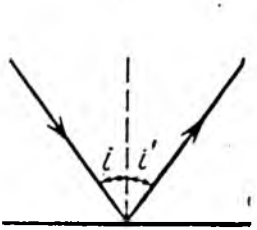
Бу қонуннинг мазмуни ёруғлик интерференцияси ҳодисаларида янада чуқурроқ аниқланади (суперпозиция принципи, қ. 4 ва 12- §).

3. Ёруғликнинг қайтиш қонуни. Тушаётган нур, қайтарувчи сиртга ўтказилган нормаль ва қайтган нур бир

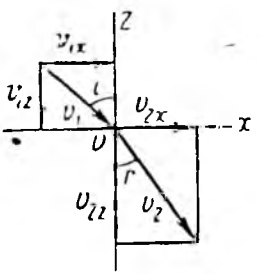


1.2- расм. Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиши: кичик тешик ёрдамида тасвир ҳосил қилиш.

текисликда ётади (1.3-расм), бунда нурлар билан нормаль орасидаги бурчаклар ўзаро тенг бўлади: i тушиш бурчаги i' қайтиш бурчагига тенг. Бу қонун ҳам Евклид асарида тилга олинган. Бу қонун жуда узоқ замондан бери маълум бўлган сайқалланган металл сиртларнинг (кўзгуларнинг) ишлатилиши орқасида кашф этилган.



1.3- расм. Қайтиш қонунига доир.



1.4- расм. Синиш қонунига доир.

4. Ёруғликнинг синиш қонуни. Тушаётган нур, синган нур ва ажралиш чегарасига ўтказилган нормал бир текисликда ётади. i тушиш бурчаги ва r синиш бурчаги (1.4-расм)

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n \qquad (1.1)$$

муносабат билан боғланган, бунда n— ўзгармас катталик бўлиб, i ва r бурчакларга боғлиқ эмас. Синдириш кўрсаткичи бўлган n катталик — ажралиш чегарасидан ёруғлик ўтаётган иккала муҳитнинг хоссаларига ва нурларнинг рангига боғлиқ бўлади.

Ёруғликнинг синиш ҳодисаси (эрамиздан 350 йил илгари) Аристотелга ҳам маълум бўлган. Миқдорий қонунни топишга биринчи бўлиб машҳур астроном Птолемей (эрамизнинг 120 й.) уриниб кўрган, у тушиш бурчаги ва синиш бурчагини ўлчаган. Птолемей берган маълумот жуда аниқ. Птолемей атмосферада ёруғлик синишининг ёритгичлар кўринма вазиятига кўрсатадиган таъсирини (атмосфера рефракциясини) ҳисобга олган ва ҳатто рефракция жадваллари тузган. Аммо Птолемей ўтказган ўлчашлар қиёсан кичик бурчаклар соҳасида бўлган ва шунинг учун ҳам у синиш бурчаги тушиш бурчагига пропорционал бўлади, деган нотўғри хулосага келган. Анча кейин (тахминан 1000 й.) араб олими Алгазен (ал Хотам) тушиш ва синиш бурчаклари нисбати доимий қолмаслигини топади, лекин қонуннинг тўғри ифодасини бера олмайди. Синиш қонунининг тўғри тавсифини ўзининг нашр қилинмай қолган асарида «тушиш ва синиш бурчаклари косекансларининг нисбати ўзгармайди» деб кўрсатган Снеллий (1591—1626) берган. Ўзининг «Диоптрика» китобида (1637 й.) синиш қонунининг ҳозирги таърифини эса Декарт берган. Декарт ўз қонунини 1630 йилда кашф қилган бўлиб, унга Снеллийнинг тадқиқотлари маълум бўлган-бўлмаганлиги равшан эмас.

Қайтиш қонуни ҳам, синиш қонуни ҳам муайян шартлар бажарилгандагина тўғри бўлади. Қайтарувчи кўзгу ёки икки муҳитни

ажратиб турган сирт ўлчами кичик бўлган ҳолда биз юқоридаги қонунлардан сезиларли четланишлар борлигини кўрамиз (қ. дифракцияга бағишланган боблар).

Юқорида муҳокама қилинган асосий қонунлар, дифракция ҳодисаларидан ташқари, ёруглик дасталарининг интенсивлиги етарлича катта бўлганида юз берадиган чизиқли бўлмаган ҳодисаларда ҳам бузилиши мумкин (қ. XL ва XLI боб.).

Аммо оддий оптик асбобларда кузатиладиган ҳодисаларнинг кенг соҳасида бу қонунлар етарлича аниқ бажарилади. Шунинг учун оптиканинг жуда муҳим амалий бўлими бўлмиш оптик асбоблар ҳақидаги таълимотда бу қонунларни тўла қўлланиладиган қонунлар деб ҳисоблаш мумкин. Ёруғлик ҳақидаги таълимотнинг бутун биринчи даври шу қонунларни аниқлашга доир тадқиқотлардан ва уларни қўлланишдан, яъни *геометрик* оптика (ёки *нурлар* оптикаси) асосларини вужудга келтиришдан иборат бўлди.

2-§. Оптика соҳасидаги назариялар тараққиётидаги бош даврлар

Биз оптиканинг асосий қонунлари қадим даврда аниқланган эканини кўрдик. Аммо кейинги даврлар давомида у қонунларга қаратилган назарий муносабатлар ўзгариб турган.

Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалишидан иборат асосий хоссаси Ньютонни (XVII аср охири) механика қонунларига (инерция қонунига) мувофиқ тўғри чизиқ бўйлаб учадиган ёруғлик зарралари оқими назарияси тарафдори бўлишга мажбур қилган бўлса керак. Механика соҳасида Ньютон эришган улкан муваффақиятлар унинг оптик ҳодисаларга бўлган муносабатига асосий таъсир кўрсатди. Ёруғликнинг қайтиши эластик шарчанинг текисликка урилиб қайтишига (бунда $\angle i = \angle i'$ қонун тўғри бўлади) ўхшаш тушунилар эди. Ньютон ҳам худди Декартдек, ёруғлик зарраларининг синдирувчи муҳитга тортилгани ва шу туфайли бир муҳитдан иккинчи муҳитга ўтганда зарраларнинг тезлиги ўзгаргани учун ёруғлик синади, деб ҳисоблади.

Зарранинг биринчи муҳитдаги v_1 тезлигини v_{1x} ва v_{1z} ташкил этувчиларга ажратамиз (қ. 1.4-расм), у ҳолда биринчи муҳитдан иккинчисига ўтаётган зарралар тезлиги ёруғлик зарралари ва муҳит зарралари орасидаги тортишиш таъсирида ўзгаради. Бу тортишиш кучлари икки муҳитнинг ажралиш чегарасига ўтказилган нормал бўйича йўналган ва шунинг учун мос равишда тезликнинг нормал ташкил этувчиларини ўзгартириб ($v_{1z} \neq v_{2z}$), тангенциал ташкил этувчиларини ўзгартирмайди ($v_{1x} = v_{2x}$). Агар иккинчи муҳит оптик жиҳатдан зичроқ бўлса, у ҳолда $v_{2z} > v_{1z}$ ва, бинобарин, $v_2 > v_1$ бўлади. $v_{1x} = v_1 \sin i$ ва $v_{2x} = v_2 \sin r$ бўлгани учун $v_{1x} = v_{2x}$ тенгликдан

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_2}{v_1} = n$$

нисбатнинг ўзгармас бўлиши келиб чиқади; бу нисбат тушиш бурчагига боғлиқ эмас, чунки v_1 ва v_2 тезликлар ёруғлик тарқаладиган йўналишга боғлиқ эмас (изотроп муҳитлар), лекин ёруғликнинг рангига боғлиқ.

Бу назария синиш кўрсаткичи тушунчасига тайинли бир физик маъно беради: n катталик ёруғлик зарраларининг иккинчи ва биринчи муҳитлардаги тезликлари нисбати бўлиб, бунда ёруғликнинг оптик жиҳатдан кўпроқ зич муҳитдаги тезлиги зичлиги камроқ муҳитдаги тезлигидан ортиқ бўлади.

Ньютон замонида ёруғликнинг турли муҳитдаги тезлиги ҳали бевосита ўлчанган эмас эди. Шунинг учун топилган хулосани бевосита текшириб кўриш мумкин эмас эди. Кейинчалик ёруғликнинг турли муҳитлардаги тезлиги ўлчанди (Фуко, 1850 й.) ва ёруғликнинг зичроқ муҳитлардаги (масалан, сувдаги) тезлиги ҳаводагидан *кичик* эканлиги маълум бўлди, ваҳоланки ёруғликнинг ҳаводан сувга ўтишида синиш кўрсаткичи 1,33 га тенг, яъни бирдан катта. Шундай қилиб, синиш кўрсаткичининг Ньютон берган талқини нотўғри бўлиб чиқди. Аммо ёруғликнинг модда ичида тарқалиш моҳиятини янада чуқур анализ қилиш бу масала унча содда эмаслигини кўрсатади.

Ньютон замонида ёруғликнинг планеталараро фазода тарқалиш тезлиги аниқланди (Рёмер, 1676 й.): Бунда ёруғликнинг тезлиги тахминан 300 000км/с бўлиб чиқди. Ёруғлик тезлигининг бунчалик катта бўлиши Ньютоннинг ёруғлик тўғрисидаги тасаввурини унинг кўп замондошлари тан олмаслигига сабаб бўлди, чунки шундай катта тезлик билан чопувчи зарраларни кўз олдига келтириш қийин туюлар эди.

Ҳозирги вақтда бу эътироз ўз кучини йўқотган: биз учиш тезлиги ёруғлик тезлигига жуда яқин бўлган зарраларни (β-нурлар ва космик зарраларни) биламиз.

Худди шунингдек, бундан бирмунча кейин (1746 й.) Л. Эйлер томонидан билдирилган бошқа бир эътироз ҳам биз учун ишонтирарли эмас. Эйлернинг фикрича, Ньютоннинг ёруғлик зарралари оқими назарияси тасаввури «ҳам дадил, ҳам ажиб кўринниши керак, чунки Қуёш барча томонга узлуксиз равишда ёруғлик моддасини шундай катта тезлик билан сочаётган экан, Қуёшнинг тезда адо бўлиши ёки ҳар ҳолда, шунча асрлар давомида сезиларли даражада ўзгариши керак эди». Масса билан энергия ўртасидаги муносабат ҳақидаги ҳозирги замон тасаввурлари нурланиш процесси оқибатида Қуёш массасининг узлуксиз камайишини тан олишга мажбур қилади. Ньютоннинг ёруғлик табиатига бўлган қарашларининг кўп томонлари ҳозирги замон тасаввурларида ҳам учрайди, аммо ҳозирги тасаввурлар аслида мутлақо янги ва мутлақо бошқа экспериментал асосга таянади.

Ньютоннинг замондоши Гюйгенс ёруғликнинг бошқа назарияси билан майдонга чиқди. («Ёруғлик тўғрисида трактат», 1678 йилда

ёзилган, 1690 йилда нашр қилинган). У кўп акустик ва оптик ҳодисалар орасида ўхшашлик борлигига асосланиб, ёруғлик таъсирини моддий жисмлар ичидаги ва улар орасидаги бутун фазони тўлдирган махсус муҳитда—эфирда тарқалувчи эластик импульслар, деб фараз қилди. Ёруғлик тарқалишининг тезлиги жуда катта бўлишига эфирнинг хоссалари (унинг эластиклиги ва зичлиги) сабаб бўлади ва бунда эфир зарралари жуда тез кўчмайди. Тўлқинларнинг сув сиртида тарқалиши устидаги кузатишлардан шу нарса маълум эдики, зарраларнинг юқорига ва пастга томон қиладиган қиёсан секин ҳаракати сув сиртида тез тарқаладиган тўлқинлар пайдо қила олади.

Шуни қайд қилиш керакки, гарчи Гюйгенс ёруғлик тўлқинларини тилга олган бўлса-да, у бу тушунчага унинг кейин олган ва биз ҳозир тан олаётган мазмун берган эмас. У ёруғлик сферик сиртлар тариқасида тарқалади, деб айтиб, кетидан «мен бу сиртларни тош ташланган сувда ҳосил бўладиган тўлқинларга ўхшашлиги туфайли тўлқинлар дейман», деб қўшиб қўйган. Гюйгенс ёруғлик ҳодисаларида даврийлик борлигини билмагангина эмас, балки ҳатто «... бу тўлқинларнинг ўзи бир-бирининг кетида бир хил масофада боради, деб тасаввур қилиш ярамайди», деб айтган. Шунга мувофиқ, Гюйгенс ҳеч бир ерда тўлқин узунлиги тушунчасидан фойдаланмайди ва ёруглик ўтадиган тешикнинг қанчалик тор бўлишидан қатъи назар, ёруғлик тўғри чизиқ бўйлаб тарқалади, чунки «бу тешик эфир материясининг ақл бовар қилмайдиган чексиз кичик зарраларининг кўп миқдорини сиғдира оладиган даражада ҳамма вақт етарлича катта бўлади», деб ҳисоблайди. Шундай қилиб, Гюйгенс Гримальди (қ. Гримальдининг вафотидан кейин 1665 йилда нашр қилинган асари) ва Гук (1672—1675 йиллар орасидаги даврда) тавсифлаган дифракция ҳодисаларига эътибор бермайди. Худди шунингдек, у ўз асарида Ньютон ҳалқалари ҳақида ҳеч нарса демайди, ваҳоланки бу ҳодисани Ньютоннинг ўзи ёруғлик процесслари даврийлигининг далили деб билган.

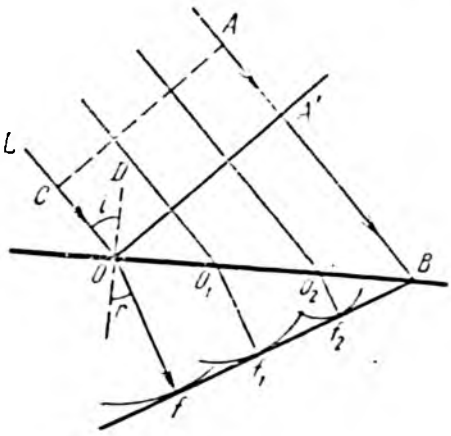
Шундай қилиб, Гюйгенс ёруғликнинг Ньютон яратган корпускуляр назарияга қарши қўйилиши мумкин бўлган тўлқиний назариясининг яратувчиси эди, деган кенг тарқалган фикр унча аниқ эмас. Гюйгенс—Ньютон замонида тўлқиний назария фақат жуда схематик равишда яратила бошлаган эди. Бунда бу назария тасаввурларининг энг муҳим элементи бўлмиш даврийликни, яъни ёруғлик ҳодисаларининг даврийлигини анча равшан англаган киши айни Ньютоннинг ўзи эди; Ньютон ўз номи билан аталган ҳалқалар (қ. 26- §.) устида тажриба ўтказиб, ҳатто ҳалқаларнинг радиусларини ўлчаган, улар асосида биз турли рангли нурланишларнинг тўлқин узунликларини етарлича аниқ ҳисоблай оламиз.

Гюйгенс гояларининг энг қимматлиси унинг номи билан аталган умумий принципдир; Гюйгенс бу принципни ёруғлик импульсларининг тарқалиш йўналишини топиш усули сифатида таклиф этган.

Шу принцип ёрдамида Гюйгенс одатдаги қайтиш ва синиш қонунларинигина эмас, балки исланд шпатида нурнинг иккига ажралиш ҳодисасини ҳам изоҳлаб берди; бу ҳодисани 1670 йилда Бартолинус кашф қилган эди.

Гюйгенс принципини қуйидагича таърифлаш мумкин:

Ёруғлик тўлқини етиб борган ҳар бир нуқта ўз навбатида иккиламчи тўлқинлар маркази бўлади; бирор пайтда бу иккиламчи тўлқинларни ўровчи сирт ҳақиқатда тарқалаётган тўлқиннинг шу пайтда эгаллаб турган вазиятини кўрсатади.



1.5- расм. Синган тўлқинни Гюйгенс принципига мувофиқ ясаш.

Бундай дастлабки шаклда Гюйгенс принципи иккиламчи тўлқинларни ўровчи геометрик сирт билан шаклан айнан, деб ҳисобланадиган тўлқин фронтининг тарқалиш йўналиши тўғрисида гапиради, холос. Шундай қилиб, гап тўлқинлар тарқалиши тўғрисида эмас, балки хусусан шу сиртнинг тарқалиши тўғрисида боради ва Гюйгенснинг хулосалари фақат ёруғлик тарқалиши йўналиши ҳақидаги масалага тегишлидир. Бундай кўринишда Гюйгенс принципи аслида *геометрик оптика* принципидир ва аниғини айтганда геометрик оптика яроқли бўлган шароитдагина, яъни ёруғлик тўлқинининг узунлиги тўлқин фронти ўлчовига нисбатан чексиз кичик бўлганидагина қўлланиши мумкин. Бу шароитда Гюйгенс принципи геометрик оптиканинг асосий қонунларини (синиш ва қайтиш қонунларини) келтириб чиқариш имконини беради. Мисол сифатида ясси тўлқиннинг икки муҳит чегарасида синишини кўриб чиқамиз, бунда тўлқиннинг биринчи муҳитдаги тезлигини v_1 билан, иккинчи муҳитдаги тезлигини v_2 билан белгилаймиз.

i бурчак (1.5-расм) — тўлқин фронтига ўтказилган CO перпендикуляр билан синдирувчи муҳит сиртига ўтказилган OD перпендикуляр орасидаги бурчак бўлсин. $t = 0$ пайтда тўлқин фронтининг C нуқтаси синдирувчи муҳитга етиб келиб, O нуқта билан устма-уст тушган бўлсин, у ҳолда тўлқин фронтининг A' нуқтаси иккинчи муҳитга (B нуқтада) етгунча ўтадиган τ вақт ичида O марказий нуқтадан чиққан иккиламчи тўлқин бирор Of масофага тарқалади. Маркази O_1, O_2 ва ҳоказо бўлган иккиламчи тўлқинлар бу пайтгача тегишлича масофаларга тарқалиб, иккинчи муҳитда f_1, f_2, ... элементар сферик тўлқинлар ҳосил қилади. Гюйгенс принципига мувофиқ, тўлқин фронтининг ҳақиқий вазиятини элементар тўлқинлар ўрамаси, яъни Bf_2f_1f текислик кўрсатади. Равшанки,

$$OB = \frac{Of}{\sin r} = \frac{A'B}{\sin i},$$

бу ерга $A'B = v_1\tau$ ва $Of = v_2\tau$ қийматларини қўйсак, у ҳолда қуйидагилар ҳосил бўлади:

$$v_1\tau \sin r = v_2\tau \sin i,$$

ёки

$$\sin i/\sin r = v_1/v_2 = n.$$

Гюйгенс назарияси синиш қонунини изоҳлаб бера билишини кўриб турибмиз, бунда синиш кўрсаткичи қийматини юз эллик йил кейин бажарилган Фуко тажрибаси натижалари билан осон мос келтириш мумкинлиги маълум бўлди (қ. 125- §).

Тўлқинларнинг қайтиш қонуни ҳам Гюйгенс принципи нуқтаи назаридан худди шундай табиий тарзда изоҳлаб берилади (қ. 1-машқ).

Шундай қилиб, Гюйгенс принципи геометрик ясаш усулидан иборат. Унда тўлқин узунлиги тушунчаси қўлланмайди, бунинг оқибатида ёруғлик тўлқинини чегараловчи тешикнинг ўлчами кичик бўлганда юз берадиган ҳодисалар сабаби очилмай қолади; товуш тўлқинларининг, умуман айтганда, тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонунига бўйсунмаслигининг сабаби ҳам очилмай қолади. Гюйгенс принципининг бу дастлабки кўриниши фақат геометрик оптика соҳасида қўлланиши мумкин.

Бутун XVIII аср давомида ёруғликнинг корпускуляр назарияси (яъни зарралар оқими назарияси) фанда устунлик қилди, аммо ёруғликнинг бу ва тўлқиний назариялари орасида кескин кураш тўхтамади. Л. Эйлер («Ёруғлик ва рангларнинг янги назарияси», 1746 й.) ва М. В. Ломоносов («Ёругликнинг келиб чиқиши тўғрисида қисса — ранглар ҳақида янги назариядир», 1756 й.) корпускуляр назариянинг чинакам рақиблари эдилар: улар иккаласи «ёруғлик — эфирнинг тўлқинсимон тебранишларидир» деган тасаввурларни ҳимоя қилди ва ривожлантирди.

XIX аср бошида изчил ривожлантирилган тўлқиний оптика системаси яратила бошлади. Бунда бош ролни Юнг ва Френель ишлари ўйнади. Френель (1815 й.) Гюйгенс принципини Юнгнинг интерференция принципи билан тўлдириб аниқлаштирди, шу интерференция принципи ёрдамида Юнг 1801 йилда қайтган ёруғликда кузатиладиган юпқа пластинкалар рангини қаноатланарли равишда изоҳлаб берган эди. Гюйгенс—Френель принципи ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиши сабабини етарлича қаноатланарли баён этибгина қолмасдан, балки ёруғликнинг тўсиқлар ёнидан ўтишида ёруғлик интенсивлиги тақсимоти тўғрисидаги масалани ечиш, яъни дифракция ҳодисасини текшириш имконини берди.

Келгусида ёруғликнинг қутбланиш ва қутбланган нурлар интерференцияси ҳодисаларини ўрганиш (Френель ва Араго) ёруғлик тўл-

қинларининг хусусиятларини аниқлаш имконини берди; Френель ва Юнг ёруғликнинг бундай хусусиятга эга бўлишига ёруғлик тўлқинлари *кўндаланг* тўлқинлар, яъни уларда тебраниш йўналиши тарқалиш йўналишига перпендикуляр эканлиги сабаб бўлади, деб фараз қилишган.

Аммо кўндаланг эластик тўлқинлар фақат қаттиқ жисмда бўлиши мумкин, шунинг учун эфирни эластик қаттиқ жисм хоссаларига эга бўлади, деб ҳисоблашга тўғри келди. Чексиз қаттиқ жисмда кўндаланг эластик тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги

$$c = \sqrt{N/\rho} \qquad (2.1)$$

муносабатдан аниқланади, бу ерда N— силжиш модули, ρ— зичлик. Астрономик кузатишларга қараганда, эфир планеталарнинг қаттиқ жисми ҳаракатига қаршилик кўрсатмаганлиги учун ρ зичлик ниҳоятда кичик бўлиши керак; c нинг қийматини кераклича қилиб олиш учун айни вақтда N нинг қиймати катта бўлади, деб ҳисоблаш зарур. Турли муҳитларда ёруғлик тезлигининг турлича бўлиш сабабини очиб бериш учун турли моддаларда эфирнинг хоссалари турлича бўлади, деб ҳисоблашга, анизотроп моддалар учун эса янада мураккаб фаразлар қилишга тўғри келди.

Ниҳоят, Френель ва Арагонинг юқорида тилга олинган тажрибаларида аниқланган фактнинг, яъни ёруғлик тўлқинларида бўйлама тебранишларнинг тамомила йўқ бўлишининг сабабини очиб бериш учун эластик эфирнинг махсус хоссалари бор, деб ҳисоблашга тўғри келди. Эластик қаттиқ эфирнинг барча бу хусусиятларини таққослаш ёруғликнинг эластик эфир назариясида муҳим қийинчиликлар борлигини кўрсатади; бунинг устига, бу назария, оптика билан бошқа физик ҳодисалар орасида ҳеч бир алоқа борлигини кўрсатмади ва моддани характерловчи оптик константаларни унинг бирор бошқа параметрлари билан боғлаш имконини бермади.

Бироқ Фарадей оптик ҳодисалар яккаланган процесслар эмаслигини ва, хусусан, оптик ҳодисалар билан магнит ҳодисалари орасида алоқа борлигини исбот қилди; 1846 йилда Фарадей қутбланиш текислигининг магнит майдонида бурилиш ҳодисасини кашф қилди. Иккинчи томондан, бошқа бир ажойиб факт ҳам топилди: ток кучининг электромагнитик бирлигининг электростатик бирлигига нисбати $3 \cdot 10^8$ м/с га, яъни ёруғлик тезлигига тенг экан (Вебер ва Кольрауш, 1856 й.). Ниҳоят, Максвеллнинг назарий тадқиқотлари электромагнитик майдон ўзгаришлари фазода маълум бир жойда қолмасдан, балки вакуумда токнинг электромагнитик ва электростатик бирликлари нисбатига, яъни ёруғлик тезлигига тенг тезлик билан тарқалишини кўрсатди. Бу хулоса кейинроқ Герц (1888 й.) тажрибаларида тасдиқланди. Ўз тадқиқотлари асосида Максвелл (1865 й.) *ёруғлик электромагнитик ҳодисадир*, деган хулосага келди.

Максвеллнинг ҳисобига мувофиқ:

$$c/v = \sqrt{\varepsilon\mu}, \qquad (2.2)$$

бу ерда c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, v — муҳитдаги тезлиги бўлиб, бу муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ε ва магнит сингдирувчанлиги μ. Бироқ $c/v = n$ (синиш кўрсаткичи) бўлганлиги учун

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu}. \qquad (2.3)$$

Бу муносабат модданинг оптик, (электр,) магнит константаларини бир-бирига боғлайди.

Бироқ n нинг ёруғлик тўлқин узунлиги (λ) га боғлиқ бўлиши (2.3) дан кўринмайди, ваҳоланки, ёруғлик дисперсияси мавжудлиги, яъни ёруғликнинг тўлқин узунлиги ўзгариши билан n ўзгариши* тажрибадан маълум: $n = f(\lambda)$. Модданинг электромагнитик хоссаларини характерлаш учун фақатгина макроскопик параметрлар (ε, μ) билан чекланган Максвелл назарияси бу фактнинг сабабини очиб беролмади. Модда билан ёруғликнинг ўзаро таъсири процессларини модданинг тузилиши ҳақидаги чуқурроқ тасаввурлар заминида батафсил текшириш зарур эди. Бу ишни *электрон назария* яратувчиси Лорентц (1896 й.) қилди. Атомлар таркибига кирган ва улар ичида муайян даврли тебранишлар қилиб турадиган электронлар тўғрисидаги тасаввур модданинг ёруғлик чиқариш ва ютиш ҳодисаларини, шунингдек моддада ёруғлик тарқалиш хусусиятларини изоҳлаб берди. Хусусан, ёруғлик дисперсияси ҳодисалари ҳам тушунарли бўлиб қолди, чунки ε диэлектрик сингдирувчанлик, электрон назарияга асосан, электромагнитик майдон частотасига, яъни λ тўлқин узунликка боғлиқ бўлади.

Ёруғликнинг тўлқиний назарияси ривожланиши билан баравар эфир тушунчаси ҳам тараққий қила боради. Гюйгенс тасаввурида эфир тушунчаси ҳали анча мужмал ва ноаниқ; М. В. Ломоносов эфирнинг имконий ҳаракатларининг турли (илгариланма, айланма ва тебранма) типини текшириб, уни аниқлаштириш ва чуқурлаштиришга уринади, бунда Ломоносов ёруғликни эфирнинг тебранма ҳаракати тарқалиши деб ҳисоблайди. М. В. Ломоносовнинг электр ҳодисаларини тушунтиришни ҳам эфирга боғлаш мумкин, деб ҳисоблаганини айтиб ўтиш фавқулодда қизиқарлидир. 1756 йилда бошлаб қўйилган, аммо тугалланмай қолган «Электр назарияси» китобида М. В. Ломоносов бундай деб ёзган эди: «Бу(электр)ҳодисалар ҳавосиз фазода юз бергани, ёруғлик ва олов бўшлиқда юз бергани ва эфирга боғлиқ бўлгани учун бу электр материя эфир билан айнан бир хил бўлиши ҳақиқатга ўхшаб кўринади». Бундан кейин яна бундай деган: «Буни билиш учун эфир табиатини ўрга-

* Эластик эфир назариясида дисперсиянинг сабаби махсус фаразлар қилиш йўли билан очиб берилган эди (Коши, 1836 й.; Зеллъмейер, 1871 й.).

ниш зарур; агар у электр ҳодисаларини тушунтириш учун жуда яроқли бўлса, бу ҳолда уларнинг эфир ҳар катидан келиб чиқаётгани эҳтимоли етарлича катта бўлади. Ниҳоят, агар ҳеч қандай бошқа материя топилмаса, у ҳолда электрнинг энг ишончли сабаби ҳаракатланувчи эфир бўлади». «Электр назарияси» китобида белгиланган тажрибалардан бири «Нур электрланган сувда ёки электрланган шишада бошқача синадими» деган тажриба эди; бу тажриба электрооптиканинг асосий тажрибаларидан бири бўлиб, у фақат XIX аср охиридагина амалга оширилди.

Ёруғлик ҳақидаги тўлқинли тасаввурлар XVIII асрда Эйлер ишларида энг катта ривож топди. Эйлернинг фикрича, товуш ҳаво тебранишларидан иборат бўлганидек, ёруғлик эфир тебранишларидан иборат, бунда унинг турли рангларига турли частотали тебранишлар мос келади. Эйлер ёруғлик тезлигини товуш тезлиги билан таққослаб, эфир «одатдаги ҳавога қарағанда анча кўп марта нозик ва эластик» субстанциядир деб тасдиқлади. Ломоносов каби Эйлер ҳам барча электр ҳодисаларининг манбаи ўша ёруғлик ташувчи эфирнинг ўзидир, деган фикрни айтди. Эйлернинг фикрича, электр—эфирнинг мувозанати бузилишидан иборат: ичида эфирнинг зичлиги атрофдаги жисмлардагидан катта бўлган жисмлар мусбат электрланган бўлади; ичида эфирнинг зичлиги атрофдаги жисмлардагидан кичик бўлган жисмлар манфий электрланган бўлади. Эйлер ўз назариясини магнит ҳодисаларига татбиқ қилмади, чунки ҳали магнетизмнинг электр табиати маълум эмас эди. Бу мулоҳазаларни Эйлер ўзининг машҳур «Немис маликасига ёзилган хатлар»ида баён этган. Бу хатлар 1760—61 йилларда ёзилган ва Петербургда Эйлернинг Россияда Ломоносов вафотидан кейинги, иккинчи истиқомати даврида (1768—1772 й.) нашр қилинган; Эйлер бунгача Ломоносов билан доимий дўстона илмий ёзишма қилиб турган. Шунинг учун юқорида тилга олинган тасаввурлар Эйлерда Ломоносов ғоялари таъсири остида пайдо бўлганлиги ажаб эмас.

Ломоносов — Эйлер эфиридан фарқли равишда, Френель—Юнг эфири (XIX аср боши) фақат оптик ҳодисаларни талқин қилди. Бир оз кейинроқ Фарадей электр ва магнит ўзаро таъсирларини изоҳлаш учун фаразий моддий муҳит тушунчасини киритди, бу муҳитнинг ҳолати (эластик тарангланиши) зарядлар орасидаги ва токлар орасидаги бўладиган ва тажрибада кузатиладиган ўзаро таъсир эффектлари сабабини очиб бериши керак эди. Ёруғликнинг электромагнитик табиати тўғрисида Максвелл ғоялари ёруғлик ташувчи ва электромагнитик эфирларни бирлаштириш, уларни барча электромагнитик ҳодисалар ташувчиси қилиш имконини берди. Электромагнитик майдон вужудга келиши, шунингдек унинг тарқалиши нуқтадан нуқтага муайян тезлик билан тарқала оладиган эфир ҳолатининг ўзгариши тарзида тасаввур қилинар эди.

Ҳаракатланаётган муҳитлар электродинамикасининг янада ривожланиши қуйидаги тасаввурга олиб келди: эфир барча жисмлар

ичига киради, аммо бу жисмлар ҳаракат қилганида у ҳаракатсиз қолаверади (Лорентц, қ. 130-§). Шундай қилиб, эфирнинг физик характеристикалари тобора камроқ реал (ҳақиқий) бўла боради. Лорентц (XIX асрнинг охирги йиллари) тасаввурида эфир чексиз ва ҳаракатсиз муҳит бўлиб, унинг ягона характеристикаси фақат унда электромагнитик ғалаёнларнинг ва, хусусан, ёруғликнинг муайян тезлик ($c = 2{,}998 \cdot 10^8$ м/с) билан тарқалишидир.

Аммо ҳаракатсиз муҳит кўринишидаги ва, бинобарин, саноқ системаси сифатида танланиб, абсолют ҳаракатни ажратиш имконини берадиган эфир тўғрисидаги тасаввур тажрибаларга зид келиб қолди (масалан, Майкельсон тажрибаси, қ. 131-§) ва уни сақлаб қолиш мумкин эмас эди. Лорентц электродинамикаси (қ. 131-§) ўрнини олган нисбийлик электродинамикаси электромагнитик процессларнинг моддий ташувчиси бўлган эфир тўғрисидаги тасаввурдан умуман воз кечди. Ёруғлик (электромагнитик майдон) ва модда материянинг икки хил тури эканлиги ёруғлик квантининг электрон-позитрон жуфтига айланишида ва аксинча, позитрон ва электроннинг бирлашиши ҳисобидан ёруғлик кванти пайдо бўлишида жуда яққол кўринади.

Ҳаракатсиз эфир тасаввурига таянган Лорентцнинг электрон назариясидан келиб чиқадиган қийинчиликлар билан бир қаторда бу назариянинг бошқа қийинчиликлари ҳам маълум бўлди. Бу назария ёруғлик билан модданинг ўзаро таъсирига тегишли ҳодисаларнинг кўп хусусиятларини изоҳлаб бера олмади. Жумладан, чўгланган қора жисм нурланишида энергиянинг тўлқин узунликлар бўйича тақсимланиши масаласи қаноатланарли ҳал қилинмади. Йиғилиб қолган қийинчиликлар Планкни квантлар назариясини (1900 й.) тавсифлашга мажбур қилди, бу назария модданинг молекуляр тузилиши ҳақидаги таълимотдан олинган узиклик (дискретлик) ғоясини электромагнитик процессларга, жумладан, ёруғлик чиқариш процессига ҳам татбиқ қилади. Квантлар назарияси қизиган жисмларнинг ёруғлик чиқариш масалаларидаги қийинчиликларни бартараф қилди; ёруғлик ва модданинг квантлар нуқтаи назаридан талқин қилмасдан туриб тушуниб бўлмайдиган ўзаро таъсири проблемаси янгича қўйилди. Бирталай оптик ҳодисалар, жумладан фотоэлектр эффекти ва ёруғлик сочилиши масалалари биринчи ўринга ёруғликнинг корпускуляр хусусиятларини чиқарди. Атом ва молекулаларнинг тузилиши тўғрисидаги ҳозирги замон таълимоти асоси бўлиб қолган квантлар назарияси ҳозир ҳам ривожланиб бормоқда.

Оптиканинг етакчи назариялари тараққиётининг қисқача баён қилинган манзараси ёруғлик табиати ҳақидаги икки (биринчи қарашда бир-бирини истисно қиладиган) тасаввурнинг, яъни тўлқиний ва корпускуляр тасаввурнинг кураши оптика тарихида қандай ўрин тутганини кўрсатади.

Биринчи даврда (Ньютон—Гюйгенс, XIX аср бошигача) бу та-

саввурларнинг қарама-қарши қўйилиши бир-бирини истисно қилиш характерига эга эди ва илмий прогресс бу қарама-қаршиликни чуқурлаштириб, уларнинг табиатини равшанроқ тушуниш имкониятини берадиган экспериментал база қидириш ва ривожланган назария яратишдан иборат эди. Иккинчи давр, яъни Френель—Юнгдан то ёруғлик квантлари тасаввури пайдо бўлгунча (1905 й.) ўтган давр корпускуляр тасаввурларни гўё узил-кесил енгиб чиққан тўлқиний тасаввурларнинг ҳар тарафлама ривожланиш даври бўлди. Ундан кейинги давр экспериментал методлар ривожланиши туфайли очилган янги, нозик экспериментал фактларни жамгаришдан иборат; айни вақтда квантлар назарияси яратилиши билан боғлиқ бўлган янада чуқурроқ назарий тасаввурлар ривожлана борди. Бу даврда фақат барқарор тўлқиний тасаввурлар билан бир қаторда корпускуляр қарашлар асосланибгина қолмасдан, балки корпускуляр ва тўлқиний тасаввурлар муваффақиятли равишда синтез қилиб кўрилди.

Оптика тараққиётининг 1960 йиллдан бошланғди деб ҳисобланиши мумкин бўлган ҳозирги босқичи янги, жуда ҳам ўзига хос хусусиятларга эга. Ёруғликнинг барча оптик ҳодисаларни тушуниш учун асос бўлиб хизмат қилаётган фундаментал хоссалари—тўлқиний, квант хоссалари, унинг электромагнитик табиати борган сари хилма-хил ва чуқур тасдиқланмоқда ва қўлланмоқда. Аммо бу ҳодисалар доираси беқиёс кенгайди. 60-йиллар бошида юқори даражада монохроматик ва йўналтирилган ёруғлик чиқарадиган манбалар—оптик квант генераторлари (лазерлар) яратилди. Лазер нурланиши тарқалиши ва унинг модда билан ўзаро таъсири кўп ҳолларда одатдаги манбалар ҳолидагига нисбатан мутлақо бошқача шароитда содир бўлади ҳамда конкрет ҳодисалар илгари маълум бўлмаган мутлақо янги хусусиятларга эга бўлади. Айтилган бу гаплар қайтиш, синиш, дифракция, сочилиш, ютилиш ва бошқа асосий оптик ҳодисаларга тегишлидир (қ. XL, XLI боб).

II боб

ТЎЛҚИНЛАР

3-§. Тўлқин ҳосил бўлиши. Тўлқин тенгламаси

Тўлқиний процесслар жуда умумий ҳодисалардан иборат. Тўлқин ҳосил бўлиши системанинг айрим қисмлари орасида алоқа борлигига боғлиқ, шу туфайли яккаланган процесс тушунчаси, албатта, анчагина шартли абстракциядир. Фазонинг бирор қисмида юз бераётган процессни яккаланган процесс деб ҳисоблаш мумкин бўлган ҳоллар қийсан кам бўлади. Одатда бу процесс системанинг қўшни нуқталарида тегишли ўзгаришлар юзага келтириб, уларга

бирор миқдорда энергия беради. Бу нуқталардан ғалаён (ўзгариш лар) уларнинг қўшниларига ўтади ва ҳоказо, шу йўсинда нуқтадан-нуқтага тарқалади, яъни тўлқин ҳосил қилади. Бу ўзаро таъсирни тақозо қилувчи алоқаларнинг табиатига боғлиқ равишда бирор табиатли тўлқин ҳосил бўлади. Ҳар қандай қаттиқ, суюқ ёки газсимон жисм элементлари орасида таъсир этувчи эластик кучлар туфайли жисмларда эластик (акустик) тўлқинлар пайдо бўлади. Сувнинг қўшни қисмлари орасидаги алоқалар туфайли (бу алоқалар ўз навбатида оғирлик кучи ва суюқлик зарралари ҳаракатчанлиги туфайли ҳосил бўлади) сувнинг горизонтал сирти ғалаёнланиши сиртий тўлқинлар манбаи бўлади. Суюқлик сиртининг озгина деформацияланиши сирт қатламидаги ҳодисаларни аниқлайдиган молекуляр кучлар таъсирида пайдо бўладиган капилляр тўлқинлар бошланишига сабаб бўлиши мумкин. Фазонинг бирор жойида пайдо бўлган электромагнитик ғалаён электромагнитизм ва электромагнитик индукция қонунларида ифодаланган электромагнитик алоқалар туфайли фазонинг қўшни қисмларида худди шундай ғалаёнлар манбаи бўлади, ғалаён бу жойлардан нари ва яна нари узатилади: Максвелл назарияси бўйича ёруғлик тезлиги билан тарқалиши керак бўлган электромагнитик тўлқин вужудга келади.

Тўлқинлар пайдо қилувчи физик процесслар чексиз хилма-хил бўлишига қарамасдан, тўлқинлар бир умумий тип бўйича ҳосил бўлади. Бирор нуқтада маълум бир пайтда юз берган тўлқин бирор вақт ўтгач бошланғич нуқтадан қандайдир масофада намоён бўлади, яъни у маълум тезлик билан узатилади. Соддалик учун тўлқиннинг бирор x йўналишда тарқалишини кўриб чиқайлик; биз s тўлқинни x координата ва t вақтнинг функцияси сифатида тасвирлай оламиз: $s = f(x, t)$. Тўлқиннинг x йўналиш бўйлаб v тезлик билан тарқалиши ҳам ўша функция билан ифодаланади, бироқ бу функциянинг аргументига t ва x лар $(vt - x)$ ёки $(t - x/v)$ комбинациялар кўринишида киради. Ҳақиқатан ҳам аргументнинг тузилиши бундай эканлиги шуни кўрсатадики, функциянинг x нуқтада t пайтдаги қиймати бирмунча наридаги $x + dx$ нуқтада бир оз кейинги $t + dt$ пайтда такрорланади, лекин бунда қуйидаги шарт бажарилиши керак:

$$vt - x = v(t + dt) - (x + dx). \qquad (3.1)$$

Шундай қилиб, ғалаён $\frac{dx}{dt}$ тезлик билан тарқалиб, dt вақт ичида dx масофага кўчади. (3.1) муносабатдан $\frac{dx}{dt} = v$ эканлиги, яъни бу тезлик v га тенг эканлиги келиб чиқади.

Демак, $vt - x$ аргументли *ҳар қандай* функция тўлқиннинг x йўналиш бўйлаб x нинг ўсиб борувчи қийматлари томон ўзгармас v тезлик билан тарқалишини ифодалайди. Шунга ўхшаш, $vt + x$ аргументли ҳар қандай функция тўлқиннинг v тезлик билан, ле-

кин қарама-қарши томонга тарқалишини ифодалайди. f функциянинг кўриниши тўлқиннинг ҳар қандай t пайтдаги *шаклини* аниқлаш имконини беради ва тўлқиннинг вужудга келиш шароитига боғлиқ бўлади.

Тўлқиний ҳаракатни тавсифловчи дифференциал тенглама, яъни ечими $vt - x$ ёки $vt + x$ аргументли ҳар қандай функция бўла оладиган тенглама

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} \qquad (3.2)$$

кўринишда бўлишини исботлаш осон. Ҳақиқатан ҳам,

$$s = f_1(vt + x) + f_2(vt - x) \qquad (3.3)$$

муносабат билан аниқланадиган (бундаги f_1 ва f_2 — *ихтиёрий* функциялар) s тўлқин (3.2) нинг ечими бўлади; буни ўрнига қўйиш йўли билан текшириб кўриш мумкин. Бу тенглама иккинчи тартибли дифференциал тенглама бўлганлиги учун *икки* ихтиёрий функцияни ўз таркибига олувчи топилган ечим унинг *умумий* ечими бўлади. Бу ечим v тезлик билан бир-бирига қарши тарқалаётган икки тўлқин йиғиндисидан иборат. Равшанки, дифференциал тенгламанинг ўзига қараб, ҳеч қачон f_1 ва f_2 функцияларнинг махсус шакли ҳақида хулоса чиқариш мумкин эмас. Шунинг учун (3.2) типидаги дифференциал тенглама математик жиҳатдан тўлқинлар тарқалишининг (x ўқ бўйлаб) мумкин бўлган барча процессларини тавсифлайди. Мисол тариқасида электр курсларида ўрганиладиган электромагнитик тўлқин ҳосил бўлиши ва тарқалишини кўриб чиқамиз.

Маълумки, муҳитнинг бирор жойида ўзгарувчан электр токи вужудга келиши билан бир вақтда атрофдаги фазода ўзгарувчан магнит майдони пайдо бўлади (электромагнетизм); ўзгарувчан магнит майдони ўзгарувчан электр майдони ҳосил бўлишига олиб келади (электромагнитик индукция), бу туфайли эса атрофдаги муҳитда ўзгарувчан силжиш токлари пайдо бўлади. Ўтказгичдаги оддий ўтказувчанлик токлари ўз атрофида магнит майдони вужудга келтиргани каби, силжиш токлари ҳам магнит майдони пайдо бўлишига сабаб бўлади. Шундай қилиб, фазонинг тобора янги-янги соҳалари электромагнитик майдонлар таъсири соҳалари бўла боради: бирор жойда вужудга келган электр тебраниши ўз жойида қолмайди, балки электромагнитик тўлқин кўринишида тарқалиб, фазонинг тобора янги-янги қисмларини бирин-кетин эгаллаб боради.

Бу процессни юзага келтирувчи электромагнетизм ва электромагнитик индукция ҳодисалари электр (E) ва магнит (H) майдонлари кучланганликлари ўзгаришлари орасидаги муносабатни аниқловчи Максвелл тенгламаларида ўзининг қисқа математик ифодасини топади. Максвеллнинг тажриба маълумотларига мувофиқ мулоҳазалари шуни кўрсатадики, электр ва магнит векторлари бир-

бирига ҳамда электромагнитик тўлқиннинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлади. E электр майдони z ўқи бўйлаб, H магнит майдони эса y ўқи бўйлаб йўналган энг содда ясси тўлқин ҳолида Максвелл тенгламалари қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\frac{\mu}{c}\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{\partial E}{\partial x}, \tag{3.4}$$

$$\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{\partial H}{\partial x}, \tag{3.5}$$

бундаги μ ва ε — мос равишда муҳитнинг магнит ва диэлектрик сингдирувчанликлари, c эса ток кучининг электромагнитик ва электростатик бирликлари нисбати; ўлчашларнинг кўрсатишича, c нисбат ёруғлик тезлигига, яъни $3\cdot10^8$ м/с га тенг.

Бирор жойда вужудга келган электромагнитик майдоннинг фазода $v = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ тезлик билан тарқалиши бу тенгламалардан зарурий тарзда келиб чиқади. Ҳақиқатан ҳам, (3.4) тенгламани x бўйича, (3.5) тенгламани эса t бўйича дифференциаллаб, улардан H ни йўқотсак,

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\varepsilon\mu}\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \tag{3.6}$$

тенглама, яъни тўлқиннинг дифференциал тенгламаси ҳосил бўлади; бу тенглама E электр майдонининг фазода x ўқи бўйлаб $v = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ тезлик билан тарқалишини кўрсатади. Шундай қилиб, $E = f(x - vt)$ ифода (бу ерда f — ихтиёрий функция) бу тенгламанинг ечими бўла олади.

Магнит майдони кучланганлигининг H катталиги учун ҳам худди шу сингари хулоса чиқаришимиз мумкин.

E билан H орасидаги муносабатни аниқлаш осон; масалан, $E = f(x - vt)$ деб ҳисоблаб, (3.4) тенгламадан қуйидагини топамиз:

$$\frac{\mu}{c}\frac{\partial H}{\partial t} = -f'(x - vt) = \frac{1}{v}\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{c}\frac{\partial E}{\partial t},$$

ёки

$$\sqrt{\mu}\,\frac{\partial H}{\partial t} = \sqrt{\varepsilon}\,\frac{\partial E}{\partial t}$$

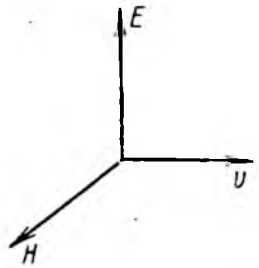
ёки

$$\sqrt{\mu}\,H = \sqrt{\varepsilon}\,E + \text{const}. \tag{3.7}$$

Барча электродинамик (ва бинобарин, оптик) процессларда ўзгармас майдон роль ўйнамаганлиги учун (3.7) муносабатдаги ўзгармас катталикни умумийликка халал бермаган ҳолда нолга тенг деб ҳисоблаш мумкин. Демак,

$$\sqrt{\mu}\,H = \sqrt{\varepsilon}\,E. \tag{3.8}$$

(3.8) муносабат E ва H бир-бирига чизиқли боғланганлигини кўрсатади; E ва H максимум ва минимумдан баравар ўтадиган бўлиб ўзгаради. Шундай қилиб, электромагнитик тўлқин учун (шунингдек, эластик тўлқинлар учун ҳам) умумий $v = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ тезлик билан тўлқинсимон тарқаладиган *иккита боғланган векторлар* тўпламига эгамиз. E, H ва v уч векторнинг ўзаро жойлашиши 2.1-расмда кўрсатилган ўнг винт схемасига мос тушади..



2.1-расм. Электромагнитик тўлқинда E электр, H магнит майдони кучланганлик векторлари ва v тезлик векторининг ўзаро жойлашиши.

4-§. Монохроматик тебранишлар ва тўлқинлар. Фурье ёйилмаси тўғрисида тушунча

Демак, x йўналиш бўйлаб v тезлик билан тарқалаётган тўлқинни

$$s = f\left(t - \frac{x}{v}\right) \tag{4.1}$$

муносабат билан тавсифлаш мумкин. x нинг қиймати ўзгартирилмаса, у ҳолда f функциянинг кўриниши ғалаённи, масалан, электр ёки магнит майдони кучланганлигини характерловчи s катталикнинг вақт ўтиши билан қандай қонун бўйича ўзгаришини кўрсатади. Олдин айтиб ўтилганидек, f функциянинг кўриниши ихтиёрий бўлиши мумкин. f функция синусоидал (ёки косинусоидал) функция бўлган ҳол алоҳида аҳамиятга эга эканлигини ҳозир кўрамиз. Бу ҳолда

$$s = a \sin\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{v}\right), \tag{4.2}$$

бу ерда a — тўлқин *амплитудаси* ва T — *даври*, синусоидал функциянинг $\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{v}\right)$ аргументи *фаза* дейилади. Равшанки, s нинг қиймати t вақт ва x координата саноғи бошини танлашга боғлиқ. Шунинг учун амплитудаси ва даври бир хил бўлган бир қанча тўлқин учун s нинг тайинли x нуқта ва тайинли t пайтдаги қиймати ҳар хил бўлиши мумкин. Бу ҳолатни ҳисобга олиш мақсадида синусоидал тўлқин ифодасини қуйидаги умумийроқ кўринишда ёзиш қулай:

$$s = a \sin\left[\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{v}\right) + \varphi\right]. \tag{4.3}$$

φ *бошланғич фаза* дейилади. Агар барча тўлқинларнинг бошланғич фазалари бир хил бўлса ёки битталагина тўлқинни текшираётган бўлсак, у ҳолда $\varphi = 0$ деб олиш ва синусоидал тўлқинни (4.2) муносабат билан ифодалаш мумкин.

(4.2) функция кўриниши унинг вақт бўйича T даврли функция эканлигини билдиради. Бундан ташқари, у x аргумент бўйича ҳам даврий функция. Агар x га $\lambda = vT$ орттирма берилса, функциянинг қиймати ўзгармайди; ҳақиқатан ҳам,

$$s = a \sin\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x+\lambda}{v}\right) = a \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{vT} - 1\right) = a \sin\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{v}\right),$$

бинобарин, x ўқи бўйича олинган $\lambda = vT$ масофа тайинли бир пайтда бир хил фазали тебранишлар бўлаётган нуқталар оралиғини кўрсатади. $\lambda = vT$ катталик *тўлқин узунлиги* дейилади.

(4.2) ифодани бундай ёзиш ҳам мумкин:

$$s = a \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right). \qquad (4.4)$$

Белгилар киритамиз: $2\pi/T = \omega$ —*доиравий частота*, $2\pi/\lambda = k$— *тўлқиний сон*. У ҳолда (4.4) қуйидаги кўринишни олади:

$$s = a \sin(\omega t - kx). \qquad (4.5)$$

Агар доиравий частота ўрнига бир секунддаги тебранишлар сони (частота) $\nu = 1/T = \omega/2\pi$ киритилса, у ҳолда

$$s = a \sin(2\pi\nu t - kx). \qquad (4.6)$$

Ниҳоят, тригонометрик функциялар ўрнига экспоненциал функциялар киритиш мумкин, бу ҳол кўпинча тебранишлар ва тўлқинлар назариясининг кўп масалаларини математик жиҳатдан талқин қилишни енгиллаштиради. Бунга Эйлернинг

$$\exp(i\psi) = \cos\psi + i \sin\psi$$

формуласи асос қилиб олинган. Бу ифоданинг ҳақиқий $\mathrm{Re}\,(\exp i\psi)$ ва мавҳум $\mathrm{Im}\,(\exp i\psi)$ қисмлари мос равишда $\cos\psi$ ва $\sin\psi$ тригонометрик функцияларни тасвирлайди. Математик амалларнинг кўпини тригонометрик функциялардан кўра кўрсаткичли функциялар билан бажариш осон бўлгани учун, ҳисобни қуйидагича олиб бориш қулай: косинус ёки синус ўрнига кўрсаткичли функция киритилади, у билан барча зарурий ҳисоблар бажарилади; агар натижани тригонометрик функциялар орқали ифодалаш керак бўлса, ҳақиқий ёки мавҳум қисмларни олиб мос равишда тригонометрик функцияларга ўтилади.

Агар $\psi = \omega t$ бўлса, у ҳолда $a \exp(i\omega t)$ ифода a амплитудали ва ω доиравий частотали ($T = 2\pi/\omega$ даврли) гармоник тебранишни тавсифлайди. Агар тебранишнинг бошланғич фазаси δ га тенг бўлса, у ҳолда тебранишнинг ифодаси $a \exp[i(\omega t + \delta)] = a \exp(i\delta) \times \exp(i\omega t)$ бўлади. $a \exp(i\delta) = C$ деб белгилаб, комплекс C ампли-

туда киритамиз, бу ифодага оддий a амплитуда ҳам, тебранишларнинг δ бошланғич фазаси ҳам киради. Шундай қилиб,

$$C = a \exp(i\delta) = a\cos\delta + ia\sin\delta.$$

Тебранишлар амплитудасини, аниқроғи, унинг квадратини топиш учун C амплитудани унга қўшма бўлган C^* катталикка кўпайтириш керак:

$$a^2 = CC^* = a\exp(i\delta)\, a\exp(-i\delta).$$

Кўрсаткичли функциядан фойдаланиб, биз (4.5) ифодани

$$s = a\exp[i(\omega t - kx)] = a\exp(-ikx)\cdot\exp(i\omega t) \qquad (4.7)$$

кўринишда, (4.6) ифодани эса

$$s = a\exp[i(2\pi\nu t - kx)] = a\exp(-ikx)\cdot\exp(i2\pi\nu t) \qquad (4.8)$$

кўринишда ёза оламиз.

(4.2) — (4.8) лардан бири билан ифодаланган тўлқинни *монохроматик тўлқин* деб атаймиз.

Бу терминологияни қўллаб, монохроматик тўлқиннинг тарқалиш тезлиги монохроматик тебраниш фазасининг нуқтадан нуқтага узатилиш тезлигидир, деб айтиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, фаза тарқалиши тезлиги фаза ўзгармай қоладиган ҳолда x ва t орасидаги муносабатдан, яъни $\frac{2\pi}{T}(t - \frac{x}{v}) = \text{const}$ талабдан аниқланади. Бу муносабатни дифференциаллаб, фаза тарқалиши тезлиги $\frac{dx}{dt} = v$ эканини топамиз. Шунинг учун v ифода монохроматик тўлқиннинг *фазавий тезлиги* дейилади. Монохроматик тўлқиннинг бошқача ифодасидан фойдаланиб, фазавий тезликнинг бошқа ифодасини топиш мумкин. Масалан, (4.5) муносабатдан фазавий тезликни аниқлаш шартини топамиз: $\omega t - kx = \text{const}$, яъни $\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k}$, албатта, бу ифода юқоридаги ифода билан бир хил.

Ҳақиқатан ҳам,

$$\frac{\omega}{k} = \frac{\lambda}{T} = \frac{Tv}{T} = v.$$

Тажрибанинг кўрсатишича, чамаси, фақат вакуумда ёруғлик тўлқинлари тарқалишининг фазавий тезлиги ҳар қандай даврли тўлқинлар учун бир хил бўлади*. Бошқа барча муҳитларда эса монохроматик ёруғлик тўлқини тарқалишининг фазавий тезлиги унинг узунлигига боғлиқ, яъни $v = \Phi(\lambda)$. Бундай муҳитлар *дисперсловчи* муҳитлар дейилади. Мураккаб импульс тарқалишида бу ҳолат жуда катта аҳамиятга эга. Бундай импульс ихтиёрий кўринишдаги $f(t)$ функция билан ифодаланади. Кўпчилик оптик ва акус-

*Бу масала XXVIII бобда батафсил баён этилган.

Тик проблемаларда $f(t)$ функция вақтнинг даврий функциясидир, аммо у яна ҳам кўп ҳолда даврий бўлмаслиги мумкин.

Ҳар қандай функцияни қандайдир муайян функцияларнинг (умуман айтганда, ҳадлари чексиз кўп бўлган) йиғиндиси кўринишида тасвирлаш мумкинлиги туфайли ихтиёрий кўринишдаги импульснинг тарқалиши ҳақидаги умумий масалани текшириш соддалашади. Физика нуқтаи назаридан қараганда бу масала *ихтиёрий* импульсни *муайян* кўринишдаги чексиз кўп импульсларнинг йиғиндиси сифатида тасвирлаш мумкинлигини билдиради. Қабул қилувчи қурилмаларнинг кўпчилиги *суперпозиция принципига* бўйсунади; маълумки, бу принцип бир вақтда бўлаётган бир қанча таъсирлар натижаси ҳар бир таъсир алоҳида пайдо қилган натижаларнинг йиғиндисидан иборат бўлишини билдиради. Қабул қилувчи системанинг хоссалари унинг қабул қилинаётган тўлқин (импульс) таъсиридами ёки йўқми эканига боғлиқ бўлмаган ҳолда суперпозиция принципи қўлланилади: *агар таъсир ҳаддан ташқари кучли** *бўлиб кетмаса*, системанинг хоссалари таъсирга ҳамма вақт боғлиқ бўлмайди. Суперпозиция принципини қўлланиш мумкин бўлгани учун биз ихтиёрий импульсни унинг ташкил этувчилари йиғиндиси билан алмаштиришимиз ва ҳар бир ташкил этувчи таъсирини айрим текширишимиз мумкин. Бу ташкил этувчиларни оқилона танлаш, яъни мураккаб тўлқинни ажратиш методини оқилона танлаш масалани текширишни фавқулодда соддалаштиради. Бундай оқилона ажратиш *монохроматик тўлқинларга* ажратиш, яъни ихтиёрий функцияни косинуслар ва синуслар тўплами кўринишида тасвирлашдир; уни Фурье киритган. Фурье теоремасига мувофиқ, ҳар қандай функцияни** амплитудаси, даври ва бошлангич фазаси мос равишда танланган синусоидал ва косинусоидал функциялар йиғиндиси кўринишида истаган аниқликда тасвирлаш мумкин. Агар бунда дастлабки функция даврий (T даврли) функция бўлса, у ҳолда қўшилувчи синус ва косинусларнинг даври T га содда каррали нисбатда бўлади: $1/2\ T$, $1/3\ T$, $1/4\ T$, ... (*Фурье қатори* кўринишида тасвирлаш). Агар функция даврий бўлмаса, у ҳолда қаторда фақат каррали даврларгина эмас, балки мумкин бўлган барча даврлар қатнашади (*Фурье интеграли* кўринишида тасвирлаш). Агар Фурье қаторининг озроқ ҳадлари билан чекланилса ҳам одатда функцияни амалда жуда яхши аниқликда тасвирлаш мумкин.

Фурье қаторига ёйишдан фойдаланиб, биз тўлқинни монохроматик тўлқинлар тўплами кўринишида тасвирлашимиз мумкин.

---

* Электр майдони кучланганлиги катта бўлган ёруғлик тўлқинларининг модда ичида тарқалишида юз берадиган ҳодисалар кейинроқ баён қилинган (қ. XL, XLI боб.).

** Фурье методи бўйича аппроксимация қилиниши мумкин бўлиши учун функция қаноатлантириши керак бўладиган математик шарт барча физик проблемаларда бажарилади.

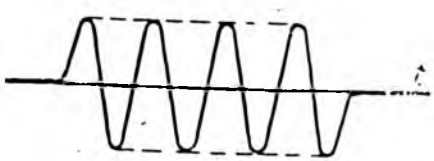
Агар муҳит дисперсияга эга бўлмаса, яъни барча монохроматик тўлқинлар бир хил фазавий тезлик билан тарқалса, у ҳолда муҳитнинг ҳар қандай нуқтасида барча тебранишлар йиғилиб, дастлабки шаклдаги импульсни беради. Бундай муҳитда ҳар қандай импульс шаклини ўзгартирмасдан бутун сифатида тарқалади, шунинг учун ҳам фазавий тезлик айни вақтда импульснинг тезлиги ҳам бўлади. Агар муҳит дисперсияга эга бўлса, у ҳолда айрим синусоидал тебранишлар бирор x_1 нуқтага бирор t_1 пайтда ҳар хил фаза билан келади ва қўшилганда шакли ўзгарган импульс ҳосил қилади. Импульс дисперсияловчи муҳитда тарқалганда деформацияланади ва унинг тарқалиш тезлиги тўғрисидаги тушунча анча мураккаброқ бўлиб қолади. Бу масалага биз XX бобда яна қайтамиз.

Шундай қилиб, дисперсияловчи муҳитларда (вакуумдан ташқари барча муҳитлар шу жумлага киради) фақат чексиз синусоидал (монохроматик) тўлқин бузилмасдан муайян тезлик билан тарқалади. Математик жиҳатдан мумкин бўлган бошқа ёйилмалардан фарқли равишда, Фурье ёйилмасининг оптика учун ниҳоятда аҳамиятли эканлигининг сабаби мана шундадир.

Агар *Т даврига* эмас, балки *а амплитудаси* ва φ *бошланғич фазаси t* вақтга боғлиқ эмас катталиклар бўлганидагина тўлқиннинг монохроматик тўлқин дейилишини таъкидлаб ўтамиз. (4.2)—(4.6) ифодалардан бири билан тасвирланадиган тўлқин *а* ўзгарувчан бўлганида монохроматик бўлмайди. 2.2; 2.3; 2.4-расмларда тасвирланган ва вақт ўтиши билан амплитудаси ўзгарадиган импульслар тарқалишида пайдо бўладиган тўлқинлар номонохроматик тўлқинларга мисол бўлади. 2.2—2.4-расмларга мос келувчи тўлқинларнинг ҳар бири $a = \text{const}$ бўлган $s = a\sin(\omega t - kx)$ формулага жавоб бермайди ва Фурье методи бўйича чексиз давом этувчи синусоида ва косинусоидалар йиғиндиси кўринишида тасвирланиши мумкин. Бошқача айтганда, қаралаётган тўлқинлар монохроматик тўлқин эмас, балки турли даврли кўп монохроматик тўлқинлар тўпламидан иборат.

Биринчи мисол (2.2-расм) айниқса қизиқарлидир. Унда амплитуда аввал нолга тенг, сўнг t_1 пайтга келиб a_1 га тенг бўлиб қолади, t_1 дан t_2 гача *ўзгармай* туради, кейин яна нолга тенг бўлиб қолади, деб ҳисобланади.

Равшанки, ҳар қандай ҳақиқий тўлқиннинг амплитудаси қанчалик пухталик билан ўзгартирмай турилмасин, бу тўлқин яхши деганда қараб чиқилган мисолга мос келади, чунки ҳеч қандай ҳақиқий тўлқин чексиз узоқ давом этмайди, балки маълум бир пайтларда бошланади ва тугайди. Демак, бундай тўлқин қатъий



2.2- расм. Монохроматик бўлмаган тўлқин мисоли: синусоида «бўлаги», яъни тўлқин цуги.

монохроматик бўлмайди, чунки унинг амплитудаси вақтнинг функциясидир.

t_2-t_1 интервал T даврга нисбатан қанча катта бўлса, яъни манба ишлаётган вақтда мазкур даврли тўлқинлар қанча кўп чиқарилса, унинг нурланиши шунча монохроматикроқ деб ҳисобланиши мумкин. Умуман, вақт ўтиши билан амплитуда қанча секин ўзгарса, тўлқин шунча монохроматикроқ бўлади.

Ўзгарувчан амплитудали синусоидал тўлқиннинг бир қанча монохроматик тўлқинлар тўпламига эквивалент бўлишини кўрсатувчи қуйидаги мисолни кўриб чиқамиз. Фараз қилайлик,

$$s = a\cos(2\pi nt - kx) \tag{4.9}$$

ифода билан тавсифланадиган тўлқин берилган бўлсин, бундаги a — вақт ўтиши билан

$$a = A(1 + \cos 2\pi mt)$$

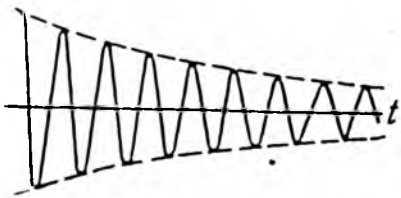
қонун бўйича ўзгарадиган, яъни бир секунд мобайнида m марта $2A$ қийматга эришадиган ва шунча марта нолга айланадиган, барча оралиқ қийматларга ўша қонун билан эришадиган катталик. Бунда A — бирор *ўзгармас* катталик. Бу ҳолда:

$$s = A(1 + \cos 2\pi mt)\cos(2\pi nt - kx) = A\cos(2\pi nt - kx) +$$
$$+ A\cos 2\pi mt\cos(2\pi nt - kx) = A\cos(2\pi nt - kx) +$$
$$+ \frac{1}{2}A\cos\{2\pi(n+m)t - kx\} + \frac{1}{2}A\cos\{2\pi(n-m)t - kx\}.$$

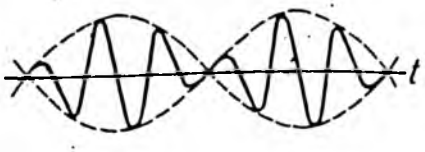
Демак, биз текшираётган тўлқин A, $^1/_2\ A$ ва $^1/_2\ A$ амплитудали ва n, $n+m$ ва $n-m$ частотали учта қатъий монохроматик тўлқин тўпламидан иборат. Бу уч монохроматик тўлқин тўплами (4.9) билан ифодаланадиган берилган номонохроматик тўлқинни ташкил қилади.

Тўлқинни кўрсаткичли функциялар орқали ифодалаб, ҳисобларни соддалаштириш мумкин. Ҳақиқатан ҳам,

$$s = a\exp[i(2\pi nt - kx)] = A\{1 + {}^1/_2\exp(i2\pi mt) +$$
$$+ {}^1/_2\exp(-i2\pi mt)\}\exp[i(2\pi nt - kx)] = A\exp[i(2\pi nt - kx)] +$$
$$+ {}^1/_2\,A\exp\{i[2\pi(n+m)t - kx]\} + {}^1/_2\,A\exp\{i[2\pi(n-m)t - kx]\}$$



2.3- расм. Монохроматик бўлмаган тўлқин мисоли: сўнувчи синусоида.



2.4- расм. Монохроматик бўлмаган тўлқин мисоли: даври яқин икки синусоиданинг устма-уст тушиши (тираш).

тўлқин n, $(n+m)$ ва $(n-m)$ частотали уч монохроматик тўлқин тўпламидан иборатдир.

Масаланинг математик таҳлили жуда содда бўлганлиги туфайли юқорида келтирилган мисолни охиригача кўриб чиқдик. Амплитуданинг вақт бўйича ўзгариш (даврий ёки нодаврий) қонуни анча мураккаброқ бўлган бошқа ҳолда ҳодисанинг физик моҳияти ўшандай қолади, аммо берилган номонохроматик тўлқинни тузиши мумкин бўлган айрим монохроматик тўлқинларни топишнинг математик анализи анча мураккаброқ бўлиб, умуман айтганда, Фурье теоремасини қўлланишни талаб қилади.

Таҳлил қилинган мисол амплитуданинг вақт ўтиши билан ўзгариши тўлқиннинг монохроматиклиги бузилишига ва янги частоталар пайдо бўлишига олиб келишини яққол кўрсатади.

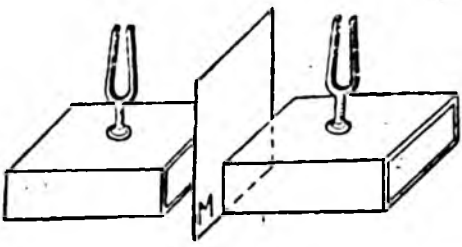
Вақт ўтиши билан амплитуданинг ўзгариши интенсивликнинг ўзгаришини билдиради ва *модуляция* деб аталади. Тўлқиннинг амплитудасинигина эмас, балки фазасини ҳам модуляциялаш мумкин. Фазани модуляциялаш ҳам монохроматиклик бузилишини билдиради. Бу мисолда амплитуда модуляцияси содда синусоидал қонун бўйича рўй берган эди. Ҳақиқий (реал) ҳодисаларда одатда модуляция мураккаброқ тарзда, умуман айтганда, бетартиб рўй беради (хаотик модуляция). Чунончи, ҳар қандай ёруғлик манбаида манбани ташкил этувчи айрим атомларнинг нурланиши амплитуда бўйича ҳам, фаза бўйича ҳам бетариб ўзгаради, яъни хаотик модуляция рўй беради*.

Модуляция бу мисолда танланган қонун бўйича рўй берадиган ҳолда у частотаси n га тенг бўлган монохроматик бўлмаган тўлқинининг n, $n+m$, $n-m$ частотали ва тегишли амплитудали уч монохроматик тўлқинга айланишини билдиради. Тўлқин интенсивлигига қилинадиган бундай таъсир, яъни тўлқин модуляцияси (бунда монохроматик тўлқин частотаси парчаланади) кўпчилик оптик ҳодисаларда катта роль ўйнайди. Юқорида баён қилинганга ўхшаш таъсирни оптик тажрибаларда бевосита кузатиш қийин, чунки оптик тўлқинлар частотаси жуда катта ($n\sim 10^{14}$ Гц), шу туфайли частотани сезиларли ўзгартириш учун, яъни $n+m$ ва $n-m$ ларни n дан сезиларли фарқ қилдириш учун интенсивликни жуда тез (секундига ниҳоятда кўп марта) ўзгартириб туриш талаб қилинади.

Бунчалик чаққон юз берадиган модуляцияни вужудга келтириш техник жиҳатдан жуда қийин, шунинг оқибатида оптикада бундай ҳодисаларни кузатиш қийин. Бунга қарамай, улар сунъий тажрибаларда ҳам, бир қатор табиий ҳодисаларда ҳам амалга оширилади (қ. XXIX боб).

---

* Модуляция ҳодисаларининг батафсил анализини бу китобда топиш мумкин: Г. С. Горелик, «Колебания и волны», Физматгиз, 1959.



2.5- расм. Камертон чикарган тўлқинининг модуляцияланиши.

Бу ҳодиса акустик тажрибада жуда осон амалга оширилади, чунки бу тажрибада биз унча катта бўлмаган частоталар билан иш кўрамиз. Агар 100 Гц частотали камертон олинса, у ҳолда, 98, 100, 102 Гц частотали уч тўлқинга эквивалент бўладиган мураккаб тўлқин ҳосил қилиш учун, камертон товуш кучини кўрсатилган қонун бўйича секундига икки марта модуляциялаш (ўзгартириш) етарли. Буига содда тажрибада ишонч ҳосил қилиш мумкин. Бир-бири қаршисига 100 ва 98 Гц (ёки 102 Гц) частотали икки камертон (2.5-расм) қўямиз. Улар жўр бўладиган қилиб созланмаган ва бир камертон чиқарган тўлқинлар иккинчисида резонанс ҳосил қилмайди. Аммо биринчи камертондан товуш чиқартириб, унинг резонанс яшигини ёпиб турган M тўсиқни секундига икки марта киргизиб-чиқариб турсак, яъни унинг товуши кучини секундига икки марта модулласак, у ҳолда модуляцияланган тўлқин 100, 98, 102 Гц частотали уч тўлқин тўпламига (тахминан) эквивалент бўлади ва иккинчи камертон уларнинг бирига жавоб қилади. Бундай тажриба ҳеч қандай қийинчиликсиз амалга оширилади.

Ўзгарувчан токни модуляциялашга оид худди шундай тажрибани осонгина қилиб кўриш мумкин, бунда частотани қайд қилиш учун тилчали частотомер ишлатилади. Ўзгармас амплитудали синусоидал ток частотомерга таъсир қилганда ток частотасига (одатда $\omega = 50$ Гц) мосланган тилча титрайди. Бироқ ток даврий равишда секундига Ω марта узилиб турса, ёки, яна яхшироғи, ток кучи синусоидал қонун бўйича Ω частота билан модуляцияланса, у ҳолда ω га мосланган тилчадан ташқари, $(\omega + \Omega)$ ва $(\omega - \Omega)$ частотага мосланган тилчалар ҳам титрайди.

Биз монохроматик тўлқин тушунчасини a амплитудаси координатага боғлиқ бўлмаган *ясси* тўлқин мисолида киритганимизни таъкидлаб ўтамиз. Бироқ a амплитуда вақтга боғлиқ бўлмагандагина, яъни $a = f(x, y, z)$ бўлгандагина бу чекланиш муҳим эмас, a ҳар қандай бўлганда ҳам тўлқин монохроматик бўлиб қолаверади. Масалан, 6- § да ўзи чиққан нуқтадан узоқлашган сари амплитудаси камайиб борадиган монохроматик сферик тўлқин билан иш кўрамиз.

5- §. Электромагнитик тўлқин элтадиган энергия

3- § да айтилганидек, электромагнитик тўлқин вакуумда c тезлик билан, муҳитда эса $v = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ тезлик билан тарқаладиган электромагнитик тебранишлардир, бу ерда ε — модданинг диэлек-

трик сингдирувчанлиги, μ — унинг магнит сингдирувчанлиги. Бу электромагнитик ғалаённинг маълум энергияси бор, бу энергиянинг зичлиги (яъни ҳажм бирлигидаги энергия) электр майдонида $\frac{\varepsilon}{8\pi} E^2$ билан, магнит майдонида эса $\frac{\mu}{8\pi} H^2$ билан ифодаланади. Тўлқин монохроматик тўлқин бўлганда $E = E_0 \sin(\omega t - kx)$ ва $H = H_0 \sin(\omega t - kx)$ бўлади, демак, *тўлқин энергияси унинг амплитудаси квадратига пропорционал.* Энергия билан амплитуда орасидаги бу муносабат ҳар қандай бошқа тўлқин учун ҳам, масалан, механикада, жумладан акустикада қараладиган эластик тўлқинлар учун ҳам ана шундайлигича қолаверади.

Эластик тўлқин тарқалганидагига ўхшаш, электромагнитик тўлқин тарқалишида энергия кўчади (оқади). Эластик тўлқинда энергия оқиши тўғрисидаги масалани биринчи марта (1874 й.) Н. А. Умов* текширди ва ҳар қандай муҳитда энергия оқими тўғрисидаги умумий теоремани исбот қилди. Эластик тўлқиндаги энергия оқими эластик муҳитнинг эластик деформациясининг потенциал энергиясини ва зарралари ҳаракатининг кинетик энергиясини характерловчи катталиклар орқали ҳисобланиши мумкин. Энергия оқимининг зичлиги махсус вектор (Умов вектори) орқали ифодаланади. Шунга ўхшаш текшириш электромагнитик тўлқинларда ҳам унумли бўлади. Электр майдонининг энергиясини эластик деформациянинг потенциал энергиясига, магнит майдонининг энергиясини эса деформацияланган жисм қисмлари ҳаракатининг кинетик энергиясига маълум даражада ўхшатиш мумкин. Худди эластик деформация ҳолидагидек, электромагнитик тўлқинда энергиянинг нуқтадан нуқтага узатилиши электр ва магнит кучланганликларининг тўлқинлари бир хил фазада бўлиши билан боғлиқдир. Бундай тўлқин *югурма* тўлқин дейилади. Югурма эластик ёки электромагнитик тўлқинда энергия ҳаракатини *энергия оқими* деб аталадиган S вектор ёрдамида тасвирлаш қулай; бу вектор тўлқинда 1 м^2 орқали 1 с мобайнида қанча энергия миқдори оқиб ўтишини кўрсатади. Электромагнитик тўлқинлар учун бу векторни Пойнтинг (1884 й.) киритган. Уни *Умов—Пойнтинг вектори* деб аташ ўринлидир.

3- § да биз қараб чиққан ва x ўқи бўйлаб ясси электромагнитик тўлқин тарқалишини ифодалайдиган содда ҳол учун бу векторнинг ифодасини топиш қийин эмас. (3.4) ни H га, (3.5) ни E га кўпайтириб ва уларни қўшиб,

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial (EH)}{\partial x}$$

* Н. А. Умов. Уравнения движения энергии в телах, Одесса, 1874; Избранные сочинения, Гостехиздат, 1950, 151—200- бет.

тенглама ҳосил қиламиз, бунда $u = \frac{1}{8\pi}(\varepsilon E^2 + \mu H^2)$ — энергия зичлиги. Элементар ҳажмга кирувчи ва ундан чиқувчи S энергия оқимини текшириб, энергия зичлигининг вақт бўйича ўзгаришининг ифодасини топамиз:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial S}{\partial x}.$$

Бундан

$$S = \frac{c}{4\pi}(EH), \tag{5.1}$$

бу ифода электромагнитик тўлқин учун Умов — Пойнтинг векторининг ифодасидир*. Умов — Пойнтинг вектори электр ва магнит векторлари жойлашган текисликка перпендикуляр бўлади, яъни вектор шаклда умумий кўринишда қуйидагича ёзилади:

$$S = \frac{c}{4\pi}[EH]. \tag{5.2}$$

Умов — Пойнтинг векторининг йўналиши тўлқин энергиясининг кўчиш йўналишини аниқлайди ва кўп ҳолларда бу йўналишни ёруғлик нурининг йўналиши деб қабул қилиш мумкин. Нур тушунчаси геометрик оптика тушунчаси эканлигини ва Умов—Пойнтинг вектори тушунчаси киритилган тўлқиний тасаввурлар соҳасида ўзига тамомила мос келадиган образга эга эмаслигини унутмаслик лозим.

x ўқи бўйлаб тарқалаётган монохроматик электромагнитик тўлқин, (3.8) га мувофиқ,

$$E = \frac{a}{\sqrt{\varepsilon}} \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{v}\right) \text{ ва } H = \frac{a}{\sqrt{\mu}} \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{v}\right) \tag{5.3}$$

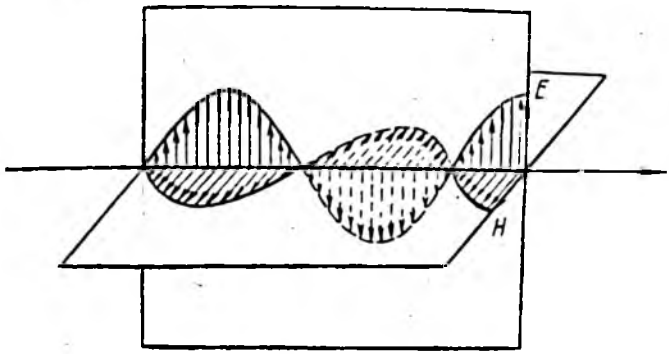
кўринишдаги электромагнитик майдондир. (5.3) тўлқинлар шундай тасвирланадики (2.6- расм), бунда E вектор ва H вектор бир вақтда максимумга ва минимумга эришади, яъни бир хил фазада бўлади, энергия эса x ўқи бўйлаб оқади (v вектор).

Қисқа баён қилинган Максвелл назариясидан электромагнитик ғалаённинг диэлектрикда $v = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ тезлик билан тарқалиши кераклиги келиб чиқади. Вакуум учун $\varepsilon = \mu = 1$, яъни унда элек-

---

* Бу хулоса дисперсияловчи муҳитлар, ферромагнетиклар ва сегнетоэлектрикларга қўлланилмайди. Аммо Умов—Пойнтинг векторининг охирги (5.2) ифодаси бу ҳолларда ҳам тўғри, электромагнитик энергия зичлигининг ифодаси эса ўзгартирилиши керак.

Умов—Пойнтинг теоремаси ёпиқ сирт орқали ўтувчи энергия оқими учун тўғри ифода беришини таъкидлаш муҳим. Уни вақт бирлиги давомида $d\sigma$ юз орқали ўтувчи $S_n\, d\sigma$ энергия оқимидир, деб таърифлаш, умуман айтганда, мумкин эмас. $d\sigma$ нинг ўлчамлари ўзгарувчан майдоннинг тўлқин узунлигидан анча катта бўлган ҳолдагина бундай талқининг маъноси бор.



2.6- расм. Югурма тўлқинда E ва H векторлар фазаси бир хил бўлади.

тромагнитик тўлқиннинг тарқалиш тезлиги $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, бошқача айтганда, у ёруғлик тезлиги билан бир хил бўлади. Бу асосий хулоса Максвеллни ёруғлик электромагнитик ҳодисадир, деган фикрга олиб келди. Максвеллнинг юқорида ёзилган $v = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ муносабати ҳар қандай диэлектрик учун ёруғликнинг (электромагнитик ғалаённинг) фазавий тезлигини аниқлаш имконини беради. $c/v = n$ — муҳитнинг синдириш кўрсаткичи бўлгани учун, Максвеллнинг фикрича, $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$, яъни муҳитнинг синдириш кўрсаткичи муҳитни характерловчи бошқа константалар билан, чунончи ε диэлектрик сингдирувчанлик билан боғланган бўлиб чиқади (кўпчилик жисмларнинг магнит сингдирувчанлиги 1 га яқин, бундан ташқари, текширишларнинг кўрсатишича ёруғлик тўлқинлари каби шундай катта частотали процесслар учун магнит сингдирувчанлик катталигини ҳар қандай муҳит учун 1 га тенг деб ҳисоблашимиз мумкин).

Бундан кейинги тадқиқотлар синиш кўрсаткичининг частотага боғлиқ эканлигини (дисперсия) кўрсатди ва демак, Максвелл назарияси такомиллаштиришга муҳтож: ўзгармас электр майдонида ўтказилган тажрибалардан олинган диэлектрик сингдирувчанлик (статик диэлектрик сингдирувчанлик) қийматидан бевосита фойдаланиш мумкин эмас, балки тез ўзгарувчан электр майдони таъсири остидаги муҳитни характерловчи диэлектрик сингдирувчанлик (динамик диэлектрик сингдирувчанлик тўғрисида пастроқни қ.) қийматини ҳисобга олиш керак.

Ҳозирги вақтда биз оптик ва электромагнитик ҳодисалар орасида узвий боғланиш борлигини исботлайдиган кенг маълумотларга эгамиз, бинобарин, ёруғликнинг электромагнитик назарияси ҳам назарий жиҳатдан, ҳам экспериментал жиҳатдан пухта асосланган дир.

6- §. Тўлқинлар классификацияси. Тўлқинлар қутбланиши тўғрисида тушунча

Монохроматик тўлқин тарқалаётганда биз ҳамма вақт *бир хил* фазали нуқталарнинг геометрик ўрнини топа оламиз. Бу нуқталар тўплами тўлқин *фронти* деб аталадиган сиртдан иборат. Хусусан барча нуқталари манбадан бирор t пайтда чиққан ғалаён таъсирини бир вақтда сезаётган сирт ҳам умумий фаза сирти, яъни тўлқин фронти бўлади. Манбадан ҳар хил фаза билан чиқаётган монохроматик тўлқинлар тўплами (масалан, кўп мустақил атомларнинг монохроматик нурланиши) билан иш кўрганимизда ёки манбанохроматик тўлқин (импульс) юбориб турганда тўлқин фронтининг охирги таърифини қўлланиш қулай.

Агар тўлқинлар манбаи жуда кичик (нуқта) ва тўлқиннинг ҳар томонга тарқалиш тезлиги бир хил (изотроп муҳит) бўлса, у ҳолда тўлқин фронти сферик сирт кўринишида бўлиб, унинг маркази манбада жойлашган бўлиши керак. Бундай ҳолда тўлқин *сферик* тўлқин дейилади. Бундай монохроматик сферик тўлқин тенгламаси

$$s = \frac{a_0}{r}\sin\omega\left(t - \frac{r}{v}\right) = \frac{a_0}{r}\sin(\omega t - kr) \qquad (6.1)$$

кўринишда бўлади, бунда a_0 — манбадан бирлик масофадаги амплитуда. Бу ифода шуни кўрсатадики, сферик тўлқиннинг амплитудаси манбадан ҳисобланган масофага пропорционал равишда камаяди, бинобарин, тўлқиннинг амплитуда квадратига пропорционал бўладиган интенсивлиги эса манбадан ҳисобланган масофанинг квадрати каби камаяди, чунки тўлқин олиб бораётган энергия катталашиб борувчи юз бўйича тақсимланади.

Аниғини айтганда, сферик тўлқин нуқтавий ўлчамли манбага мос келади, яъни у абстракт тушунчадир. Аммо манба ҳатто чекли ўлчамли бўлган ҳолда ҳам ундан етарлича катта r масофада тўлқин фронти етарли аниқликда сферик сирт бўлади.

Амалий оптиканинг кўп масалаларида r масофа манбанинг чизиқли ўлчамларидан ўн ёки ундан ортиқ марта катта бўлса, у ҳолда фронтни сферик сирт деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда интенсивликнинг масофа квадратига қараб камайиш қонуни амалда етарли аниқликда бажарилади (қ. 7-§).

Тўлқин фронти фронтга ўтказилган нормал йўналиши бўйлаб кўчади. Сферик тўлқин ҳолида бу нормаллар манбадан чиқарилган ва *нурлар* деб аталадиган радиус-векторлар (манбадан чиққан ғалаён шулар бўйлаб узатилади) билан устма-уст тушади. Шундай қилиб, сферик тўлқин фронти нурлар *бўйлаб* тарқалади. Изотроп муҳитда тўлқин фронтининг тарқалиш йўналиши билан нурлар

ҳамма вақт бир хил бўлгани ҳолда анизотроп муҳитларда умуман айтганда бу йўналишлар бир хил бўлмайди (қ. 144-§)*.

Агар r етарлича катта, яъни кузатиш соҳасидан манба жуда узоқда бўлса, у ҳолда тўлқин фронти жуда катта радиусли сферик сирт қисмидан иборат бўлади. Бу қисмни етарлича аниқликда текислик деб ҳисоблаш мумкин. Фронти текислик бўлган тўлқин *ясси* тўлқин дейилади. Агар координата ўқлари фронт текислиги ZY текисликка параллел бўладиган қилиб танланган бўлса, у ҳолда бундай ясси монохроматик тўлқиннинг тенгламаси

$$s = a \sin \omega (t - x/v) \qquad (6.2)$$

кўринишда бўлади. Ҳақиқатан ҳам, (6.2) дан бир хил фаза сирти $x = \text{const}$ шартдан аниқланиши, яъни ZY га параллел бўлган текисликнинг барча нуқталари бир хил фазали бўлиши келиб чиқади.

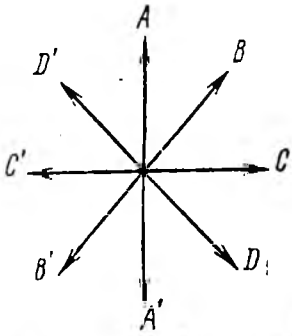
Ясси тўлқин фронти ўз-ўзига параллел равишда кўчади, бинобарин, ясси тўлқиннинг айрим қисмлари йўли ўзаро параллел: ясси тўлқин параллел нурлар дастасини характерлайди.

Шунга мувофиқ, тўлқин интенсивлиги, яъни сиртнинг 1 м^2 юзидан 1 с ичида ўтувчи энергия x координатанинг барча қийматларида ўзгармай қолаверади, бинобарин, тўлқиннинг a амплитудаси ҳам x га боғлиқ бўлмайди. Ясси тўлқин ҳам идеаллаштирилган тушунчадир. Ҳақиқатан ҳам, манба ясси тўлқин чиқариши учун у чексиз узоқда бўлиши зарур. Ҳар қандай ҳақиқий манба 1 с ичида чекли энергия нурлантиргани учун, манба бунчалик чексиз узоқда бўлганида тўлқиннинг чекли қисмига чексиз кичик энергия тўғри келади.

Ясси тўлқин (параллел даста) ҳосил қилишнинг бошқа методлари бўлиши ҳам мумкин. Бунинг учун, масалан, манбани бирор оптик системанинг (коллиматорнинг) фокусига қўйиш мумкин. Бироқ, бу ҳолда ҳам чекли миқдорли энергия узатадиган аниқ ясси тўлқин ҳосил қилиш мумкин эмас. Коллиматор қурилмаси қатъий параллел даста ҳосил қила олиши учун ёруғлик манбаи системанинг фокуси билан қатъий устма-уст тушиши, яъни манба математик маънодаги нуқта бўлиши керак. Чекли миқдорли энергия нурлантирадиган ҳақиқий манбалар чекли ўлчамли бўлиб, уларни оптик системанинг фокуси билан устма-уст тушириш мумкин эмас.

---

* Тарқалиш йўналиши деганда биз тўлқин фронти тарқаладиган йўналишни, яъни ўзгармас фаза сиртига перпендикуляр бўлган йўналишни тушунамиз. Бу йўналиш одатда энергиянинг тарқалиш йўналиши (Умов—Пойнтинг вектори ёки нур) билан бир хил. Шунинг учун кўпинча бу икки йўналиш бир-биридан фарқ қилинмайди. Бироқ катор ҳолларда (масалан, кристаллооптикада, *тўла ички* қайтиш ҳодисасида) бу икки йўналиш бир хил бўлмайди. E ва H кучланганлик векторлари ҳамма вақт Умов—Пойнтинг векторига перпендикуляр бўлгани учун, эслаб ўтилган ҳолларда бу кучланганлик векторларидан ҳеч бўлмаганда биттаси тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлмайди, бинобарин, электромагнитик тўлқин бу ҳолда қатъий кўндаланг бўлмайди. Текширишнинг кўрсатишича, бу хулоса E векторга тегишлидир.



2.7- расм. Табиий қўндаланг тўлқинда тебраниш йўналишлари.

Ниҳоят, ҳеч қандай нуқсони йўқ оптик система ясаб ҳам бўлмайди. Хусусан, принципиал жиҳатдан бартараф қилиб бўлмайдиган дифракциянинг мавжудлиги қатъий параллел дасталар ҳосил қилиш имкониятини йўққа чиқаради. Демак, коллиматор қурилмаси ёрдамида олинган даста қатъий параллел эмас, тўлқин эса ясси тўлқиндан фарқ қилади. Шундай қилиб, қатъий ясси тўлқин ҳақиқий маънога эга эмас. Юлдузлар юбораётган ёруғлик тўлқини амалда ясси тўлқин деб ҳисобланиши мумкин; кўринма бурчак диаметри $1/2^\circ$ чамасида бўлган Қуёш ясси тўлқиндан сезиларли фарқ қиладиган тўлқин беради; ўлчамлари қуёшгача бўлган масофага нисбатан хоҳлаганча кичик бўлган диафрагма ёрдамида бу тўлқиннинг бир қисмини ажратиб, энг четки нурлари ўзаро 30′ бурчак ташкил қиладиган даста кесиб оламиз (дифракция эътиборга олинмайди). Агар коллиматордаги манба диаметри 0,1 мм дан кичик бўлган ёрқин ёритилган тешик бўлса, у ҳолда яхши коллиматор қурилмаси параллелликдан четланиши минутнинг улушларидан ошмайдиган дасталар ҳосил қилиб бериши мумкин. Бундай коллиматор қурилмаси, албатта, қиёсан кам ёруғлик беради.

Тўлқиний ҳаракатнинг умумий қонунлари бўйлама тўлқинларга ҳам, кўндаланг тўлқинларга ҳам бир хил даражада тегишлидир. Шунинг учун жуда кўп ҳодисалар иккала тўлқин учун ҳам ўринли бўлади. Бироқ кўндаланг тўлқинлар бир жиҳатдан муҳим хусусияти билан фарқ қилади. Бўйлама тебранишлар тарқалиш чизиғига нисбатан симметрик бўлади, яъни тебранишлар қабул қилувчи ҳар қандай асбобнинг ўзи тебранишлар тарқалиш йўналиши атрофида бурилса, тебранишларнинг асбобга кўрсатадиган таъсири ўзгармайди. Кўндаланг тўлқинлар ҳолида эса тўлқинларнинг асбобга кўрсатадиган таъсири турлича бўлиб, кўндаланг тебранишнинг тарқалиш йўналишидан ўтган қайси текисликда юз бераётганига боғлиқ. 2.7-расмда чизмадан кузатувчига томон бораётган кўндаланг тўлқин тебранишларининг мумкин бўлган баъзи бир йўналишлари кўрсатилган.

Кўндаланг тўлқинларнинг айтиб ўтилган бу хусусияти *қутбланиш* дейилади. Агар кўндаланг тебраниш йўналиши бир текисликда қолаверса, у ҳолда тўлқин *ясси қутбланган* ёки *чизиқли қутбланган* тўлқин дейилади. Кўндаланг тўлқин қутбланишининг мураккаброқ бошқа турлари бўлиши мумкин, бунда вектор тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлган текисликда тебрангани ҳолда мураккаброқ характерга эга бўлади (векторнинг учи эллипс ёки айлана чизади — *эллиптик* ёки *доиравий қутбланиш*).

III боб

ФОТОМЕТРИК ТУШУНЧА ВА БИРЛИКЛАР

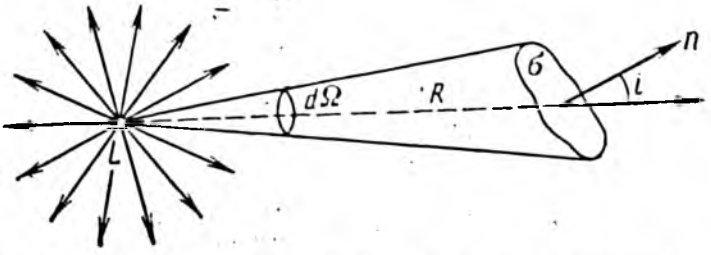
7- §. Асосий тушунчалар

Ёруғликнинг кўзга ёки қабул қилувчи бошқа бир аппаратга кўрсатадиган таъсири, даставвал, ёруғлик тўлқини элтадиган энергиянинг бу аппаратга берилишидан иборат. Шунинг учун биз оптик ҳодисалар қонунларини қараб чиқишдан аввал ёруғликни ўлчаш — фотометрия тўғрисида тасаввур ҳосил қилишимиз керак. Фотометрия ёруғлик тўлқини келтираётган энергияни ўлчашдан ёки шу энергетик характеристика билан бирор тарзда боғланган катталикларни ўлчашдан иборат. Даставвал ўлчаш ишларида қўлланиладиган катталикларга таъриф бериш зарур. Бу катталикларни танлаш улардан униси ёки бунисини бевосита сезувчи аппаратлар (қабул қилувчи аппаратлар) хусусиятларига, шунингдек, бу катталикларни қайта тиклаш учун ишлатиладиган эталонлар ясаш имкониятига боғлиқ бўлади. Турли соҳаларда (нурланиш назарияси, ёритиш техникаси, опто-техника, физиологик оптика ва ҳоказоларда) назарий қонунларни ва амалий хулосаларни тавсифлашда киритилган катталикларнинг ҳаммаси ҳам баъзиларидан, ҳаммаси ҳам бошқаларидан фойдаланиш кўпинча қулай бўлади.

Биз ўргана бошлаётган фотометрик тушунчалар кўп бўлишининг сабаби ана шундадир.

а. Нур энергиясининг Оқими. Ёруғлик манбаининг ўлчамлари шу қадар кичик бўлсинки, ундан бирор масофада тарқалаётган тўлқин сиртини сферик сирт деб ҳисоблаш мумкин бўлсин. Бундай манба одатда *нуқтавий* манба дейилади.

L манбадан (3.1- расм) келаётган нур энергияси йўлига кичик σ юз жойлаштириб, шу юз орқали τ вақт ичида ўтган Q энергия миқдорини ўлчайлик. Бу мақсадда юзни унга тушаётган бутун энергияни ютадиган модда (қора куя) билан қоплаш ва температура ўзгаришига қараб ютилган энергияни ўлчаш мумкин. σ юз ор-



3.1- расм. «Нур энергиясининг оқими» тушунчаси таърифига доир.

қали бирлик вақтда оқиб ўтувчи нур энергиясини, яъни σ сирт орқали ўтувчи *қувватни* кўрсатувчи

$$\frac{Q}{\tau} = d\Phi \qquad (7.1)$$

нисбат σ сирт орқали ўтувчи нур энергияси *оқими* дейилади.

Нур энергияси бир жинсли муҳитда тўғри чизиқ бўйлаб тарқалгани учун, L нуқтадан σ юз контурига тираладиган нурлар тўплами ўтказиб, оқимнинг σ орқали ўтаётган қисмини чегараловчи конус ҳосил қиламиз. Агар муҳит ичида энергия ютилмаса, у ҳолда бу конуснинг ҳар қандай кесимидан айни бир оқим ўтади. Маркази L да ва радиуси 1 га тенг бўлган сферик сирт билан бу конуснинг кесишишидан ҳосил бўлган кесим конуснинг $d\Omega$ фазовий бурчагининг ўлчови бўлади. Агар σ сиртга ўтказилган n нормал конус ўқи билан i бурчак ташкил қилса ва L дан σ гача бўлган масофа R бўлса, у ҳолда

$$d\Omega = \frac{\sigma \cos i}{R^2}. \qquad (7.2)$$

Шундай қилиб, оқимнинг биз ажратиб олган қисми $d\Omega$ фазовий бурчакка тўғри келади. Бунда σ юзнинг чизиқли ўлчамлари R га нисбатан жуда кичик, деб фараз қиламиз, шунинг учун $d\Omega$ ни кичик миқдор деб, $d\Omega$ ичида оқимни текис тақсимланган деб ҳисоблаш мумкин. L дан барча йўналишлар бўйича кетаётган тўла оқим Ф бўлади:

$$\Phi = \int d\Phi. \qquad (7.3)$$

Оқим асбобларга келиб тушаётган энергия миқдорини баҳолаш учун зарур бўлган асосий тушунчадир. Оқимни билиш кўп оптик қурилмаларни ҳисоб қилишда жуда зарур. Масалан, фотоэлемент каби қабул қилувчи асбоб оқимни бевосита сезади (қ. 95- §).

б. J ёруғлик кучи. Фазовий бурчак бирлигига тўғри келган оқим катталиги *ёруғлик кучи* дейилади. Агар Ф оқим манбадан барча йўналишлар бўйича бир текис юборилаётган бўлса, у ҳолда

$$J = \frac{\Phi}{4\pi} \qquad (7.3)$$

ифода ёруғлик кучи бўлиб, у ҳар қандай йўналиш учун бир хил бўлади. Оқим нотекис бўлган ҳолда Ф/4π катталик фақат ёруғликнинг ўртача кучи бўлади ва *ёруғликнинг ўртача сферик кучи* дейилади. Бирор йўналиш бўйича ёруғликнинг ҳақиқий кучини аниқлаш учун бу йўналиш бўйлаб етарлича кичик $d\Omega$ элементар фазовий бурчак ажратилиши ва бу фазовий бурчакка тўғри келган $d\Phi$ ёруғлик оқими ўлчаниши керак.

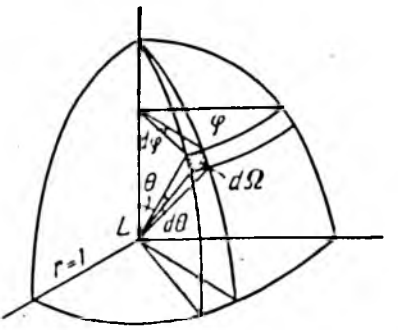
Тайинли бир йўналиш бўйича ёруғлик кучи

$$J = \frac{d\Phi}{d\Omega} \qquad (7.4)$$

муносабатдан аниқланади.

Танланган йўналишни бирор қутб координаталари системасида θ кенглик ва φ узоқлик бурчаклари билан ифодалаб (3.2- расм), бу йўналишдаги ёруғлик кучини $J_{\theta,\varphi}$ билан белгилаш мумкин. 3.2- расмдан кўринишича,

$$d\Omega = \sin\theta\, d\theta\, d\varphi$$



3.2- расм. Қутб координаталарида фазовий бурчак ифодасини чиқаришга доир.

ва, бинобарин,

$$d\Phi = J_{\theta,\varphi} \sin\theta\, d\theta\, d\varphi,$$

тўла оқим эса

$$\Phi = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} J_{\theta,\varphi} \sin\theta\, d\theta. \qquad (7.5)$$

Агар J катталик φ ва θ га боғлиқ бўлмаса (текис оқим), у ҳолда бу умумий муносабатдан,

$$\Phi = 4\pi J \qquad (7.6)$$

ифода келиб чиқади, бу ифода (7.3) муносабатга мос келади.

Ёруғликнинг тўла оқими катталиги ёруғлик чиқараётган манбани характерлайди ва уни ҳеч қандай оптик системалар ёрдамида орттириб бўлмайди. Бу системаларнинг таъсири ёруғлик оқимининг *тақсимотини ўзгартиришдан*, масалан, танланган бирор йўналишлар бўйича оқимни кўпайтиришдан иборат бўлиши мумкин. Шундай усул билан ёруғлик кучини танланган йўналишлар бўйича ошириш (мос равишда уни бошқа йўналишлар бўйича камайтириш ҳисобига) мумкин. Масалан, сигнал аппаратлари ва прожекторлар ана шундай ишлайди; прожекторлар ўртача сферик ёруғлик кучи бир неча юз кандела бўлган манбалар ёрдамида прожектор ўқида миллионларча кандела ёруғлик кучи ҳосил қилади (қ. 134-машқ).

Ёруғлик техникасининг асосий эталони ёруғлик кучи эталонидир (қ. 9-§).

в) E ё р и т и л г а н л и к. *Е ёритилганлик* деб сирт бирлигига тўғри келган оқим катталигига айтилади. σ юзнинг ёритилганлиги (белгилар 3.1- расмдагидек)

$$E = \frac{d\Phi}{\sigma} = \frac{J d\Omega}{\sigma} = \frac{J \cos i}{R^2} \qquad (7.7)$$

бўлади, бунда охирги икки тенгликда $J_ер$уғлик кучи (7.4) бўйича киритилган ва (7.2) ҳисобга олинган.

(7.7) ифода шуни кўрсатадики, *нуқтавий манба** ҳосил қилган ёритилганлик манбадан сиртгача бўлган масофанинг квадратига тескари пропорционал ва ёруғлик оқими йўналиши (ичида оқим тарқалаётган ингичка конус ўқи) билан ёритилаётган сиртга ўтказилган нормал орасидаги бурчак косинусига тўғри пропорционал бўлади. Бу—нуқтавий манба ҳосил қилган ёритилганликнинг асосий қонунидир (тескари квадратлар қонуни).

Манбалар ўлчами чекли бўлган ҳолда манбалар сиртини R га нисбатан етарлича кичик бўлган элементар қисмларга бўлишимиз ҳамда уларнинг ҳар бири ҳосил қилган ёритилганликни тескари квадратлар қонуни бўйича аниқлаб, кейин манбанинг бутун юзи бўйича интеграллашимиз мумкин; бунда, албатта, ёруғлик кучининг йўналишга боғлиқ эканлигини эътиборга олиш керак. Бу ҳолда ёритилганлик билан R орасидаги муносабат мураккаброқ бўлади. Бироқ масофа етарлича катта (манбанинг ўлчамларига нисбатан) бўлганда тескари квадратлар- қонунидан фойдаланиш, яъни манбани нуқтавий манба деб ҳисоблаш мумкин. Агар манбанинг чизиқли ўлчамлари манбадан ёритилаётган сиртгача бўлган масофанинг 1/10 қисмидан ортиқ бўлмаса, у ҳолда соддалаштирилган бу ҳисоб амалий яхши натижалар беради. Масалан, 50 см диаметрли текис ёритилган диск манба бўлса, у ҳолда дискка унинг марказида ўтказилган нормал устида ётган нуқтада соддалаштирилган формула бўйича ҳисоблашдан чиқадиган хато 50 см масофа учун тахминан 25 %бўлади, 2 м масофа учун 1,5% дан ошмайди, 5 м масофа учун атиги 0,25% бўлади.

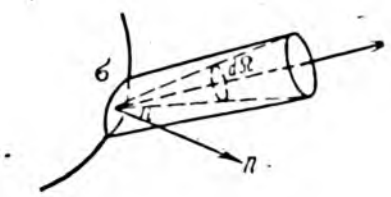
Линза ва кўзгулар ёрдамида ёруғлик оқими тақсимотини ўзгартириб, биз уни сиртнинг айрим қисмларига йиғиш ва шундай қилиб, бу қисмларнинг ёритилганлигини ошириш (айни вақтда бошқа қисмлар ёритилганлигини камайтириб) имконига эга бўламиз. Жумладан бинолар, иш столлари, кўча ва шу кабиларни ёритиш учун мўлжалланган ёруғлик манбалари одатда таъминланадиган турли-туман арматуралар (ёриткичлар) худди шундай мақсадда ишлатилади.

Кўпчилик ҳолларда биз ўзи ёруғлик чиқармайдиган буюмларни идрок қилганимиз учун, ёритилганлик тушунчаси жуда муҳим аҳамиятга эга бўлади. Ёритиш техникаси проблемаларининг кўпи қулай ёритилганлик ҳосил қилишдан иборат. «Ёритилганлик нормалари» да иш биноларининг оқилона ёритилишига нисбатан қўйиладиган талаблар берилади.

г. Манбанинг *В* равшанлиги. Юқорида кўрганимиздек, ёритиш техникасининг кўп ҳисобларида баъзи бир ман-

* Яъни ўлчамлари ёритилган сиртгача бўлган масофадан анча кичик бўлган ва ўзидан чиққан оқим барча йўналишлар бўйича бир текис бўлган манба.

баларни нуқтавий манба деб ҳисоблаш, яъни манбалар ўлчамларини уларнинг таъсири кузатилаётган масофаларга нисбатан назарга олмаслик мумкин. Бироқ бу манбаларнинг кўпи шунча каттаки, кузатиш олиб бориладиган оддий масофаларда кўз билан уларнинг шаклини пайқаш мумкин; бошқача айтганда, манба сиртининг ўлчамлари кўз ёки инструментнинг чекли ўлчамли буюмни нуқтадан фарқ қилиш қобилияти чегарасида ётади. Жуда кўпчиликни ташкил қилувчи бундай манбаларга нисбатан *сирт равшанлиги* (ёки соддароғи равшанлик) тушунчаси таърифи маъноga эга; бу тушунча ажрата олиш қобилияти чегарасидан ташқарида ётувчи манбаларга (масалан, юлдузларга) нисбатан қўлланила олмайди. Сиртнинг B равшанлиги ёруғлик чиқарувчи сиртнинг берилган соҳасидан чиққан ва берилган йўналиш бўйича нурланишини характерловчи катталикдир; йўналишни эса унинг ёруғлик чиқарувчи сиртга ўтказилган нормал билан ташкил қилган i бурчаги аниқлайди.



3.3- расм. Кенг манба равшанлиги тушунчаси таърифига доир.

Сиртнинг σ элементига таянувчи ва $d\Omega$ фазовий бурчак ҳосил қилувчи дастани ажратиб оламиз: дастанинг ўқи σ га ўтказилган n нормал билан i бурчак ҳосил этади (3.3- расм). Элементнинг ўқ йўналишидаги кўринма сирти $\sigma\cos i$ бўлади, унинг $d\Omega$ фазовий бурчак ичида юбораётган оқими $d\Phi$ бўлсин. Юборилаётган оқим нурлангичнинг *кўринма* $\sigma\cos i$ сиртига ва $d\Omega$ фазовий бурчак катталигига пропорционал бўлади. Пропорционаллик коэффициенти нурланувчи сирт хоссаларига боғлиқ ва i бурчакнинг нормалга нисбатан ҳисобланган ҳар хил қийматларида ҳар хил бўлиши мумкин. Бу коэффициентни B_i билан белгилаб,

$$d\Phi = B_i \sigma \cos i\, d\Omega$$

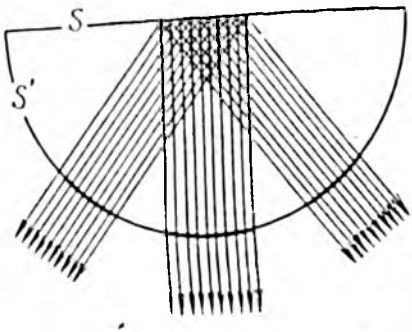
ёки

$$B_i = \frac{d\Phi}{\sigma \cos i d\Omega} \qquad (7.8)$$

эканини топамиз.

B_i коэффициент манбанинг i бурчак билан аниқланувчи йўналиш бўйича *равшанлиги* дейилади. Демак, маълум бир йўналишдаги равшанлик деб, кўринма сирт бирлигининг ўша йўналишда бирлик фазовий бурчак ичига юбораётган оқимига айтилади.

B_i равшанлик йўналишга боғлиқ катталик; лекин баъзи манбаларда B_i равшанлик йўналишга боғлиқ бўлмаслиги мумкин. Бундай манбалар *Ламберт қонунига* бўйсунувчи манбалар дейилади. Аниғини айтганда, фақат абсолют қора жисм ана шундай манба бўлади; ҳар бир қисми ёруғликни барча томонга текис сочадиган



3.4- расм. Ламберт қонунига бўйсунадиган ясси диск ва ярим сфера бир хил равшан кўринади.

хира сирт ёки хира муҳитлар Ламберт манбаларига бир мунча ўхшайди. Агар бундай муҳитлар Ламберт қонунига бўйсунса, уларни *идеал сочувчи* муҳитлар деб аташ мумкин.

Юзига магний оксид қопланган сирт ёритилганда ёки яхши сутранг шишадан ясалган қопқоқ ичкаридан ёритилганда бу манбалар Ламберт манбаларига етарлича яқин келадиган манбаларга мисол бўлади. Гарчи Бугер Қуёшнинг равшанлиги марказидан четига томон бирмунча пасайиб, радиуснинг 3/4 қисмича масофада равшанлик диск марказидаги равшанликнинг тақрибан 80% ини ташкил қилишини тажрибада аниқлаган бўлса-да, Қуёш сирти Ламберт қонунига анча яқин қонун бўйича нурланади.

Ёруғлик чиқараётган ясси S дискни ва ёруғлик чиқараётган S' ярим сферани (3.4-расм) кўриб чиқамиз. Иккала сирт ҳам Ламберт қонунига бўйсунади ва икковининг B равшанлиги бир хил деб фараз қиламиз. У ҳолда диск ва сферанинг мос қисмларининг ихтиёрий йўналиш бўйича юбораётган ёруғлик оқимлари бир хил бўлади, чунки уларнинг кўринма сиртлари тенг, равшанликлари эса шартга кўра йўналишга боғлиқ эмас. Шундай қилиб, ёруғлик чиқараётган диск билан ёруғлик чиқараётган ярим сфера Ламберт қонунига бўйсунадиган бўлса, улар бир-биридан фарқ қилмайди. Масалан, унча ҳам пухта бўлмаган кузатишларда Қуёш бизга равшанлиги бир хил бўлган ясси диск бўлиб кўринади; бу ҳол Қуёшнинг Ламберт қонунига анча яхши бўйсунадиган манба эканлигини исбот қилади.

Равшанликни билиш ўзи ёруғлик чиқарувчи буюмларни, жумладан ёруғлик манбаларини тадқиқ қилишда жуда зарур. Бизнинг кўзимиз манбанинг равшанлигини бевосита сезади (қ. 10-§). Равшанлик тушунчаси нурланиш назариясида ҳам ишлатилади (қ. XXXVI).

д. Ёритувчанлик S. Равшанлик тушунчаси билан S *ёритувчанлик* тушунчаси узвий боғланган бўлиб, у интеграл катталик, яъни бирлик сиртдан *барча йўналишлар* бўйича (2π фазовий бурчак ичига) ташқарига юборилаётган тўла оқимдир. Шундай қилиб, ёруғлик чиқарувчи σ юздан барча йўналишлар бўйича ташқарига юборилаётган тўла оқим Ф бўлса, у ҳолда ёритувчанлик

$$S = \frac{\Phi}{\sigma}. \qquad (7.9)$$

Ёритувчанлик ва равшанлик ўзаро содда муносабат билан боғланган. i йўналиш бўйича $d\Omega$ фазовий бурчак ичидаги оқим

$$d\Phi = B_i \sigma \cos i\, d\Omega = B_i \sigma \sin i \cos i\, di\, d\varphi$$

бўлади, чунки

$$d\Omega = \sin i\, di\, d\varphi,$$

бунда φ — азимутал бурчак. σ юз чиқараётган оқимни топиш учун бу ифодани ярим сфера ичига томон кетган йўналишни аниқлайдиган i ва φ бурчакларнинг барча қийматлари бўйича, яъни i бўйича 0 дан $1/2\pi$ гача ва φ бўйича 0 дан 2π гача интегралаш керак. Демак, тўла оқим (B_i ни φ га боғлиқ эмас, деб фараз қиламиз):

$$\Phi = \int d\Phi = \sigma \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{1/2\pi} B_i \sin i \cos i\, di = 2\pi\sigma \int_0^{1/2\pi} B_i \sin i \cos i\, di.$$

Шу билан бирга, ўша оқимни S ёритувчанлик орқали ифодалаш ҳам мумкин:

$$\Phi = \sigma S.$$

Шундай қилиб, ёритувчанлик билан равшанлик орасидаги боғланиш

$$S = 2\pi \int_0^{1/2\pi} B_i \cos i \sin i\, di \qquad (7.10)$$

муносабат орқали ифодаланади. Ламберт қонунига бўйсунадиган манбаларда $B_i = B$, яъни i га боғлиқ эмас. Бу ҳолда

$$S = 2\pi B \int_0^{1/2\pi} \cos i \sin i\, di = \pi B. \qquad (7.11)$$

Ёритувчанлик — кўп ҳисоблар учун жуда қулай тушунчадир. Биз у билан нурланиш назариясида ҳам учрашамиз.

$\Phi = \sigma S$ муносабатнинг кўрсатишича, S ёритувчанлик E ёритилганликникидек ўлчамликка эга ва сирт бирлигига тўғри келган оқимдан иборат. Ёритувчанлик сиртнинг *ёруғланишини*, яъни сирт бирлигидан *кетаётган* оқимни характерлайди; ёритилганлик эса сиртнинг *ёритилишини*, яъни сирт бирлигига *келаётган* оқимни характерлайди.

е. Ёруғлик оқимининг R интенсивлиги. Ёруғлик майдонини характерлаш учун яна *ёруғлик оқимининг интенсивлиги* тушунчасини киритиш мумкин. R интенсивлик деганда ёруғлик оқими йўналиши билан кўринма кесим нормали орасидаги i бурчак орқали аниқланадиган йўналиш бўйича кўринма кесим бирлиги орқали бирлик фазовий бурчак ичига оқаётган ёруғлик оқими катталиги тушунилади:

$$R = \frac{d\Phi}{\sigma \cos i\, d\Omega}. \qquad (7.12)$$

Шундай қилиб, ёруғлик чиқараётган сиртни характерлашда равшанлик қандай роль ўйнаса, ёруғлик оқимининг интенсивлиги ёруғлик майдонини характерлашда шундай роль ўйнайди. Шунинг учун у кўпинча *ёруғлик оқимининг равшанлиги* деб ҳам аталади.

Ёруғлик элтадиган энергияга алоқадор бўлган кўп тушунчаларни, оқибатда, ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонуни тақозо қилиши юқорида айтилганлардан очиқ-ойдин бўлиши керак. Бу қонунга мувофиқ, ёруғлик энергияси турли йўналишларда ва сиртнинг турли нуқталардаги элементлари орқали турлича кўчирилиши мумкин. Фазонинг тайинли нуқтаси яқинида тайинли йўналишда тарқалаётган қувватни аниқлайдиган равшанлик (ёки интенсивлик) ёруғлик майдонининг энг дифференциалланган характеристикаси бўлади. Ёруғлик кучи ҳам тайинли йўналишда тарқалаётган, аммо чекли ўлчамли манбанинг бутун сиртидан чиқаётган қувватни тавсифлайди. Ёритилганлик ва ёритувчанлик фазонинг муайян бир нуқтаси яқинида барча йўналишлар бўйича тарқалаётган қувватни характерлайди. Ниҳоят, бутун сирт орқали барча йўналишларда кўчирилаётган қувват, яъни оқим энг яхши умумий характеристика бўлади. Бу мулоҳазаларни киритилган катталиклар билан равшанлик орасидаги муносабатлар яққол тасдиқлайди:

$$J = \int B_i \cos i \, d\sigma, \quad E = \int B_i \cos i \, d\Omega, \quad \Phi = \int\int B_i \cos i \, d\sigma \, d\Omega.$$

Қайд қилувчи аппаратуранинг қандай мақсадга мўлжалланишига ва тузилиши қандай бўлишига қараб ўлчаш натижалари бирор фотометрик катталик орқали энг табиий равишда ифодаланади.

Масалан, юлдузларни кузатганда юлдузнинг бутун сирти кузатувчи йўналишида юборган ёруғликни кўз сезади, бинобарин, бу ҳолда юлдузнинг ёруғлик кучи тўғрисида гапириш қулай. Фотография асбобларида фотоплёнканинг тайинли бир нуқтасига ёруғликнинг қайси йўналишда етиб келиши ва уни қорайтириши муҳим эмас, яъни плёнка энергияни бурчаклар бўйича интеграллайди, шунинг учун бу ерда ёритилганлик қайд қилинади. Нурланишнинг фотоэлектрик ёки иссиқлик қабул қилувчилари бўлган асбобларда одатда қабул қилувчининг бутун сиртига барча йўналишлар бўйича келаётган тўла оқим ўлчанади.

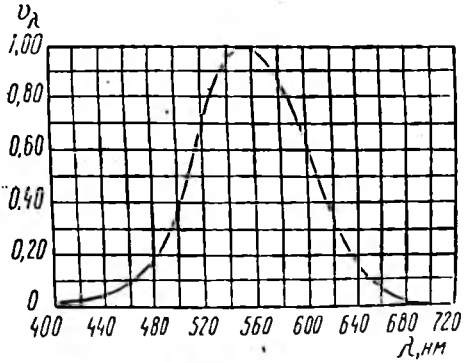
Киритилган фотометрик катталикларнинг ўлчов бирликлари бирликлар системасининг танланишига боғлиқдир. СИ системасида оқим ватт ҳисобида, ёритилганлик ва ёритувчанлик Вт/м^2 ҳисобида; ёруғлик кучи Вт/ср ҳисобида, равшанлик ва интенсивлик Вт/(м^2·ср) ҳисобида ўлчанади. Аммо оптик экспериментларда чизиқли ўлчамлари метр тартибида бўлган сирт орқали ўтаётган оқимни ҳисоблаш зарурияти кам учрайди. Одатда гап ўлчамлари сантиметр тартибидаги сиртлар (линзалар, кўзгулар ва асбоблар-

нинг бошқа элементлари) ёки миллиметр тартибидаги сиртлар (тасвир) тўғрисида боради. Шунинг учун қувватни м² га нисбатан олиш ноқулай; илмий адабиётда 1 Вт/см² = 10^4 Вт/м² ва 1 Вт/мм² = = 10^6 Вт/м² бирликлар ишлатилади.

8- §. Энергетик катталиклардан ёруғликни тавсифловчи катталикларга ўтиш

Ҳозиргача биз оқим катталигини ва у билан боғлиқ бўлган барча катталикларни аниқлаш учун энергия ва қувватнинг оддий бирликларидан, масалан, жоуль ва ваттдан фойдаланиб келдик. Ёруғликни қабул қилувчи асбоб сифатида унинг ютилган энергиясининг иссиқлик энергияга айланишига асосланган универсал асбоб, масалан, термоэлемент ишлатилганда бундай энергетик ўлчашларни бажариш мумкин. Аммо шуни назарда тутиш керакки, кўпинча биз қабул қилувчи аппарат сифатида реакцияси (сезиши) фақат ёруғлик келтирган энергияга эмас, балки унинг спектрал таркибига ҳам боғлиқ бўладиган махсус аппаратлар ишлатамиз. Шундай кўп тарқалган *селектив* қабул қилгичлар — фотопластинка, фотоэлемент ва айниқса одам кўзидир. Одам кўзи ёруғликни кундалик кўришда ҳам, кўп оптик асбобларда нурланишни қабул қилувчи сифатида ҳам ғоят муҳим роль ўйнайди. Шунга мувофиқ, ёруғликка оид кўп ўлчашларда барча электромагнитик тебранишлар тўпламидан кўзнинг муайян тор тўлқин узунлик соҳасини ажрата олиш хусусиятини эътиборга олиш керак. Кўпинча «ёруғлик» деганда тахминан 400 ва 800 нм орасидаги тор интервал назарда тутилади. Бу нуқтаи назардан, энергиянинг қабул қилиниши эмас, балки уни *ёруғлик тарзида қабул қилиш* аҳамиятга эга. Шунинг учун энергетик катталиклардан ёруғлик сезгисини характерлайдиган катталикларга ўтиш муносабатларини аниқлаш лозим ва одам кўзи хоссаларига мослашган махсус бирликлар системасини киритиш мақсадга мувофиқдир.

Кўзнинг турли тўлқин узунликли ёруғликка нисбатан сезгирлигини *кўринувчанлик эгри чизиғи* билан характерлаш мумкин. Бу эгри чизиқнинг абсциссалари λ тўлқин узунликлар, ординаталари эса кўзнинг нисбий v_λ сезгирликлари, яъни бир хил кўриш сезгиси берадиган монохроматик нурланиш қувватларига тескари пропорционал бўлган катталикларидир. Бундай баҳолашнинг



3.5- расм. Кўринувчанлик эгри чизиғи.

субъективлигига қарамай, уларнинг қайта тикланувчанлиги яхши; ўлчашларнинг кўрсатишича, бир кузатувчидан иккинчисига ўтганда кўринувчанлик эгри чизиғи кўп ўзгармайди. Фақат озгина одамлардагина кўз нормадан анча четланади.

Кўп ўлчашлар асосида ўртача нормал кўзни характерлайдиган кўринувчанлик эгри чизиғининг шакли аниқланган. Кўринувчанлик эгри чизиғи $\lambda = 555$ нм да максимумга эга ва бу максимум шартли равишда бирлик деб қабул қилинган. Халқаро ёритиш комиссияси тасдиқлаган эгри чизиқ 3.5-расмда тасвирланган. Бу эгри чизиқ ординатасининг сон қийматлари пастда 3.1-жадвалда кўрсатилган. Бу жадвалдан кўринишича, масалан, кучи бир хил бўлган кўриш сезгисини ҳосил қилиш учун $\lambda = 550$ нм га нисбатан $\lambda = 760$ нм да тахминан 20 000 марта катта қувват талаб қилинади.

3.1- жадвал

v_λ кўринувчанлик қийматлари

λ, нм	v_λ	λ, нм	v_λ	λ, нм	v_λ
400	0,0004	520	0,710	640	0,175
410	0,0012	530	0,862	650	0,107
420	0,0040	540	0,954	660	0,061
430	0,0116	550	0,995	670	0,032
440	0,023	560	0,995	680	0,017
450	0,038	570	0,952	690	0,0082
460	0,060	580	0,870	700	0,0041
470	0,091	590	0,757	710	0,0021
480	0,139	600	0,631	720	0,00105
490	0,208	610	0,503	730	0,00052
500	0,323	620	0,381	740	0,00025
510	0,503	630	0,265	750	0,00012
				760	0,00006

9- §. Ёруғлик ўлчашларида ишлатиладиган бирликлар

Халқаро ёритиш комиссияси одам кўзини ёруғлик энергиясини қабул қилувчи сифатида олиб, *ёруғлик оқимини кўриш сезгиси бўйича баҳоланадиган нур энергияси оқими деб* таърифлади.

Шундай қилиб, ўртача кўз тушунчаси киритилишига қарамай, мавжуд баҳолаш усули психофизиологик тушунчаларга ҳали ҳам боғлиқ бўлиб келмоқда, чунки ўлчашларда кўриш сезгисидан фойдаланилмоқда. Ўртача кўзни эквивалент физик қабул қилгич билан, масалан, тегишлича танланган сезгирлик эгри чизиғига эга бўлган фотоэлемент билан алмаштириш ёруғликка оид катталикларни пайдо бўлган фототок к учига қараб тамомила объектив равишда ўлчаш имконини берар эди.

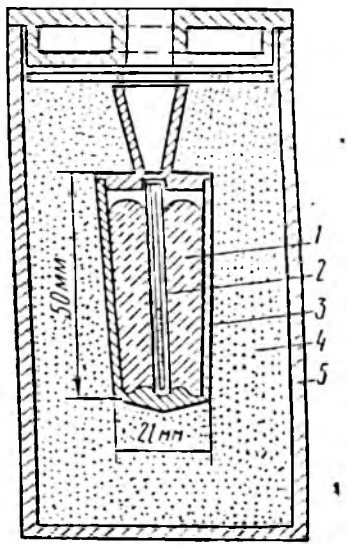
Маълум ёруғлик оқими ва бошқа ёруғлик техникаси катталикларини амалга ошириш учун шартли ёруғлик эталони ишлатилади. Халқаро келишим бўйича 1948 йил 1 январидан ёруғликнинг қайта тикланувчи янги эталони киритилган бўлиб, у тоза платинанинг қотиш температурасида (2046,6 К) қўлланиладиган абсолют қора жисм (қ. 197-§) кўринишида ясалган. Платинанинг тозалигига нисбатан қўйиладиган маълум талабларга риоя қилган ҳолда эталон маълум схема бўйича ясалади. СССРда бундай эталонни Бутунитгифоқ метрология илмий текшириш институтининг фотометрик лабораторияси ясаган.

Ёруглик эталони бўлган нурлангичнинг тузилиши ва ўлчамлари 3.6-расмда кўрсатилган. Платина юқори частотали токлар билан иситиб қиздирилади ва эритилади. Ёруғлик *2* найчадан чиқади, найча қиздирилган платинага тегиб тургани туфайли деворларининг бутун узунлиги бўйлаб температураси бирдай бўлади.*

Ёруғлик кучи бирлиги — *кандела* (кд) ҳозир тилга олинган ёруғлик эталонининг 1/60 $см^2$ юзидан нормал йўналишида чиқаётган ёруғлик кучининг 1/60 қисмига тенг.

Янги эталондан олдин ёруғлик кучининг асосий бирлиги халқаро шам бўлиб, у 1,005 кд га тенг эди, халқаро шам махсус конструкцияли электр лампалари тарзида** ишланган эди.

Ёруғлик оқими бирлиги *люмен* (лм) бўлиб, у 1 кд ли ёруғлик манбаининг 1 стерадиан фазовий бурчак ичига юборадиган оқимидир. Агар манбанинг *ҳар қандай* йўналиш бўйича ёруғлик кучи 1 кд га тенг бўлса, у ҳолда манба 4π лм = 12,5 лм га тенг тўла ёруғлик оқими беради. Янги ёруғлик эталони нормал йўналиши бўйича 1 $см^2$ дан 60 лм/ср га тенг оқим беради.



3.6- расм. СССР Давлат ёруғлик эталони:

1 — платина; *2* — эриган торий оксидидан ясалган трубкача; *3* — эриган торий оксидидан ясалган идиш; *4* — торий оксид; *5* — кварцдан ясалган идиш.

---

* Бу эталон 1963 йил 1 январдан бошлаб жорий этилган халқаро бирликлар системаси (СИ) да қабул қилинган ёруғлик бирликларига асос қилиб олинган.

** Баъзан лабораторияларда ўтказиладиган ўлчаш ишларида ичида тоза аргилацетат ёнадиган махсус пиликли лампа ишлатилади, бу лампа ёруғлик кучининг эталони бўла олмайди. Гефнер шами деб аталадиган бу манбанинг ёруғлик кучи тахминан 0,90 кд га тенг. Гефнер шами энергиясининг тўлқин узунликлар бўйича таксимоти яхши ўрганилган; худди шунинг учун у лаборатория мақсадларида характеристикалари яхши маълум бўлган ва қиёсан осон амалга ошириладиган манба сифатида қизиқарлидир.

√ *Ёритилганлцк* бирлиги *люкс* (лк) бўлиб, у 1 м² юзга текис тақсимланган 1 лм оқимга мос келадиган ёритилганликдир:

$$1 \text{ лк} = 1 \text{ лм}/1 \text{ м}^2.$$

Шундай қилиб, 1 лк — марказида барча томонга текис нурланадиган 1 кд кучли манба жойлашган ва радиуси 1 м бўлган шар сиртида ҳосил қилинадиган ёритилганликдир.

Ёритувчанлик, худди ёритилганлик каби, лм/м² ҳисобида ифодаланади, бироқ бу ерда бу катталик *олинаётган* оқимга эмас, балки *чиқаётган* оқимга тегишли.

Равшанлик бирлиги сифатида ўзига перпендикуляр йўналишда ҳар бир квадрат метрдан 1 кд ёруғлик кучи берадиган юзнинг равшанлиги олинади. Шундай қилиб, равшанлик бирлиги «квадрат метрга кандела» бўлади.

кд/м² бирликдан ташқари, илмий адабиётда қуйида санаб ўтилган бошқа бирликлар ҳам ишлатилади:

Номи	Белгиси	кд/м² ҳисобидаги қиймати
нит	нт	1
стильб	сб	10^4
апостильб	асб	$1/\pi$
ламберт	лб	$10^4/\pi$

Нит, равшанки, кд/м² нинг бошқача номи. Стильб ҳар бир квадрат сантиметридан 1 кд ёруғлик кучи берадиган юзнинг равшанлигига мос келади. Апостильб ва ламберт катталиклар физик жиҳатдан сиртида маълум ёритилганлик ҳосил қилинган идеал сочгичнинг равшанлигини билдиради.

Устига тушадиган бутун оқимни барча йўналишлар бўйича бир текис тўлиқ сочиб юборадиган сирт идеал сочгич деб аталади, бинобарин, унинг равшанлиги йўналишга боғлиқ эмас (Ламберт қонуни бажарилади). Идеал сочгичнинг ёритилганлиги 1 люксга етказилса, у ўз устига тушган бутун оқимни ҳар бир квадрат метрдан барча томонларга сочади, яъни ҳар бир квадрат метрдан 1 люмен оқим сочади. Шундай қилиб, $S = \pi B$ муносабат (қ. 7- §) асосида сочгич $1/\pi = 0{,}318$ кд/м² равшанликка эга. Демак, 1 апостильб = = 0,318 кд/м² бўлиб, устида 1 люкс ёритилганлик ҳосил қилинган идеал сочгичнинг равшанлигидир.

Афтидан. ламберт деб аталган бирлик устида 10^4 лк = 1 лм/см² ёритилганлик ҳосил қилинган идеал сочгичнинг равшанлигини билдиради.

Ёруғлик чиқарувчи турли жисмлар равшанлиги бир-биридан жуда кўп фарқланади. 3.2-жадвал бу хилма-хиллик тўғрисида тасаввур беради.

Интенсивлик, худди равшанлик сингари, кд/м^2 ҳисобида ифодаланади.

Люмен ҳисобида ифодаланадиган маълум ёруғлик оқими берадиган эталонга эга бўлган ҳолда бу оқимни ватт ҳисобида аниқлаш ҳамда ёруғлик ва энергетик бирликлар орасидаги муносабатни топиш мумкин бўлар эди. Аммо шуни назарда тутиш керакки, кўзнинг турли тўлқин узунлигига нисбатан сезгирлиги жуда турлича бўлганлиги сабабидан таққослаш усули ёрдамида қўлланган эталоннинг фақат тежамлилигини характерлаш мумкин ва кўзнинг энергетик сезгирлиги ҳақида ҳеч нарса айтиб бўлмайди.

3.2- жадвал

Ёруғлик чиқарувчи турли жисмлар равшанлиги

Манба	Равшанлик, кд/м^2
Тунги ойсиз осмон	тах. $1\cdot10^{-4}$
Неон лампа	$1\cdot10^3$
Атмосфера орқали кўринадиган тўлин ой	$2{,}5\cdot10^3$
Оддий стеарин шам алангаси	$5\cdot10^3$
Кундузги очиқ осмон	$1{,}5\cdot10^4$
Газ-разряд лампа	$5\cdot10^4$
Чўғланма лампанинг металл толаси	$1{,}5—2{,}10^6$
Ичига газ тўлдирилган чўғланма лампа спирали	$5\cdot10^6$
Оддий кўмир ёйининг кратери	$1{,}5\cdot10^8$
Қуёш	$1{,}5\cdot10^9$
Ўта юқори босимли капилляр симоб ёйи	$4\cdot10^8$
Ўта юқори босимли сферик симоб ёйи	$1{,}2\cdot10^9$
Импульсли стробоскопик лампа	$1\cdot10^{11}$

Шунинг учун 1 люмен оқимдан вужудга келадиган ёруғлик сезгиси ҳосил қилиш учун зарур бўлган қувватни ватт ҳисобида аниқлайдиган ўтказув кўпайтувчиси тўлқин узунликларининг кўз сезгирлиги максимумига мос келувчи маълум тор интервалида, чунончи $\lambda=555$ нм да ўлчанади. Бу A фактор *ёруғликнинг механик эквиваленти* дейилади. Янги ўлчашларга биноан,

$$A = 0{,}00160 \text{ Вт/лм.}$$

Бу катталикни ўлчаш қийин бўлганлиги ва кўп кузатувчилар топган натижаларнинг ўртачасини олиш зарурлиги туфайли A ни топиш аниқлиги 2—3% дан ошмайди.

Қулайлик учун биз барча ёруғлик ва энергетик бирликларни 3.3-жадвалда таққослаймиз.

3.3- жадвал

Ёруғлик ва энергетик бирликлар

Катталиклар	Белгиси	Ёруғликка оид бирлик	Символи	Энергетик бирлик
Ёруғлик оқими	$Ф$	люмен	лм	ватт
Ёруғлик кучи	J	кандела	кд	ватт/стерадиан
Равшанлик	B	кандела/м^2	кд/м^2	ватт/(стерадиан·м^2)
Ёритувчанлик	S	люмен/м^2	лм/м^2	ватт/м^2
Ёритилганлик	E	люкс	лк	ватт/м^2

Фотометрик тушунчалар ва тегишли ўлчашлар учун бирлик сифатида қабул қилинган катталиклар тўплами ёруғликнинг асбоб ва қурилмаларга кўрсатадиган таъсирини характерлаш имконини беради.

10- §. Ёруғликка оид катталикларни ўлчаш (фотометрия)

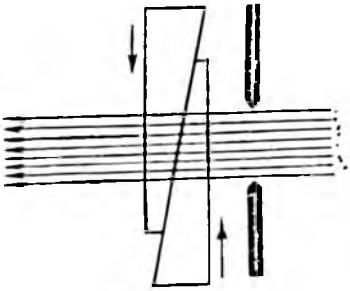
Фотометрик ўлчашлар *объектив* (кўзнинг иштирокисиз, асбоблар, масалан, фотоэлементлар ёрдамида ўтказиладиган) ўлчашларга ва кўз билан кўриб топилган натижаларга асосланган *субъектив* (ёки *визуал*) ўлчашларга бўлинади.

Объектив (фотоэлектрик) фотометрлар кейинги йилларда тобора кўп ривожланиб бормоқда, улар визуал ўлчаш методларига асосланган асбобларни аста-секин сиқиб чиқармоқда. Биз бу асбоблар билан фотоэффект ҳақидаги бобда батафсилроқ танишамиз. Уларнинг ҳаммаси фотоэлектр токининг фотоэлемент ютган ёруғлик оқимига тўғри пропорционал бўлиш қонунига асосланган эканлигини кўрсатиб ўтамиз, холос. Шунинг учун фотоэлементга уланган электр ўлчаш асбобининг шкаласини бирор фотометрик бирликларда, масалан, люкс ҳисобида бевосита даражалаш мумкин.

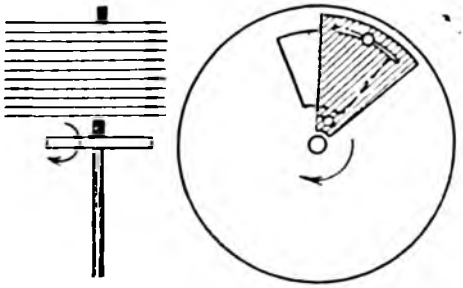
Визуал ўлчашларда кўз бевосита қатнашади. Бунда кўзнинг қандайдир икки қўшни сирт ёритилганликлари *тенглигини* жуда яхши аниқлай олишини, лекин бир сиртнинг ёритилганлиги иккинчисининг ёритилганлигидан неча марта ортиқ эканлигини жуда ёмон бевосита баҳолашини назарда тутиш керак. Шунинг учун икки манбани таққослаш учун ишлатиладиган ва фотометрлар деб аталадиган барча асбоблар шундай тузилганки, уларда кўзнинг роли таққосланаётган манбалар ёритаётган икки қўшни сирт ёритилганликлари тенглигини аниқлашдан иборат. Ёритилганликларни тенглаштириш учун кучлироқ манба ҳосил қиладиган ёритилганликни сусайтиришга олиб келадиган турли усуллар қўлланади. Бу усуллар ичида принцип жиҳатдан энг соддаси манбадан фотометргача бўлган масофани ўзгартириш ва

$$J_1/J_2 = r_1^2/r_2^2 \qquad (10.1)$$

муносабатдан фойдаланишдир.



3.7- расм. Фотометрик сусайтиргич: ютувчи пона.



3.8- расм. Фотометрик сусайтиргич: тешикли айланувчи диск.

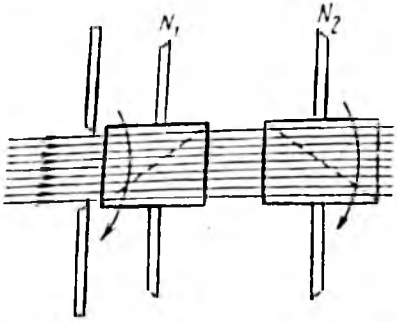
Масофалар нисбатини жуда кенг чегарада ўзгартириб бўлмаслиги сабабли, оқимни бошқа усуллар билан сусайтиришга тўғри келади. Бу усуллар қуйидагилардир: ёруғликнинг қалинлиги ўзгарувчан фильтрда (понада) (3.7-расм) ютилиши ёки ячейка ва симларининг юзлари каттароқ ёки кичикроқ бўлган тўрларда ютилиши, ёруғлик дастаси йўлига секториал тешиги каттароқ ёки кичикроқ бўлган айланувчи доира қўйиш (3.8-расм), шунингдек қутбловчи призмалар системаси ёрдамида ёруғликни сусайтириш (3.9-расм).

Барча бу мосламаларни қўллашда баъзи бир эҳтиётқорлик талаб қилинади. Тескари квадратлар қонуни фақат нуқтавий манбалар учун ярайди (қ. 7-§); фильтрлар турли тўлқин узунликли ёруғликни бир хил даражада ютиши керак (нейтрал фильтрлар); тўрлар соя бермаслиги керак ва шунинг учун уларни яқинида жойлашган линзалар билан биргаликда қўллаш афзал. Ниҳоят, айланувчи секторлар ҳақиқатда оқимни эмас, балки унинг *таъсир* этиб туриш вақтини ўзгартиради ва бинобарин, вақт бўйича ўртача оқимнинг камайиши оқим катталиги камайишига эквивалент бўлган ҳолдагина яроқлидир; бу ҳол, психофизиологик тадқиқотларнинг кўрсатишича, узиб туриш частотаси етарлича бўлгандагина ўринлидир (Тальбот қонуни).

Таққосланаётган манбалар ҳосил қилган ёритилганликни бирор усул билан тенглаштириб, манбаларнинг ёруғлик кучлари нисбатини топамиз:

$$J_1/J_2 = k.$$

Агар манбалардан бирининг кучи маълум бўлса (эталон манба), иккинчи манбанинг танланган йўналишдаги кучини шу йўсинда ўлчаш мумкин. Манбанинг турли йўналишлардаги кучини ўлчаб, ёруғлик оқими, ёритилганлик ва ҳоказоларни ҳисоблаб топиш мумкин. Агар иккала майдоннинг ранги бир хил бўлса, у ҳолда ёритилганликлар тенглашганини кўз билан етарлича аниқ билиш



3.9- расм. Фотометрик сусайтиргич: икки қутбловчи призма системаси.

Ўтиб кетаётган ёруғликнинг равшанлиги призмаларнинг горизонтал ўқ атрофида бурилиш бурчагига боғлиқ.

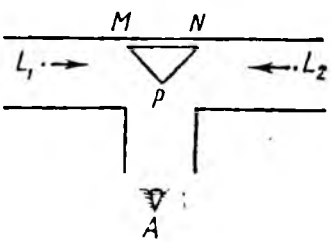
мумкин. Акс ҳолда таққослаш фақат қийингина эмас, балки баъзан умуман маъносини йўқотади. Турли рангли манбаларни таққослашда (гетерохромик фотометрия) ёритилганликлар тенглашишига асосланилади, бунда ўлчашлар заминидаги турли психофизиологик кузатишларга (масалан, интенсивлиги ва ранги турлича бўлган узилиб турадиган ёруғлик билан ёритганда милтиллаш ҳодисасининг йўқолиши) асосланган.

Манбанинг тўла ёруғлик оқимини, биобарин, ўртача сферик ёруғлик кучини (сферик фотометр ёки интегратор), сиртнинг ёритилганлигини (люксметр), манбанинг равшанлигини ва ҳоказоларни бевосита аниқлаш имконини берадиган фотометрлар ҳам бор.

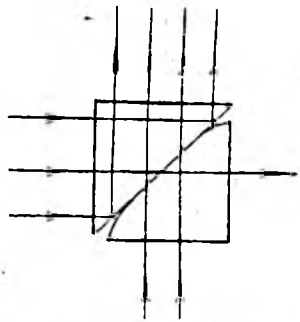
Ҳар қандай фотометрда бир қисмини фақат бир манба, иккинчисини эса фақат бошқа манба ёритадиган бирор майдон қаралади. Бунда фотометр майдонининг таққосланувчи иккала қисмини мос манбалар бир хил бурчак остида ёритадиган бўлиши керак; кузатувчининг кўзи ҳам иккала майдонни бир хил бурчак остида кўриши керак. 3.10-расм фотометрларнинг энг содда моделларидан бирида бу принцип қандай амалга оширилишини кўрсатади.

Бу фотометрнинг тузилиши жуда содда: кузатувчининг A кўзи қорайтирилган трубка ичига жойланган ва L_1 ҳамда L_2 манбалар ёритаётган учёқли MPN оқ призмага қарайди. Манбалардан призмагача бўлган масофаларни ўзгартира бориб, MP ва PN сиртларнинг ёритилганлигини тенглаштириш мумкин. L_1P ва L_2P масофаларни осон ўлчаш учун асбоблар оптик скамейкага ўрнатилади.

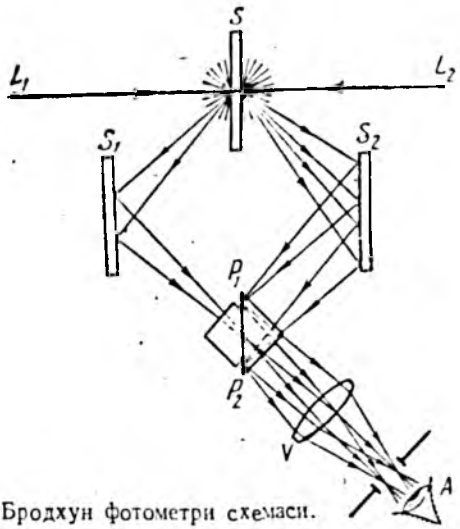
Люммер—Бродхун фотометри анча мукаммал тузилган. Фотометрнинг муҳим қисмини Люммер кубчаси ташкил қилади (у кўпчилик бошқа фотометрик аппаратларнинг ҳам таркибий қисми бўлади). Люммер кубчаси (3.11-расм) тўғри бурчакли икки призмадан тузилган бўлиб, улардан бирининг гипотенузага мос келувчи ёқининг фақат маркази ясси қилиб қолдирилиб, четлари шилиб ташланган. Призмалар яхшилаб сайқалланган ва бир-бирига жипсланган бўлиб, тегишиш жойида гўё бир бўлакдек ва шаффоф жисмдек бўлади (оптик контакт).



3. 10- расм. Энг содда фотометр схемаси.



3.11- расм. Люммернинг фотометрик кубчаси.



3.12- расм. Люммер — Бродхун фотометри схемаси.

Люммер кубчаси қўлланган фотометр схемаси 3.12-расмда кўрсатилган. Бу ерда L_1 ва L_2 — таққосланадиган икки ёруғлик манбаи; S — ёруғликни диффуз (тарқоқ) сочадиган ва иккала томони бир хил бўлган оқ экран; S_1 ва S_2 — икки ёрдамчи кўзгу, P_1P_2 — Люммер кубчаси; A — кузатувчи кўзи ва V — кубчанинг ажралиш текислигини визирлаш (кўриш) имконини берадиган лупа. Кузатишда биз L_1 манбадан келаётган нурлар кубчанинг марказини ёритаётганини кўрамиз, майдоннинг ташқи қисмини L_2 дан чиқиб, P_1P_2 ёқда тўла ички қайтган нурлар ёритади. Агар S экраннинг иккала томондан ёритилганлиги бир хил бўлса, у ҳолда майдонлар орасидаги чегара йўқолади. Бу ҳолга тегишли L_1S ва L_2S масофаларни аниқлаб, биз манбалар ёруғлик кучларининг нисбатини топамиз.

Ёритиш техникасида ўқиш, чизиш, тикиш ва ҳоказо ишлар учун корхонанинг маълум бир текислиги ёки маълум бир жойида *ёритилганлик* қандай бўлиши керак, деган масала жуда муҳимдир.

Юқорида айтилганидек, ёритилганлик люкслар сони билан ўлчанади. Меҳнат муҳофазаси инспекциясининг йўл-йўриқларида корхонанинг керакли ёритилганлиги люкслар ҳисобида аниқлаб берилади. Ҳар қандай иш учун иш жойининг (стол юзининг) ёритилганлиги 10 лк дан паст бўлмаслиги керак. Қийим тикиладиган жойдаги қулай ёритилганлик кундузги ёруғликдаги сингари, 60 лк бўлиши керак. Бир люкс чамасидаги ёритилганликда китобни қийналиб ўқиш мумкин. Осмон очиқ бўлганда тўлин ой 0,1—0,2 люкс ёритилганлик ҳосил қилади. Учувчининг мўлжаллаб бомба ташлаши учун бу ёритилганлик кифоя; бинобарин, ёруғлик маскировкаси ҳолатида бундай ёритилганликка йўл қўйиб бўлмайди. Люкснинг

юздан бир улушларича бўлган ёритилганлик (беш-олти кунлик ой) кечаси баъзи ишларни, масалан, тупроқ ишларини бажариш имконини беради. Люкснинг мингдан бир улушларича бўлган ёритилганликка (юлдузли осмон) ёруғлик маскировкаси ҳолатида ижозат қилиниши мумкин. Люкснинг ўнг мингдан бир улушларича ёритилганликда киши кечаси оёқ йўлини зўрға кўради.

Фотометрларнинг ёритилганликни бевосита аниқлашга мосланган махсус моделлари (люксметрлар) бор. Кейинги вақтларда люксметрлар сифатида шкаласи мос тарзда даражаланган фотоэлементлар самарали равишда қўлланиляпти.

Фақат нуқтавий манбанинг ёруғлик кучи ҳар қандай йўналиш бўйича бир хил бўлади ва бинобарин, манбани характерлаш учун оптик скамейкада фақат масофани ўлчаш кифоя. Ҳақиқий манбаларнинг ёруғлик кучи турли йўналишларда турлича, шунинг учун манбадан тарқалаётган ёруғлик тақсимотини тўла характерлаш учун ёруғлик кучи турли йўналишларда ўлчанади. Бундай диаграммалар (қутб координаталарида) жуда яққол кўринади (3.13-расм). Тегишли арматурага жойланган лампа (ёритгич) ёруғлик манбаи бўлган ҳолларда диаграммалар жуда носимметрик бўлиши мумкин (масалан, автомобиль фаралари учун).

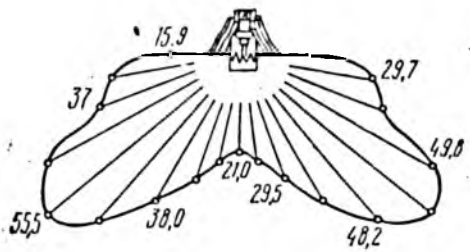
Кўп ҳолларда ўртача сферик ёруғлик кучини, яъни манба юбораётган оқимнинг турли йўналишлар бўйича тақсимланишини эмас, балки унинг тўла қийматини билиш кифоя. Буни *интеграл фотометрлар* деб аталувчи асбоблар билан ўлчаш мумкин. Булардан бири Ульбрехтнинг *шарсимон* фотометридир. Текшириладиган манба ичи бўш K шар ичига осиб қўйилади (3.14-расм), шарнинг ички юзи оқ хира бўёқ билан бўялган. Оқ хира S экран шар сиртидаги O тешикни манбанинг тўғри тушадиган нурларидан тўсиб туради. Агар K шарнинг ички юзидан қайтган ёруғлик Ламберт қонунига бўйсунса, у ҳолда O тешикнинг E ёритилганлиги Ф тўла ёруғлик оқимига пропорционал бўлади:

$$E = c\Phi, \qquad (10.2)$$

бунда c — шарнинг ўлчамларига ва бўялишига боғлиқ бўлган пропорционаллик кўпайтувчиси. Бу кўпайтувчи синалаётган лампани нормал лампага алмаштириш йўли билан экспериментал равишда аниқланади. O тешикка сутранг шиша пластинка қопланган.

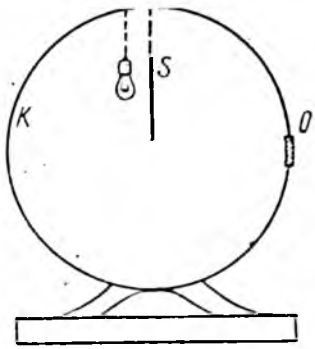
E ни ўлчаш учун бу пластинканинг равшанлиги оптик скамейкадаги оддий фотометр ёки бошқа фотометр билан аниқланади. Одатда Ульбрехтнинг диаметри 1 м дан кам бўлмаган шарлари қўлланади. Кўпинча каттароқ шарлар ҳам қўлланади.

Акад. С. И. Вавилов ишлаб чиққан ва «Ўчириш методи» деб аталган машҳур метод жуда кичик равшанликларни ўлчаш учун яроқли визуал методнинг ўзига хос бир туридир. С. И. Вавилов бу методнинг асосчиси деб Франсуа Марини (1700 й.) ҳисоблаган, аммо фақат С. И. Вавиловнинг пухта тадқиқотларидан кейингина



3.13- расм. Арматурадаги чўғланиш лампаси ёруғлик кучининг қутбий диаграммаси.

(Рақамлар мазкур йўналишдаги ёруғлик кучини шартли бирликларда ифодалайди).



3.14- расм.Фотометрик шар кесимининг схематик тасвири.

бу метод кучсиз интенсивликларни баҳолашнинг муҳим усулига айланганини таъкидлаб ўтиш лозим. Бу метод кўзнинг равшанликнинг бўсағавий қийматини, яъни дам олган кўз пайқай олиши мумкин бўлган минимал равшанликни етарли яхши баҳолаш қобилиятига асосланган. Бу минимал равшанлик ҳар бир кузатувчи учун етарлича барқарор бўлар экан. Ўчириш методи кузатилаётган равшанликнинг бирор усул билан минимал қийматгача сусайтирилишидан иборат. Неча марта сусайтиришга тўғри келганининг билган ҳолда кузатувчи дастлабки равшанликни аниқлаши мумкин. кд/м^{2}нинг (яъни нитнинг) ўнг мингдан бир улушларича ва ундан ҳам заифроқ равшанлик шу йўл билан баҳоланадики, бунга ҳеч қандай бошқа методлар билан эришиб бўлмайди, деса бўлади.

ЁРУҒЛИҚ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ

IV боб

КОГЕРЕНТЛИК

11- §. Муқаддима

Ёруғлик дасталарининг 1-§ да тилга олинган мустақиллик қонуни ёруғлик нурлари учрашганда бир-бирига таъсир кўрсатмаслигини билдиради. Бу қоидани Гюйгенс аниқ тавсифлаб, ўз «Трактат» ида бундай деб ёзган эди: «Ёруғликнинг энг ажойиб хоссаларидан бири шундан иборатки, ёруғлик турли томонлардан, ҳатто қарама-қарши томонлардан келганда унинг нурлари бири-бирига ҳеч қандай халақит бермасдан бир-бирини кесиб ўтиб, ўз таъсирини кўрсата беради. Бир неча томошабиннинг айни бир тешик орқали турли хил буюмларни бир вақтда кўра олиши шу хосса туфайлидир...». Гюйгенснинг ўзи бу хулосани тўлқин тасаввурлар нуқтаи назаридан тушуниш қийин эмас, деб айтади. Бу хулоса суперпозиция принципининг натижасидир, (қ. 4-§); бу принципга мувофиқ, бир ёруғлик тўлқинининг ёруғлик вектори бошқа тўлқиннинг ёруғлик векторига ҳеч бузилмасдан қўшилади. Бироқ бунда қуйидаги савол пайдо бўлади. Суперпозиция принципига мувофиқ, айрим тўлқинларнинг векторларини қўшганда, масалан, қўшилувчи тўлқинлар амплитудаларининг йиғиндисига тенг бўлган амплитудали тўлқин ҳосил бўлиши мумкин. Тўлқиннинг интенсивлиги амплитуданинг квадратига пропорционал бўлганлиги учун, бу ҳолда натижавий тўлқин интенсивлиги умуман айтганда, қўшилувчи тўлқинлар интенсивликлари йиғиндисига тенг бўлмайди, чунки бир қанча катталиклар йиғиндисининг квадрати уларнинг квадратлари йиғиндисига тенг бўлмайди. Оддий тажриба эса икки ёки бир қанча ёруғлик дасталари ҳосил қилган ёритилганлик айрим дасталар ҳосил қилган ёритилганликларнинг йиғиндисига тенг бўлишини кўрсатади. Шундай қилиб, оддий экспериментал фактлар биринчи қарашда тўлқиний тасаввурларга зиддек бўлиб кўринади.

12- §. Когерентлик тўғрисида тушунча. Тебранишлар интерференцияси

Бу асосий проблемани аниқлаш учун тебраниш ва тўлқинлар қўшилишига оид маълумотларни эслатиб ўтамиз.

Бир йўналишда бўлаётган бир хил даврли икки

$$s_1 = a_1 \sin(\omega t + \varphi_1) \text{ ва } s_2 = a_2 \sin(\omega t + \varphi_2) \qquad (12.1)$$

гармоник тебраниш қўшилишидан яна ўшандай даврли

$$s = s_1 + s_2 = A \sin(\omega t + \vartheta) \qquad (12.2)$$

гармоник тебраниш ҳосил бўлади, унинг A амплитудаси ва θ фазаси қуйидаги муносабатлардан аниқланади:

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \qquad (12.3)$$

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{a_1 \sin\varphi_1 + a_2 \sin\varphi_2}{a_1 \cos\varphi_1 + a_2 \cos\varphi_2} \qquad (12.4)$$

(қ. 13 ва 14- машқ).

(12.3) ифоданинг кўрсатишича, натижавий тебраниш амплитудасининг квадрати қўшилувчи тебранишлар амплитудалари квадратларининг йиғиндисига тенг эмас, яъни натижавий тебранишнинг энергияси қўшилувчи тебранишлар энергияларининг йиғиндисига тенг эмас. Қўшиш натижаси қўшилувчи тебранишлар *фазаларининг* $(\varphi_1 - \varphi_2)$ фарқига боғлиқ ва $A^2 = (a_1 - a_2)^2$ дан $(\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$ да) то $A^2 = (a_1 + a_2)^2$ гача $(\varphi_1 - \varphi_2 = 0$ да) оралиқдаги ҳар қандай қийматни олиши мумкин.

Аммо амалда биз ҳеч қачон (12.1) тенгламалар билан ифодаланадиган қатъий гармоник тебранишлар, яъни ўзгармас амплитудали чексиз узоқ вақт давом этадиган тебранишлар билан иш кўрмаймиз. Одатда тебранишлар вақт-вақти билан узилиб, бетартиб ўзгарган бошқа фаза билан яна пайдо бўлиб туради, яъни улар қатъий гармоник бўлмайди. Бундай ҳолда натижавий интенсивлик ҳам $(I \sim A^2)$ вақт ўтиши билан ўзгариб туради*.

Бу интенсивликни кузатиб, биз ўзгарувчи қийматларни олишимиз мумкин эди; аммо бунинг учун кузатишларда I нинг ўзгаришини қайд қилиб улгурадиган, етарлича тез сезадиган асбоб қўлланиш керак. Акс ҳолда I нинг барча ўзгаришларини кузатиб улгуролмаймиз ва фақат I интенсивликнинг бирор *вақт бўйича ўртача* қийматини қайд қиламиз, бу ўртача қиймат $\bar{I}$ билан белгиланади. Бу ҳол ўзгарувчан ток ўтиб турган чўғланма лампа равшанлиги тебранишларини кўз илғамай қолиб, бирор доимий *ўртача* равшанликни қайд қилганига ўхшайди.

---

* Бу ерда ва пастда баён қилинаётган интерференцион ҳодисаларнинг хусусиятлари ҳар қандай фотометрик катталикка (оқимга, равшанликка, ёритилганликка) ҳам бир хилда оиддир. Шунинг учун бирор ҳолда қайси фотометрик катталик устида сўз кетаётганини конкретлаштиришнинг маъноси йўқ ва «интенсивлик» термини майдон кучланганлиги тебранишларининг амплитудаси квадратига пропорционал бўлган ҳар қандай энергетик катталикка қўлланаверади.

$\psi = \varphi_1 - \varphi_2$ белги киритиб, натижавий тебранишнинг τ вақт оралигидаги амплитудасининг ўртача квадратини ҳисоблаймиз (бу τ вақт ψ фазанинг бетартиб ўзгариши вақтига нисбатан катта):

$$\overline{I} \sim \overline{A^2} = \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} A^2\,d\tau = \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} (a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos\psi)\,d\tau =$$

$$= a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2\ \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} \cos\psi d\tau. \qquad (12.5)$$

Агар τ кузатиш вақти давомида ψ ўзгармай қолса, у ҳолда

$$\frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} \cos\psi\,d\tau = \cos\psi;$$

бинобарин, $\overline{A^2} = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2\cos\psi$, яъни $\overline{I} \neq I_1 + I_2$. Тебранишларнинг тасодифий узилиши ва қайта пайдо бўлиши вақтида фазалар фарқи мутлақо бетартиб ўзгариб, τ вақт ичида 0 дан 2π гача бўлган барча қийматларни кўп марта олади. Шунинг учун $\frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} \cos\psi d\tau$ ифода нолга интилади ва бинобарин,

$$\overline{A^2} = a_1^2 + a_2^2, \text{ яъни } \overline{I} = I_1 + I_2.$$

Демак, бир хил даврли икки тебраниш қўшилишида икки ҳолни фарқ қилиш керак.

1. Кузатишлар учун етарли бўлган τ вақт давомида тебранишларнинг фазалар фарқи ўзгармай туради. Натижавий тебранишнинг ўртача энергияси дастлабки тебранишлар ўртача энергияларининг йиғиндисидан фарқ қилади ва фазалар фарқи қандай бўлишига қараб энергиялар йиғиндисидан катта ёки кичик бўлади. Бу ҳолда тебранишлар *когерент* тебранишлар дейилади. Тебранишлар қўшилганда интенсивликлар қўшилмайдиган ҳол *тебранишлар интерференцияси* дейилади.

2. Кузатиш вақти давомида тебранишларнинг фазалар фарқи бетартиб ўзгаради. Натижавий тебранишнинг ўртача энергияси дастлабки тебранишлар ўртача энергияларининг йиғиндисига тенг. Бу ҳолда тебранишлар *когерент* бўлмаган тебранишлар дейилади. Улар қўшилганда *ҳамма вақт* интенсивликлар қўшилади, яъни интерференция *бўлмайди*.

Юқорида кўрсатилганидек, *бир хил частотали* қатъий гармоник тебранишлар ҳамма вақт ўзаро тамомила когерент бўлади, чунки улар узилмасдан давом этганлиги туфайли, уларнинг фазалари фарқи хоҳлаганча узоқ вақт давомида ўзгармай туради. Шунинг

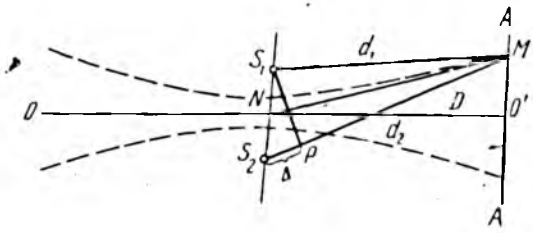
учун бундай гармоник тебранишлар қўшилганида ҳамма вақт интерференция бўлади.

Демак, бир хил частотали *икки* гармоник тебранишнинг қўшилиш натижаси уларнинг фазалари орасидаги муносабатга боғлиқ. Частоталари бир хил ва фазалари ихтиёрий бўлган жуда кўп N тебранишларнинг қўшилишида натижа, албатта, фазалар тақсимоти қонунига боғлиқ бўлади. Соддалик учун барча тебранишларнинг амплитудаси бир хил ва a га тенг деб фараз қилиб, натижавий интенсивлик N^2a^2 билан ноль орасида бўлиши мумкин, деган хулосага келамиз. Рэлей* кўрсатганидек, фазалар тақсимоти тамомила тасодифий ўзгариб турадиган ҳолда фазаларнинг етарлича кўп ўзгаришларини ўз ичига олган вақт давомида бундай тебранишлар йиғиндисининг *ўртача* энергияси Na^2 га тенг, яъни бу умумий ҳолда интенсивликлар қўшилади. Бу хулоса ёруғликнинг ҳақиқий манбаларига бевосита тегишлидир. Манбани ташкил қилувчи айрим нурланувчи марказлар (атомлар) ҳосил қилган натижавий тебранишдан ҳосил бўлган ёритилганликнинг маълум бир пайтдаги ва маълум бир жойдаги катталиги айрим марказлар тебранишлари орасидаги фазалар муносабатига боғлиқ бўлади. Лекин бизнинг кўзимиз фақат сезиш учун етарли бирор вақт ичидаги ва етарли даражада ёритилган бирор юздаги ўртача ёритилганликни сезади. Бу ҳолат фазалар орасидаги муносабатларнинг ўртачасини олишга сабаб бўлади, бунинг оқибатида қайд қилинаётган ёритилганлик манбанинг нурланаётган ҳар бир маркази ҳосил қилган ёритилганликларнинг йиғиндиси бўлиб чиқади. Шунинг учун биз иккита бир хил шам бир шамга нисбатан икки марта кўп ёритилганлик беради, деб айтишга ҳақлимиз.

13- §. Тўлқинлар интерференцияси

Олдинги параграфдаги таърифга мувофиқ, тўлқинлар биргаликда таъсир қилганда интенсивликлар қўшилмаса, у ҳолда *тўлқинлар интерференцияси* юз беради. Бир хил частотали тўлқинлар интерференцияланишининг шарти уларнинг когерентлигидир, яъни кузатиш учун етарли бўлган вақт давомида фазалар фарқининг ўзгармай туришидир. Жумладан, *монохроматик тўлқинлар*, яъни гармоник тебранишлар вужудга келтирган тўлқинлар когерент бўлади ва интерференциялаша олади (агар албатта уларнинг даври бир хил бўлса). Когерент тўлқинларнинг интерференциялашиш қобилияти бу тўлқинлар етиб борган ҳар қандай нуқтада интерференциялашувчи когерент тебранишлар юз беришини билдиради. Соддалик учун биз иккала тўлқин ҳам бир хилда чизиқли қутб-

*Дж. В. Стрэтт (Рэлей). Волновая теория света, Гостехиздат, 1940, 4- §. Рэлей мулоҳазалари баёнини қуйидаги китобда топиш мумкин: Г. С. Горелик. Колебания и волны, Физматгиз, 1959, X боб, 2- §.



4.1- расм. Икки когерент манбадан келаётган тўлкинлар фазалари фарқини ҳисоблашга доир.

ланган, деб фараз қиламиз. Интерференция натижаси интерференциялашувчи тўлқинларнинг кузатиш жойидаги фазалари фарқи билан аниқланади, бу фазалар фарқи эса тўлқинларнинг бошланғич фазалар фарқига, шунингдек кузатиш нуқтасидан ҳар бир тўлқин манбаигача бўлган *масофалар фарқига* ҳам боғлиқ бўлади.

Икки когерент тўлқин S_1 ва S_2 манбалардан чиқаётган бўлсин (4.1-расм); улардаги тебранишлар чизма текислигига перпендикуляр бўлиб, тебранишлар M нуқтада кузатилади. Ҳисобни соддалаштириш учун M нуқтада иккала тўлқиннинг амплитудаси бир хил деб фараз қилиб, биринчи ва иккинчи тўлқинлар M нуқтада ҳосил қилган тебранишлар

$$s_1 = a\cos 2\pi\,(t/T - d_1/\lambda),$$
$$s_2 = a\cos[2\pi\,(t/T - d_2/\lambda) - \varphi]$$

кўринишда ифодаланишини топамиз, бунда $d_1 = S_1M$ ва $d_2 = S_2M$, λ — тўлқин узунлиги, φ — бошлангич фазалар фарқи.

Тебранишлар M нуқтада қўшилишиб, S тебраниш ҳосил қилади:

$$s = s_1 + s_2 = 2a\cos(\pi\,(d_2 - d_1)/\lambda + \frac{1}{2}\varphi)\cos[2\pi\,(t/T - (d_2 + d_1)/2\lambda) - {}^1/_2\,\varphi]. \qquad (13.1)$$

Шундай қилиб, M нуқтадаги тебранишнинг амплитудаси $2a\cos(\pi(d_2-d_1)/\lambda + {}^1/_2\,\varphi)$ га тенг бўлиб, интенсивлиги $4a^2\cos^2(\pi(d_2-d_1)/\lambda + \frac{1}{2}\varphi)$ га пропорционал. Когерент тўлқинларда φ ўзгармайди ва бинобарин, турли нуқталардаги ёруғлик интенсивлиги тафовути фақат d_2 ва d_1 масофалар айирмаси тафовутига боғлиқ бўлади. Масофаларнинг бу айирмаси туфайли ёки, одатда айтилишича, икки тўлқиннинг *йўл фарқи* туфайли бу тўлқинлар ўзи учрашган нуқтада ҳосил қилган тебранишлар (ҳатто иккала тўлқиннинг бошланғич фазалари бир хил бўлган ҳолда ҳам) *фазалар фарқига* эга бўлади. Тўлқинларнинг йўл фарқи туфайли пайдо бўлган ψ фазалар фарқи қуйидагига тенг:

$$\psi = 2\pi\,(d_2 - d_1)/\lambda.$$

Йўл фарқини тўлқин узунлиги орқали ифодалаймиз: $\Delta = d_2 - d_1 = m\lambda$, бунда m — ихтиёрий сон (бутун ёки каср). Мос фазалар фарқи $\psi = 2\pi m$. Агар бошланғич фазалар бир хил бўлса ($\varphi = 0$), у ҳолда бир хил амплитудали икки интерференциялашувчи тўлқинлар интенсивлиги

$$I \backsim A^2 = 4a^2 \cos^2 (\pi (d_2 - d_1)/\lambda) = 4a^2 \cos^2 m\pi \qquad (13.2)$$

кўринишда ёзилади. m нинг қийматлари бутун бўлганда фаза фарқи $2\pi m$. ва интенсивлик $4a^2$ га пропорционал бўлади. m яримли сон бўлганда қўшилишаётган тебранишлар фазалари қарама-қарши ва интенсивлик нолга тенг бўлади. Умумий ҳолда m — каср сон. Амплитудалар тенг бўлмаганда интенсивлик қуйидаги муносабат билан ифодаланади:

$$I \backsim A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos 2\pi m = (a_1 - a_2)^2 + 4a_1a_2 \cos^2 \pi m. \quad (13.3)$$

m бутун сон бўлганда $A^2 = (a_1 + a_2)^2$ максимумларга, m яримли сон бўлганда $A^2 = (a_1 - a_2)^2$ минимумларга эга бўламиз.

Шундай қилиб, фазонинг бир хил амплитуда (ва интенсивлик) билан характерланувчи нуқталарининг геометрик ўрни $(d_2 - d_1)/\lambda = \text{const}$ шартни қаноатлантиради, яъни бу геометрик ўрин айланиш гиперболоиди сиртидир; бу гиперболоиднинг ўқи S_1S_2 бўлиб, фокуслари S_1 ва S_2 нуқталардир (4.1- расмда шундай гиперболоидлардан бирининг чизма текислиги билан кесишдан ҳосил бўлган кесими пунктир билан тасвирланган). Жумладан, чизмада OO' чизиқ билан кўрсатилган ўрта текислик максимал интенсивлик текислигига мос келади.

Интенсивликларнинг тавсифланган тақсимоти бошланғич фазалар фарқи нолга тенг бўлган икки когерент тўлқин интерференциясига мос келувчи интерференцион манзарадан иборат. Агар бошланғич фазалар фарқи нолга тенг бўлмаса эди, у ҳолда ҳам шундай манзара ҳосил бўлар эди, аммо бу манзарада қоронғи ва ёруғ полосалар φ га боғлиқ бўлган бирор оралиқ вазиятни олар эди. Ҳақиқатан ҳам, бу умумий ҳолда, масалан, интерференцион манзарада интенсивликнинг максимум бўлиш шарти

$$(d_2 - d_1)/\lambda + \varphi/2\pi = m$$

кўринишда бўлади. Бинобарин, φ нинг нолдан фарқ қилиши $(d_2 - d_1)/\lambda$ нинг бутун сонга тенг бўлмаслигига эквивалентдир; маълумки $\varphi = 0$ бўлганда $(d_2 - d_1)/\lambda$ ифода бутун сонга тенг бўлади.

Тўлқинлар когерент бўлмаган ҳолда φ нинг ҳар бир қийматига вақт ўтиши билан алмашиниб турадиган ўз интерференцион манзараси мос келади. Агар бу манзара етарлича тез алмашиниб турса, у ҳолда биз бу *оний* интерференцион манзараларни кузата олмаймиз ва интенсивликнинг монотон тақсимотига мос келувчи бирор ўртача ҳолатни сезамиз..

Амплитудалари *тенг* ва *тенг бўлмаган* тўлқинлар суперпозициясининг кўриб чиқилган мисолларидан тўлқинлар амплитудалари орасидаги муносабат интерференцион манзара сифатига муҳим таъсир қилиши кўринади. Амплитудалар тенг бўлган ҳолда интерференцион манзарадаги ёритилганлик максимумлари нолгача пасаядиган ёритилганликли соҳалар билан навбатлашади, амплитудалар тенг бўлмаган ҳолда интерференцион манзара текис ёритилган фон устига тушади. Унинг ёритилганлиги $(a_1 - a_2)^2$ каттал икка пропорционалдир ((13.3) билан солиштиринг).

Интерференцион майдонда ёруғ ва қоронғи полосаларнинг навбатлашувчи тақсимотини кузатиш имконияти бу фоннинг ёритилганлигига кўп боғлиқ. Шунинг учун интерференцион майдоннинг бирор нуқтасида интерференцион манзаранинг кўринувчанлигини (яъни контрастлигини) баҳолаш учун Майкелъсон қуйидагича аниқланувчи V кўринувчанлик параметрини киритди:

$$V = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}},$$

бунда $E_{\max}$ ва $E_{\min}$ — майдоннинг танланган нуқтаси яқинида интерференцион полосаларнинг максимал ва минимал ёритилганлиги. V параметр 1 дан 0 гача оралиқда ўзгариши мумкин. Унинг биринчи қиймати энг контраст интерференцион манзарага, иккинчиси манзаранинг бутунлай йўқолишига мос келади.

Интерференцион манзарада ёруғ ва қоронғи полосалар навбатлашишини одам кўзи дадил ажрата олиши учун V нинг қиймати 0,1 дан кам бўлмаслиги ёки $E_{\min} \approx 0{,}82\, E_{\max}$ бўлиши керак.

Кўриб чиқилган содда мисолда V параметрнинг қиймати фақат интерференциялашувчи тўлқинлар амплитудалари орасидаги муносабат билан аниқланади:

$$V = \frac{2a_1a_2}{a_1^2 + a_2^2} = \frac{2a_2/a_1}{1 + (a_2/a_1)^2}. \qquad (13.4)$$

Аммо V нинг қиймати интерференциялашувчи тўлқинларнинг қутбланиш ҳолатлари фарқига ҳам, интерференциялашувчи ёруғлик дасталари таркибида когерент бўлмаган ёруғлик бўлишига ва бошқа факторларга ҳам боғлиқ бўлиши мумкин. Интерференциялашувчи тўлқинлар қутбланиш ҳолатининг интерференцион манзаранинг кўринувчанлиги параметри қийматига кўрсатадиган таъсири 18-§ да батафсил муҳокама қилинади.

Таркибида когерент бўлмаган ёруғлик бўлган ёруғлик дасталари интерференциялашадиган ҳоллар тез-тез учрайди. Бундай ёруғлик дасталари устма-уст тушган жойларда ёруғлик тебранишларининг когерент бўлмаган қисмлари, ўз таърифига мувофиқ, текис ёритилган фон ҳосил қилади ва натижада интерференцион манзаранинг кўринувчанлиги (контрастлиги) пасаяди.

Таркибига когерент ёруғликнинг γ улуши кирган ва умумий интенсивлиги бир хил бўлган шундай икки даста интерференциялашган ҳолни кўриб чиқамиз. У ҳолда ҳар бир ёруғлик дастасининг интенсивлигини $I_1 = \gamma I_1 + (1-\gamma) I_1$ кўринишда ёзиш мумкин. Бу ерда ўнг томондаги биринчи қўшилувчи бу дасталар таркибидаги когерент ёруғлик интенсивлигини, иккинчи қўшилувчи когерент бўлмаган ёруғлик интенсивлигини ифодалайди. Интерференцион манзара ёритилганлигининг ўзгарувчан ташкил этувчисини фақат тебранишларнинг когерент қисми ҳосил қилади, шунинг учун (13.3) ўрнига қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$I \sim 2I_1[1+\gamma\cos 2\pi m] = 2I_1[1-\gamma+2\gamma\cos^2\pi m]. \qquad (13.5)$$

Олдин айтилганларга мувофиқ, турли амплитудали тўла когерент дасталар ҳолидаги сингари, ёруғликнинг когерент бўлмаган $(1-\gamma)$ қисми текис ёритилган фон ҳосил қилади ((13.3) га таққосланг). (13.5) га мувофиқ, интерференцион манзара кўринувчанлиги

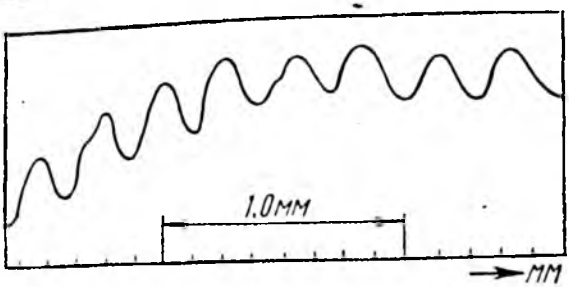
$$V = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}} = \gamma \qquad (13.6)$$

қиймат қабул қилади.

Шундай қилиб, интерференцион манзаранинг кўринувчанлик параметри интерференциялашувчи ёруғлик тўлқинларидаги когерент ёруғлик ҳиссасига бевосита тенг экан. Бинобарин, манзара кўринувчанлигини ўлчаш бундай ҳолларда бу ёруғлик дасталаридаги когерент ташкил этувчилар интенсивлиги ҳиссасини аниқлаш имконини беради. Қисман когерент бўлган ёруғлик тўғрисидаги масала умумийроқ кўринишда 22-§ да махсус равишда кўриб чиқилади.

14- §. Оптикада когерент тўлқинлар ҳосил қилиш

Тажрибанинг кўрсатишича, икки мустақил ёруғлик манбаи, масалан, икки шам ёки ҳатто ёруғлик чиқараётган бир манбанинг тур хил икки қисми фазонинг бир соҳасига ёруғлик тўлқинлари юбораётган ҳолда биз интерференцияни кўрмаймиз ва интенсивликлар қўшилишини қайд қиламиз. Олдинги параграфларда баён қилинган маълумотдан кейин, албатта, биз бундай тажриба натижаларини ёруғлик ҳақидаги тўлқиний тасаввурлар нотўғрилигининг исботи деб ҳисоблай олмаймиз. Барқарор (кузатиладиган) интерференцион манзаранинг йўқлиги манбалар когерент тўлқинлар юбормаётганлигинигина билдириши мумкин. Бинобарин, бу ҳол манбалар юбораётган тўлқинлар монохроматик эмас эканлигини билдиради (қ. 12-§). Ҳатто монохроматиклиги маъносида энг яхши ҳисобланган манбалар (сийраклашган газлар ёруғлик чиқариши) билан ишлаганда ҳам биз мустақил манбалардан интерференция ҳосил қила олмаслигимиз ҳеч бир манбанинг қатъий монохроматик



4.2- расм. Икки турли лазердан чиқарилган икки ёруғлик дастасидан олинган интерференцион манзара.

ёруғлик нурлантирмаслигини исботлайди. Бу фикр лазердан бошқа барча ёруғлик манбаларига тегишлидир.

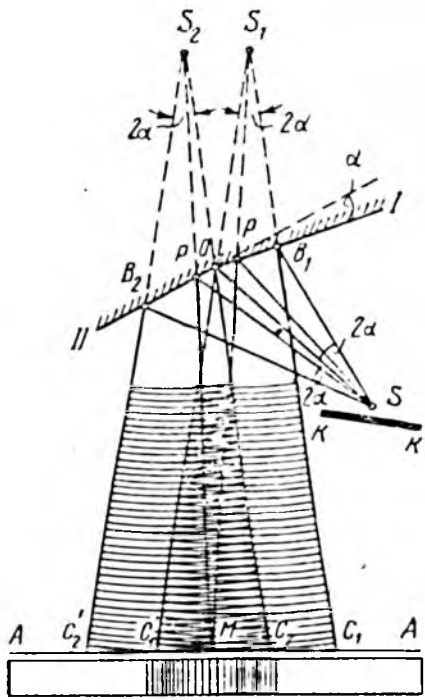
Аммо лазер нурланишининг юқори даражада монохроматик бўлиши *турли хил икки* лазер нурлантираётган ёруғлик дасталарининг интерференцияланишига имкон беради. 4.2- расмда турли хил икки лазердан ҳосил бўлган дасталар интерференцион манзарасининг микрофотограммаси кўрсатилган; ёруғлик интенсивлигининг максимум ва минимумлари даврий тақсимланиши аниқ кўриниб турибди.

Лазердан бошқа ҳақиқий манбалар нурланишининг монохроматик эмаслигининг, биноБарин, икки мустақил ёруғлик манбаи чиқараётган тўлқинларнинг когерент эмаслигининг физик сабабини тушуниш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, ёруғлик атомда бўладиган процесслар оқибатида чиқади ва икки мустақил ёруғлик манбаида бир-бири билан боғланмаган атомлар нур чиқаради. Бундай атомларнинг ҳар бирида нурланиш процесси жуда қисқа вақт давом этиб, нур чиқариш ёки атрофдаги атомларнинг халақит бериши ва ўша атомлар билан бўладиган ўзаро таъсир натижасида энергия исрофи туфайли нурланиш процесси узилади. Ҳатто атрофдаги атомларнинг халақит берувчи таъсири минимумга келтирилган энг қулай ҳолларда ҳам «мунтазам» нурланиш секунднинг юз миллиондан бир улушларидан ортиқ давом этмайди. Ёруғлик чиқариши тўхтаганидан кейин атом яна ёруғлик тўлқинлари чиқара бошлаши мумкин, бироқ бу тўлқинларнинг бошланғич фазаси бошқача бўлади, албатта. Шунинг учун мана шундай мустақил икки атом нурланишлари орасидаги фазалар фарқи ҳар қайси янги нурланиш акти бошида, яъни фавқулодда қисқа вақт оралатиб ўзгариб туради: бундай манбалар когерент бўлмаган тўлқинлар чиқаради ва улар ҳосил қилган оний интерференцион манзаралар шунчалик тез ва бетартиб ўзгариб турадики, биз фақат ўртача манзарани, яъни ёритилганликнинг текис тақсимланишини кузатамиз, холос.

Демак, икки когерент тўлқин ҳосил қилиш учун *турли хил мустақил* атомлар нурланиши ярамайди. Бироқ Френель (1816й.) фақат биргина атомнинг (ёки жипс жойлашган атомлар группасининг)*

* Агар нур чиқараётган икки атом бир-бирига жуда яқин (тўлқин узунлигига нисбатан кичик масофада) бўлса, у ҳолда улар мустақил бўла олмайди. Бирининг нурланиши иккинчисига таъсир қилиши мумкин ва уларнинг нурланиши маълум даражада когерент бўлиши мумкин, лекин бу ҳолда атомлар вазияти амалда бир-бирининг устига тушиб қолади.

нурланишидан (албатта, умумий келиб чиқишлиги туфайли когерент бўладиган) тўлқинларнинг *икки системасини* ҳосил қилиш учун фойдаланиш мумкинлигини кўрсатди. Бунинг учун чиқарилаётган нурланишни (қайтариш ёки синдириш йўли билан) икки оқимга ажратиш ва улар турли d_1 ва d_2 йўлларни ўтгач, уларни қайтадан учраштириш зарур. Шундай қилиб, бир манбадан (атомдан), лекин турли вақтда чиқарилган тўлқинларни учраштирамиз, бир тўлқиннинг иккинчисига нисбатан кечикиши шундай кичикки, бунда тўлқинлар когерент бўлади (тўлқинларнинг иккала группаси атомнинг бир нурланиш актига тегишлидир).



4.3- расм. Френелнинг бикўзгуси.

Френель манбадан келаётган ёруғликни бир-бири билан 180° га яқин бурчак ташкил қилган икки кўзгудан (Френелнинг қўш кўзгуси) қайтариб, тажрибада бу усулни амалга оширди. 4.3- расмда нурлар йўли кўрсатилган. S дан чиққан нурлар AA экранга етиб бормайди, чунки уларни KK парда тўсиб қолади. S манбанинг ҳар бир атомидан AA экранга узунлиги турлича бўлган икки йўлдан бораётган ва шунинг учун бир-бирига нисбатан кечикаётган тўлқинлар келади. S дан келаётган ҳамда I ва II кўзгулар қайтараётган тўлқинлар гўё S нинг I ва II кўзгулардаги мавҳум тасвири бўлмиш S_1 ва S_2 манбалар чиқараётган когерент тўлқинларнинг икки системасидан иборат. Бу тўлқинлар AA экраннинг турли нуқталарига бирор фазалар фарқи билан келади, уни S_1 ва S_2 дан экраннинг тегишли нуқтасигача бўлган йўллар фарқи аниқлайди. Шунинг учун 4.3-расмда шартли равишда кўрсатилганидек, экраннинг турли нуқталаридаги ёритилганлик турлича бўлади.

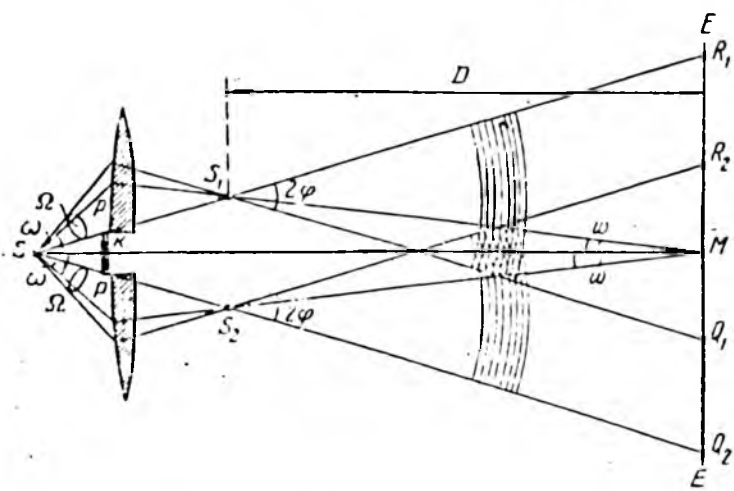
15- §. Интерференцион схемаларнинг асосий характеристикалари

Фақат баён қилинган тажрибада эмас, балки бошқа кўп интерференцион тажрибаларда (схемаларда) ҳам нурланувчи бир марказнинг икки тасвирини берадиган мосламалар ёрдамида икки когерент

тўлқинлар манбаи ҳосил қилиниши зарур. Биз энг муҳим барча тафсилотлар жуда равшан кўринадиган бир схемани батафсилроқ кўриб чиқамиз.

Бийе билинзаси номи билан машҳур бўлган бу схема диаметри бўйича кесилган линза ёрдамида амалга оширилади; линзанинг иккала ярми бир-биридан озгина узоқлаштирилади, шу туфайли нурланувчи S нуқтанинг икки S_1 ва S_2 ҳақиқий тасвири ҳосил бўлади. Ярим линзалар орасидаги ёриқни K экран ёпиб туради* (4.4-расм).

S_1 ва S_2 лардан келаётган иккала ёруғлик оқими устма-уст тушган соҳада интерференция юз беради. Интерференцион майдондаги M нуқтанинг ёритилганлиги интерференциялашувчи икки нурнинг йўл фарқига боғлиқ. Шу схемадан кўринишича, интерференциялашувчи ёруғлик оқимлари Ω фазовий бурчак ўлчамлари орқали белгиланади, бу бурчаклар катталиги дасталарнинг устма-уст тушган қисмларини аниқловчи нурлар орасидаги $2\varphi = \angle Q_1S_1R_1 = \angle Q_2S_2R_2$ бурчакка боғлиқ бўлади. Бу 2φ бурчак *устма-уст тушган дасталар апертураси* деб аталади. 2φ бурчакнинг максимал қиймати $S_1Q_1 \parallel S_2Q_2$ ва $S_1R_1 \parallel S_2R_2$ шартга мос келади; бу ҳолда экран чексизликда жойлашган бўлади. Одатда 2φ бурчак



4.4- расм. Бийе билинзаси.

$\angle R_1S_1Q_1 = \angle R_2S_2Q_2 = 2\varphi$ — чексиз узоқдаги экран ҳоли учун устма-уст тушувчи дасталар апертураси; $\angle PSP = 2\omega - EE$ экранининг марказий M нуқтаси учун интерференция апертураси.

* Бийе билинзасини S_1 ва S_2 лар S нинг мавҳум тасвирлари бўладиган қилиб ишлатиш ҳам мумкин. Мавҳум тасвирлардан келаётган дасталар қисман устма-уст тушиши учун линзанинг ўртасидан бир бўлак кесиб олиш ва колган икки қисмни бир-бирига яқинлаштириш зарур.

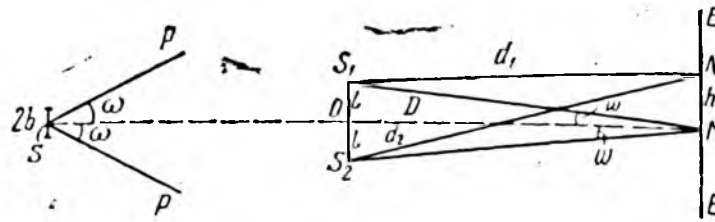
бирмунча кичик бўлади, чунки экран S_1S_2 га нисбатан катта бўлган чекли D масофада жойлашган. 2φ апертураниng катталиги интерференцион майдоннинг бурчакли ўлчамларини ифодалайди, бу майдоннинг ўртача ёритилганлиги S_1 ва S_2 манбалар тасвирларининг равшанлиги ва бурчакли ўлчамларига боғлиқ. Интерференция майдони орқали ўтган тўла оқим шу майдон юзига ва, демак, 2φ бурчакка пропорционалдир. Интерференцион майдонда интерференция туфайли ёритилганлик тақсимоти ўзгаради, яъни интерференцион полосалар ҳосил бўлади.

S дан чиқиб интерферометрнинг ҳар бир тармоғи орқали M га келаётган мос нурлар орасидаги 2ω бурчак M нуқтадаги интерференцион эффектни аниқловчи нурларнинг ёйилиш бурчагидан иборат. Амалда бу бурчак интерференцион майдоннинг ҳар қандай бошқа нуқтаси учун ҳам ўшандай қийматга эга бўлади. Бу бурчакни биз *интерференция апертураси* деб атаймиз. Интерференция майдонида унга 2ω *нурлар учрашиш бурчаги* мос бўлиб, унинг катталиги 2ω бурчакка тасвирлар ясаш қоидалари орқали боғланган. Экрангача бўлган масофа ўзгармаганда 2ω қанча катта бўлса, 2ω шунча катта бўлади.

Интерференция апертурасининг 2ω катталиги манбанинг рухсат этилган ўлчамларига кўп боғлиқ. Назария ва тажрибанинг кўрсатишича (қ. 17-§), интерференция апертураси ортиши билан манба кенглигининг рухсат этилган ўлчамлари, яъни ҳали аниқ интерференцион манзара кўринадиган ҳолдаги ўлчамлари камаяди. Ёритилганлик манбанинг кенглигига пропорционал бўлгани туфайли, интерференция апертураси ортганда интерференцион манзаранинг ёритилганлиги камаяди. Шу билан бирга, интерференциялашувчи ёруғлик оқимларининг интерференцион манзара ўлчамларига боғлиқ бўлган катталиги, 7-§ га мувофиқ, $\Phi = B\sigma\Omega$ ифода билан аниқланади (манба ўз сиртига ўтказилган нормал йўналишида нурланади деб фараз қиламиз). Манбанинг B равшанлиги ўзгармас бўлганда оқим катталиги $\sigma\Omega$ кўпайтмага боғлиқ бўлади; бунда юқорида айтилганларга мувофиқ, интерференция апертураси қанча кичик бўлса, σ шунча катта бўлади, устма-уст тушувчи дасталар апертураси қанча катта бўлса, Ω шунча катта бўлади. Маълум бир интерференцион схема интерференцион манзара ўлчамларининг катта ва ёритилганликнинг яхши бўлишини таъминлай оладими, деган масалани муҳокама қилишда устма-уст тушувчи дасталарнинг 2φ апертурасини катта ва айни вақтда интерференция апертурасини кичик қилиш мумкин ёки мумкин эмас эканлигини ҳисобга олиш керак.

Бийе интерферометрининг асосий хусусиятлари 4.5-расмда умумий кўринишда тасвирланган ҳар қандай интерференцион схемада такрорланади.

S_1 ва S_2 нуқталар нур чиқарувчи S марказнинг чизмада кўрсатилмаган интерферометр оптик системаси ёрдамида ҳосил қилинган



4.5- расм. Умумий интерференцион схема.

$\angle PSP = 2\omega$ — интерференция апертураси; $\angle S_1MS_2 = 2\omega$ бурчак — SP нурларнинг учрашиш бурчаги; $S_1S_2 = 2l$; $MN = h$; $OM = D$; N нуқтада йўл фарқи: $\Delta = d_2 - d_1 = 2h2l/(d_1+d_2)$.

тасвирларидир*. Бу нуқталар S нуқтанинг ҳақиқий тасвири ҳам, мавҳум тасвири ҳам бўла олади. Жумладан S нуқта бу нуқталардан бири билан устма-уст тушиши мумкин (Ллойд схемаси, қ. пастда 4.8-расм). Интерференция апертураси 2ω ва у билан боғлиқ бўлган $2w$ бурчак кенглиги $2b$ орқали белгиланган ёруғлик манбаининг рухсат этилган ўлчамини аниқлайди (қ. 4.5-расм). Ҳар қандай интерферометрдаги интерференцион манзарани ҳисоб қилиш учун S_1 ва S_2 ларнинг ўзаро жойлашишини ва уларнинг EE экранга нисбатан тутган вазиятини билиш кифоя. Агар EE экран S_1S_2 чизиққа перпендикуляр жойлашган бўлса, у ҳолда 13-§ дан кўринишича, интерференцион полосалар концентрик айланалар (S_1 ва S_2 фокусли айланиш гиперболоидларини ўққа перпендикуляр текислик билан кесганда ҳосил бўлган кесимлар) бўлади. EE экран S_1S_2 чизиққа параллел бўлган ҳолда интерференцион полосалар гиперболалар кўринишида бўлади; манба нуқтавий манба бўлганда (сферик тўлқин) $OM \gg S_1S_2$ шарт туфайли полосалар параллел тўғри чизиқлардан кам фарқ қилади. Одатда манба сифатида равшан ёритилган тор тирқиш олиниб, у системанинг симметрия текислигига (Бийе билинзаси кесигига, Френель бикўзгулари қиррасига ва ҳоказоларга) параллел бўлади. Манба бундай чизиқли манба бўлганда (цилиндрик тўлқинлар) унинг турли нуқталаридан ҳосил бўлган интерференцион манзаралар бир-бирига нисбатан чизма текислигига перпендикуляр равишда (манба бўйлаб) силжиган бўлиб, EE экранда тирқишга параллел интерференцион полосалар беради; шундай қилиб, максимумлар ва минимумлар тақсимланиши масаласини ечиш учун чизма текислигидаги манзарани кўриб чиқиш билан чегараланса бўлади. Бу охирги ҳолни ҳисоб қилайлик (қ. 4.5-расм).

* Интерференцион схемаларни тасвирлар ясаш қоидалари ёрдамида текшириш методи мураккаб интерферометрларни ҳисоб қилишда жуда фойдали. Проф. А. Н. Захарьевский бу методни изчил ривожлантирган ва ўзининг китобида баён килган: А. Н. Захарьевский, Интерферометры, 1952.

$S_1S_2 = 2l$, шу S_1S_2 дан экрангача бўлган масофа $OM=D$ бўлсин, S_1 ва S_2 дан экраннинг бирор N нуқтасигача бўлган масофалар мос равишда d_1 ва d_2 бўлсин. Агар S_1 ва S_2 синфазали ($\varphi = 0$) бўлса, у ҳолда марказий максимум ўрта чизиқда M нуқтада ётади ($S_1M - S_2M = 0$).

Экраннинг M дан h масофада ётувчи ҳар қандай N нуқтасигача бўлган йўллар фарқи ($\Delta = d_2 - d_1$) ни 4.5- расмдан аниқлаш осон:

$$d_2^2 = D^2 + (h + l)^2,\quad d_1^2 = D^2 + (h - l)^2,$$

$$d_2^2 - d_1^2 = (d_2 + d_1)(d_2 - d_1) = 2h\,2l$$

ёки

$$\Delta = d_2 - d_1 = \frac{2h\,2l}{d_2 + d_1}.$$

Δ йўл фарқи бир неча тўлқин узунликка тенг ва ҳамма вақт d_1 ва d_2 дан анча кичик бўлади. Шунинг учун $d_1 + d_2 \approx 2d$ деб ҳисоблаш мумкин, бунда $d = ON$. Шундай аниқликда $d = d_1 + {}^1/_2\Delta = d_2 - {}^1/_2\Delta$. Демак,

$$\Delta = h2l/d. \tag{15.1}$$

Кўп ҳолларда экрангача бўлган D масофа $2l$ дан анча катта, шунинг учун $d \approx D$, яъни

$$\Delta = h\,2l/D. \tag{15.2}$$

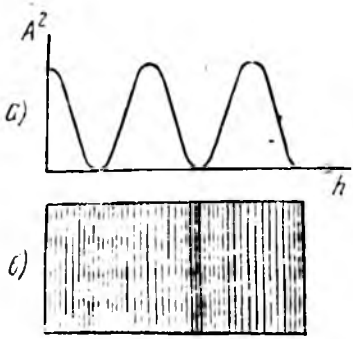
Бундан кейинги муҳокамада биз монохроматик ёруғликдан фойдаландик, деб фараз қиламиз. Энди тўлқинларнинг монохроматик эмаслиги (когерентлик йўқлиги) билан боғлиқ бўлган асосий қийинчиликдан Френель усули туфайли қутилгач, тўлқинларни монохроматик деб ҳисоблаб принципиал хато қилмаймиз ва ҳисобларни соддалаштирамиз, холос. Тўлқинларнинг қатъий монохроматик бўлмаслиги ҳақиқий кузатилувчи манзарага қандай ўзгариш киритиши кейин кўрсатилади.

Манба λ узунликли тўлқинлар юборасётган бўлсин. Тўлқин узунликлар орқали ифодаланган йўл фарқи $\Delta = h\,2l/D = m\lambda$ бўлиб, m— ихтиёрий (бутун ёки каср) сон *интерференция тартибини* белгилайди. 13- § да келтирилган ҳисобларга мувофиқ, ёритилганликнинг n га (ёки $m = 2hl/\lambda D$ га) боғлиқ равишда ўзгариши (интерференциялашувчи тўлқинларнинг a амплитудаси тенг бўлганда)

$$A^2 = 4a^2\cos^2\pi\frac{2l}{\lambda D}h = 4a^2\cos^2\pi m \tag{15.3}$$

формула билан тасвирланади. Бу формула m нинг бутун (0, 1, 2...) қийматларида максимумлар, яримли (1/2, 3/2, ...) қийматларида минимумлар беради.

4.6- расмда (15. 3) формула ифодалайдиган ёритилганлик графиги тасвирланган.



4.6- расм. Икки нур интерференциялашганида экранда ёритилганлик тақсимланиши.

а — ёритилганликнинг *h* координата функцияси сифатидаги графиги; *б* — экран ёритилганлигининг схематик тасвири.

m нинг 1 га ўзгаришига мос келувчи қўшни максимумлар ёки минимумлар орасидаги масофа, яъни

$$\mathscr{B} = \frac{D}{2l}\lambda \qquad (15.4)$$

масофа *полосанинг кенглиги* дейилади. Бу формуладан кўринишича, D ва λ ўзгармаганда манбалар орасидаги $2l$ масофа қанча кичик бўлса, полосалар шунча кенг бўлади. Полосанинг кенглигини нурларнинг интерференция апертураси билан боғлиқ бўлган $2w$ учрашиш бурчаги орқали ифодалаш осон. $2w$ бурчак одатда жуда кичик бўлгани сабабли, 4.5- расмдан кўринишича, $2l = 2wD$, яъни

$$\mathscr{B} = \lambda/2w. \qquad (15.5)$$

Полосанинг кенглиги экрангача бўлган D масофага боғлиқ бўлиб, экран узоқлашган сари чексиз катталаша боради. Шунинг учун интерференция полосаларининг бурчакли кенглиги тушунчасини киритиш мақбул бўлиб, у манбалар жойлашган жойдан кузатиладиган қўшни максимумлар орасидаги бурчакли масофадир. Полосанинг бурчакли кенглиги:

$$\beta = \mathscr{B}/D = \lambda/2l. \qquad (15.6)$$

Манбалар орасидаги $2l$ масофа қанча кичик бўлса, бурчакли кенглик шунча катта (интерференцион манзара шунча йирикроқ) бўлади.

Интерференцион тажрибани қилиб кўриб, $\mathscr{B}$, D ва l масофаларни ўлчаб, биз ёруглик тўлқинининг λ узунлигини топа оламиз. Бундай ўлчашлар ёруглик тўлқинлари узунлигини дастлабки аниқлашлардан бири бўлиб, улар энг четки қизил нурлар тўлқин узунлиги тақрибан $\lambda_к = 8000\text{Å} = 800$ нм, энг четки бинафша нурлар тўлқин узунлиги эса $\lambda_б = 4000\text{ Å} = 400$ нм эканлигини кўрсатган эди.

Тавсифдан маълум бўлишича, биз фақат монохроматик ёруғлик (λ жуда аниқ қийматга эга бўлади) билан иш кўрган ҳолдагина интерференцион манзара ёруғроқ полосалар билан ажралган кескин қора полосалар навбатлашишидан иборат бўлади. Амалда интерференцион тажриба учун узунликлари жуда кам фарқ қиладиган тўлқинлар тўплами ажратадиган рангли шиша (ёруғлик фильтри) билан манбани қоплаш кифоядир. Агар манба оқ ёруғлик юбораётган бўлса, у ҳолда интерференцион манзара рангли полосалар навбатлашишидан иборат бўлади, бунда ҳеч қаер бутунлай қоронғи

бўлмайди, чунки бир тўлқин узунликка оид минимумлар бошқасига оид максимумлар турган жойлар устига тушади. Маълум бир рангга оид қўшни максимумлар орасидаги $\mathcal{B}$ масофани ўлчаб, бу рангга мос келувчи тўлқин узунлигини (тақрибан) аниқлаш мумкин.

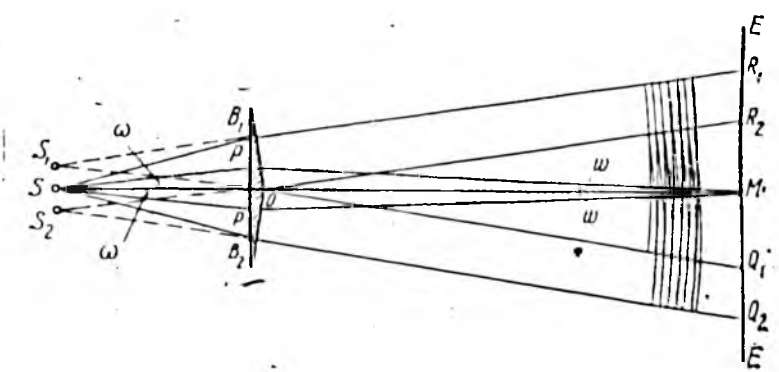
Нозикроқ бошқа интерференцион тажрибаларда (қ. 16-§) ёруғлик фильтрлари ёрдамида ёруғликни монохроматиклаш етарли эмас ва монохроматик нурланиш олишнинг бошқа усулларига мурожаат қилиш керак.

16- §. Турли интерференцион схемалар

Таклиф этилган схемаларнинг ҳаммасида умумий интерференцион схеманинг (4.5-расм) муҳим хусусиятлари бор. Улардан баъзиларини кўриб чиқамиз.

а. Френелнинг бикўзгулари (қ. 4.3-расм). S нинг S_1 ва S_2 мавҳум тасвирлари когерент тўлқинлар манбалари бўлади. Кўзгулар орасидаги α бурчак қанча кичик бўлса, $S_1S_2 = 2l$ масофа шунча кичикроқ ва, бинобарин, интерференцион манзара шунча йирикроқ бўлади (қ. 17- машқ). Интерференциялашувчи дасталар ҳали қисман устма-уст туша оладиган максимал фазовий бурчакни $S_1B_1C_1 \parallel S_2OC_2$ ва $S_1OC_1 \parallel S_2B_2C_2$ шартдан топилувчи $2\varphi = \angle C_1S_1C_1 = \angle C_2S_2C_2$ бурчак аниқлайди (қ. 4.3-расм). Бунда экран етарлича узоқда (назарий томондан чексиз узоқда) жойлашган бўлиши керак.

Қайтиш қонунларига асосан, $2\varphi = 2\alpha$, бу ерда α — кўзгулар орасидаги бурчак. Шундай қилиб, устма-уст тушувчи дасталар апертураси 2α дан катта бўла олмайди. Чекли масофада жойлашган



4.7- расм. Френелнинг бипризмаси.

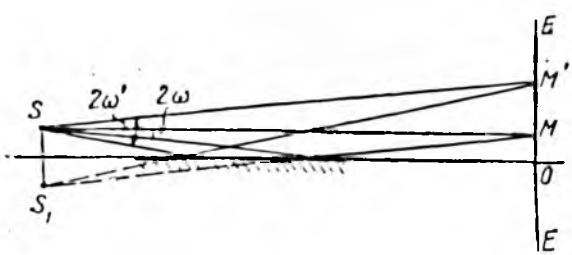
$\angle PSP = 2\omega$ — EE экраннинг марказий M нуқтаси учун интерференция апертураси; $\angle R_1S_1Q_1 = \angle R_2S_2Q_2 = 2\varphi$ — чексиз узоқдаги экран ҳоли учун устма-уст тушувчи дасталар апертураси.

экран учун $2\varphi < 2\alpha$. $2\omega = \angle PSP$ интерференция апертураси ҳам, яъни қайтгандан сўнг анча узоқдаги экраннинг бирор нуқтасида учрашиб, интерференлашувчи нурлар жуфти орасидаги бурчак ҳам 2α қийматга эга бўлади. 4.3- расмда S_1S_2 дан чекли масофада жойлашган экран майдонининг марказий M нуқтаси учун интерференция апертураси кўрсатилган.

Шундай қилиб, Френель бикўзгуларида устма-уст тушувчи дасталар апертураси ҳам (бу апертура интерференциялашувчи оқимларнинг фазовий бурчагини аниқлайди), интерференция апертураси ҳам бир хил қийматга эга бўлиб, кўзгулар орасидаги α бурчак катталигига боғлиқ. Бундан 15-§ да айтилганларга асосан, Френель бикўзгулари катта ўлчовли интерференцион манзара ҳосил қила олмаслиги ва бу қурилма демонстрация учун унча яроқли эмас эканлиги келиб чиқади. Бундан ташқари, етарлича кенг интерференцион полосалар ҳосил қилиш учун иш вақтида кўзгулар орасидаги бурчакнинг қийматлари кичик бўлиши керак, айни вақтда кўзгулар бириккан жойда поғонача ҳосил бўлиб қолмаслигини кузатиб бориш керак, акс ҳолда поғонача қўшимча йўл фарқи ҳосил қилади.

б. Френель бипризмаси (4.7-расм). Устма-уст тушувчи дасталарнинг максимал 2φ апертураси экран чексиз узоқда бўлган ҳолга мос келади ва $S_1B_1R_1 \parallel S_2OR_2$ ва $S_1OQ_1 \parallel S_2B_2Q_2$ шартлар билан аниқланади.

Экран чекли масофада жойлашган ҳолда бу апертура бирмунча кичик бўлади. $2\omega = \angle PSP$ интерференция апертураси устма-уст тушувчи дасталар апертурасидан бирмунча кичик (интерференция апертураси S_1S_2 дан чекли масофада жойлашган экран учун майдоннинг марказий M нуқтаси учун кўрсатилган; майдоннинг бошқа нуқталари учун 2ω амалда ўша қийматга эга). S_1S_2 масофа кичик бўлишига, бинобарин, интерференцион полосалар кенг бўлишига эришиш мақсадида бипризманинг синдириш бурчаклари жуда кичик қилиб олинган; шу сабабли амалда интерференция апертураси устма-уст тушувчи дасталар апертурасидан фарқ қилмайди. Шунинг учун, худди бикўзгулар ҳолидагидек, бипризмали схема ҳосил қиладиган интерференция майдони кичик бўлади.



4.8- расм. Ллойд кўзгуси.

Интерференция апертураси M нуқта учун 2ω га, M' нуқта учун $2\omega'$ га тенг. Кўзгу текислигидан узоқлашилган сари интерференция апертураси ортади.

в. Ллойд кўзгуси (4.8-расм). Манбадан тўппа-тўғри келаётган даста билан кўзгудан тўғри бурчакка яқин бурчак остида қайтган даста интерференциялашади. Шундай қилиб, S манба ва унинг кўзгудаги S_1 мавҳум тасвири когерент тўлқинлар манбалари бўлади.

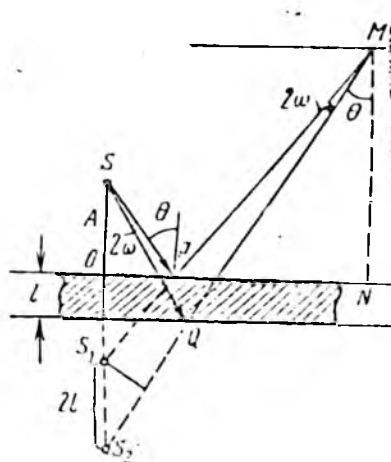
Френель схемаларидан фарқли равишда, Ллойд схемасида 2ω интерференция апертураси интерференциянинг экраннинг қайси жойида текширилаётганига кўп боғлиқ бўлади. Бу жой майдон марказига (кўзгу текислигига) қанча яқин бўлса, 2ω шунча кичик бўлади (қ. 4.8-расм). Шунинг учун экраннинг кўзгу текислигига яқин нуқталари учун қиёсан кенг манбалардан фойдаланиш мумкин ва қурилмада етарлича ёруғлик кучи ҳосил қилинадиган бўлади (қ. 17-§); аммо бунда кўзгу текислигидан бирор масофада полосалар ёйилиб кетади.

г. Ёруғлик кучини оширадиган схема (Р. Поль) (4.9- расм). S манбадан келаётган ёруғлик юпқа ясси-параллел пластинканинг (слюданинг юпқа япроғи) икки сиртидан қайтади; пластинканинг l қалинлиги 0,03—0,05 мм дан ошмайди. Шундай қилиб, S нинг S_1 ва S_2 мавҳум тасвирлари когерент тўлқинлар манбаи бўлади. Агар слюда ичида синиш назарга олинмаса, $S_1S_2 = 2l$, $2\omega = \angle PSQ$ интерференция апертураси интерференцион майдон нуқтасига, яъни θ бурчакка боғлиқ. Чизмадан (4.9- расм) 2ω ни топамиз:

$$2\omega = \angle PSQ = \frac{l}{A+K}\sin 2\theta,$$

бу ерда $A = SO$ — манбадан слюдагача бўлган масофа, $K = MN$—слюдадан экрангача бўлган масофа.

l ($\approx 0{,}05$ мм) масофа $A + K$ (≈ 500 см) дан анча кичик бўлганлиги учун, ҳатто $\theta = 45°$ бўлганда ҳам интерференция апертураси жуда кичик бўлади. Шунга мувофиқ манба ўлчамини катта қилиб (масалан, симоб лампа), бинобарин, катта ёруғлик оқими берадиган қилиб танлаб олиш мумкин. Шунинг учун бу схема ёритиш кучини орттиради ва осон демонстрация қилиниши мумкин. Интерференцион майдоннинг бурчакли ўлчами жуда катта. Бир неча квадрат сантиметр юзли слюда япроғидан фойдаланиб, чоғроқ симоб лампадан аудитория



4.9- расм. Кучли ёритадиган схема.

$\angle PSQ = 2\omega$ — узоқдаги экраннинг M нуқтаси учун интерференция апертураси. l жуда кичик бўлганлиги учун Q деярли P нинг остида жойлашган.

шипи ва деворини эгалловчи ёркин интерференцион манзара олиш мумкин.

$A + K$ масофа анча катта (бир неча метр) бўлгани учун экранда жуда кенг интерференцион полосалар ҳосил бўлади. Ҳақиқатан ҳам (қ. 15.5),

$$\mathscr{B} = \frac{\lambda}{2\omega} = \frac{\lambda(A+K)}{l \sin 2\theta},$$

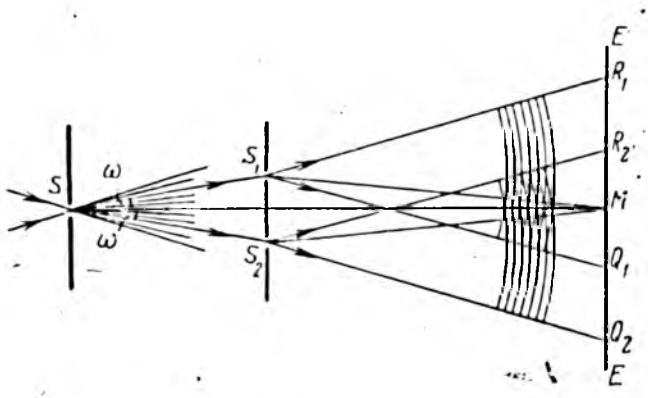
чунки учрашиш бурчаги

$$2\omega = \frac{l \cdot \sin 2\theta}{A+K},$$

буни чизмадан кўриш осон. $A + K = 5$ м деб ҳисоблаб $\theta = 45°$ ва $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см учун $\mathscr{B} = 5$ см эканини топамиз. Манбанинг ўлчами ($\approx$ 10 мм) S_1S_2 масофадан ($\approx$0,1 мм) анча катта, шунинг учун манбанинг тасвирлари деярли бутунлай устма-уст тушади, аммо бу ишга халақит бермайди, албатта.

д. Юнг схемаси. Юнг методида устма-уст тушувчи когерент тўлқинлар принципиал жиҳатдан бошқа йўл билан ҳосил қилинади (4.10-расм).

Ёркин ёритилган S тирқиш ёруғлик манбаи бўлиб хизмат қилади, унда ёруғлик тўлқини S_1 ва S_2 икки тор тирқишларга тушади, бинобарин, уларни айни бир тўлқин фронтининг турли қисмлари ёритади. S_1 ва S_2 *кичик* тешиклардан ўтган ёруғлик дасталари дифракция оқибатида кенгаяди ва қисман устма-уст тушиб, худди бошқа интерференцион схемалардаги сингари, интерференция ҳосил қилади. Юнг схемасида $2\omega = \angle S_1SS_2$ интерференция апертурасини S_1 ва S_2 тирқишлар орасидаги масофанинг S дан S_1S_2 гача масофага нисбати аниқлайди.



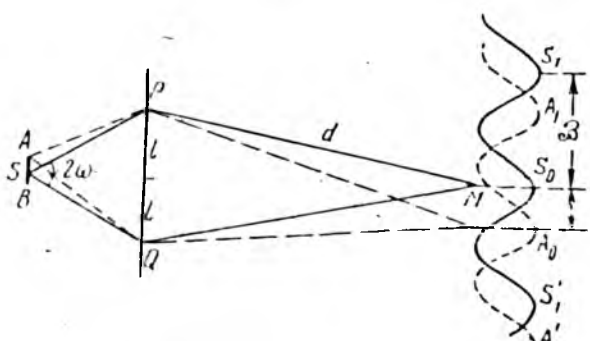
4.10- расм. Юнг схемаси.

$\angle S_1SS_2 = 2\omega$ — майдоннинг ҳар қандай нуқтаси учун интерференция апертураси; $\angle R_1S_1Q_1 = \angle R_2S_2Q_2 = 2\varphi$ — чексиз узоқдаги экран ҳосил учун устма-уст тушувчи дасталар апертураси.

Юнг биринчи бўлиб (1802 й.) шу йўсинда амалга оширилган интерференция ҳодисасини кузатди* ва биринчи бўлиб амплитудалар қўшилиши принципини аниқ баён қилиб, интерференция ҳодисасининг сабабини кўрсатди. Бу тажрибанинг тарихий аҳамияти жуда катта. Бироқ бу тажриба талқин қилиш учун бирмунча қийинроқ, чунки бу ҳолда тўлқиннинг икки қисми қайтиш ҳодисаси (бикўзгу) ёки синиш ҳодисаси (бипризма) туфайли эмас, балки дифракция ҳодисаси сабабли учрашади. Бу тажриба дифракцияга бағишланган бўлимда батафсил кўриб чиқилади.

17- §. Ёруғлик манбаи ўлчамларининг аҳамияти. Фазовий когерентлик

Барча амалий интерференцион схемаларда ёруғлик манбаининг ўлчамлари катта аҳамиятга эга эканлигини биз кўп марта таъкидлаган эдик. Агар манбанинг ўлчамлари ёруғликнинг тўлқин узунлигидан анча кичик бўлса, у ҳолда ҳамма вақт кескин интерференцион манзара ҳосил бўлади албатта, чунки манбанинг *ҳар қандай* нуқтасидан интерференцион майдоннинг бирор M нуқтасига келаётган ёруғликнинг йўл фарқи бир хил бўлади. Аммо амалда биз одатда ёруғлик тўлқини узунлигидан анча катта ўлчамли манбалар билан иш кўрамиз. Юқорида баён қилинганига мувофиқ, манбанинг бир нуқтаси тасвирлари бўлмиш мос нуқталардан чиқаётган тўлқинлар ўзаро интерференциялашади. Шунинг учун мос нуқталар орасидаги масофа билан таққосланадиган ўлчамли манбалар бўл-



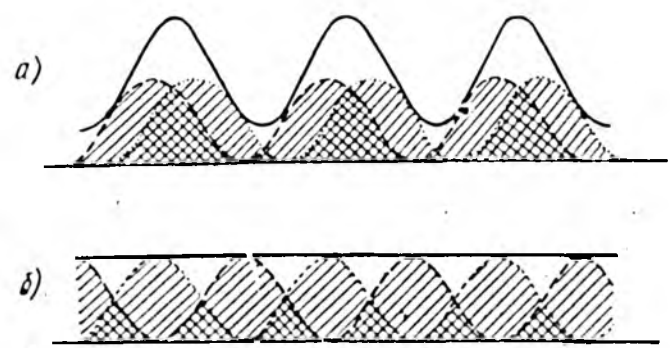
4.11-расм. $2h \sin \omega = {}^1/_4\lambda$ шартни чиқаришга доир.

* Схемаси жиҳатидан бунга ўхшаш тажрибани 1665 йилда Гримальди қилиб кўрган, аммо у S тирқишсиз ишлаб, манба сифатида бевосита Қуёшдан фойдаланган. Ҳисобнинг кўрсатишича, бу шароитда тирқишлар орасидаги масофа Гримальди тажрибасидагича бўлганда интерференция ҳодисаси юз бермаслиги керак эди, чунки ёруғлик манбаи сифатида олинган Қуёшнинг бурчакли ўлчами катта (1/2° чамасида). Гримальди кузатган ёруғ ва қоронғи полосалар, чамаси, контраст ҳодисалари (қ. 93- машқ) туфайли ҳосил бўлган бўлса керак.

ган ҳолда аслида кўп жуфт когерент манбалар ҳосил қилган кўп интерференцион манзаралар устма-уст тушади. Бу манзаралар бир-бирига нисбатан силжиган, оқибатда, натижавий манзара бирмунча ёйилган бўлади ва манбаларнинг кенглиги катта бўлганда интерференцион манзара амалда кузатилмай қолади.

4.11-расмда тасвирланган умумий интерференцион схемага асосланиб ва манбанинг $2b$ кенглиги билан 2ω интерференция апертураси орасидаги муносабатдан фойдаланиб, манба ўлчамларининг интерференцион манзара кескинлигига кўрсатадиган таъсирини миқдорий равишда ифодалаш мумкин.

AB — кенглиги $2b$ бўлган ўлчамли манба бўлсин. Узоқдаги экранда S нуқтадан (манба ўртасидан) ҳосил бўлган интерференцион максимумлар S_0, S_1, S_1' ва ҳоказо нуқталарда жойлашиб, кенглиги $\mathscr{B}$ бўлган полосалар ҳосил қилади. Манбанинг четидан (масалан, A нуқтадан) ҳосил бўлган интерференцион максимумлар A_0, A_1, A_1' ва ҳоказо нуқталарда жойлашиб, улар манбанинг ўлчамларига ва схема параметрларига боғлиқ бўлган S_0A_0 катталикка силжиган бўлади. Бу силжиш $S_0A_0 = SA\frac{PM}{SP}$. Илгаригиларга ўхшаш, $SA = b$, $PQ = 2l$, $PM = d$ белгилар киритиб, $S_0A_0 = b\frac{d}{l/\sin\omega} = b\frac{d}{l}\sin\omega$ эканини топамиз. $2l$ масофа анча катта бўлганлиги учун полосанинг $\mathscr{B}$ кенглигини ҳисоблашда (15.2) формуладан эмас, балки (15.1) формуладан фойдаланиш керак. Манзара марказидан узоқлашган сари d нинг бир оз ўзгариши туфайли полоса кенглиги бир



4.12- расм. Бир-бирига нисбатан силжиган интерференцион манзараларнинг устма-уст тушиши.

Штрих ва нуқтавий пунктир чизиқлар билан биринчи ва иккинчи интерференцион манзараларга мос келувчи эгри чизиқлар кўрсатилган; туташ эгри чизиқ натижавий манзарага мос келади, a — $^1/_4$ полоса қадар силжиш, ҳали аниқ максимумлар ва минимумлар кузатилади; $б$ — $^1/_2$ полоса қадар силжиш, текис ёритилганлик.

оз ўзгарса-да, аммо бу ўзгариш катта эмас ва уни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Демак, полоса кенглиги $\mathscr{B} = \frac{d}{2l}\lambda$.

Агар бир полосалар (S дан ҳосил бўлган полосалар) системасининг иккинчисига (A дан ҳосил бўлган полосаларга) нисбатан силжиши полоса кенглигининг ярмига етса ($S_0A_0 = 1/2\ \mathscr{B}$), у ҳолда манбанинг бир ярмидан ҳосил бўлган интерференцион манзара иккинчи ярмидан ҳосил бўлган манзарани бутунлай чаплаштириб юборади ва интерференция кузатилмайди. Силжиш қиймати каттароқ бўлганда ($S_0A_0 > 1/2\ \mathscr{B}$) максимумлар яна кўринади. $S_0A_0 = \mathscr{B}$ бўлганда (максимумлар устма-уст тушганда) улар яна равшанлашади, лекин бу ҳолда умумий ёруғ фон кучаяди, манзара камроқ контрастли бўлиб қолади ва манбанинг кенглиги янада ошганда интерференцион манзара аста-секин йўқолади.

(15.3) формуладан фойдаланиб, интерференцион манзара контрастлигининг манба кенглиги ошган сари ўзгаришини миқдорий жиҳатдан ҳисоблаш мумкин (қ. 43-машқ).

Агар S_0A_0 силжиш полоса кенглигининг тахминан 1/4 улушидан ошмаса ($S_0A_0 \leqslant 1/4\ \mathscr{B}$), у ҳолда интерференцион манзара етарлича кескин бўлиб қолаверади (4.12- а, б расм). Демак, кенг манбадан ҳосил бўладиган интерференцияни яхши кузатиш шартини $b\frac{d}{l}\sin\omega \leqslant$

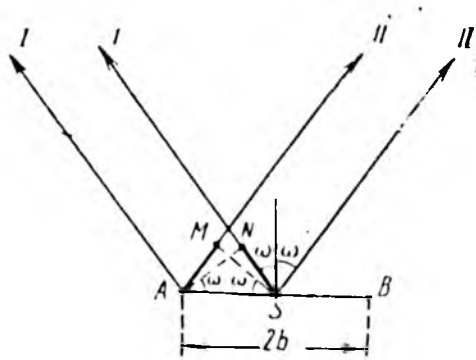
$\leqslant 1/4\frac{d}{2l}\lambda$ ёки

$$2b\sin\omega \leqslant 1/4\,\lambda \qquad (17.1)$$

кўринишида ёзиш мумкин.

Бу шарт тақрибий характерда бўлишига қарамасдан, уни манбанинг рухсат этилган ўлчамларини ҳисоблашда асос қилиб олиш мумкин.

(17.1) муносабатнинг муҳимлиги туфайли, уни яна битта бирмунча умумийроқ усул билан тақрибан асослаш мумкинлигини кўрсатамиз. Кенг ($2b$) манбадан ҳосил бўлган интерференцияни чизмада (4.13-расм) кўрсатилмаган интерферометр ёрдамида кузатайлик. Интерферометрнинг икки елкаси орқали ўтган *I* ва *II* нурлар 2ω га тенг интерференция апертурасини аниқлайди. Масалан, S нуқтадан (манбанинг ўртасидан) чиққан нурлар экраннинг қандайдир бир нуқтасида максимум ҳосил қилган бўлсин. Манбанинг четки A нуқтасидан эк-



4.13- расм. $2b\sin\omega = {}^1/_4\lambda$ шартни чиқаришга доир.

раннинг ўша нуқтасига келаётган нурлар $(MA + SN)$ га тенг қўшимча йўл фарқига эга бўлади, чунки $A\,II$ нур йўли $S\,II$ нурникидан MA қадар *ортиқ*, $A\,I$ нур йўли $S\,I$ нурникидан SN қадар кам бўлади. $MA = SN = b \sin \omega$. Шундай қилиб, A нуқтадан экраннинг қаралаётган нуқтасигача қўшимча йўл фарқи $2b \sin \omega$ бўлади. Агар $2b \sin \omega \leqslant {}^1/_4\,\lambda$ бўлса, у ҳолда интерференцион манзара ҳали унча бузилмаган бўлади. A ва S га нисбатан айтилган гаплар манбанинг ўнг ва чап қисмининг орасидаги масофа b га тенг бўлган ҳар қандай нуқталари жуфти учун ҳам тўғридир.

Демак, интерференция апертураси ва кенг манба ўлчамларини боғловчи $2b \sin \omega \leqslant {}^1/_4\,\lambda$ шарт бажарилганда интерференцион манзара равшан бўлиб кўриниши мумкин. Апертура 180° ($\omega = 90°$) бўлган, яъни интерференциялашувчи нурлар тахминан қарама-қарши йўналишларда бораётган хусусий ҳолда манба ўлчами тўлқин узунлигининг ${}^1/_4$ улушидан кичик бўлиши керак.

4.14- расмда тасвирланган бу ҳолни бевосита ҳисоб қилиш осон. Манбанинг ўртасидан (S нуқтадан) ва бирор четидан (масалан, A нуқтадан) чиқаётган нурлар узоқдаги экраннинг бирор нуқтасига $A_1S_1 + A_2S_2 = 2b$ йўл фарқи билан етиб келади. Агар $2b = {}^1/_2\lambda$ бўлса, у ҳолда S нуқтадан ҳосил бўлган максимумлар A нуқтадан ҳосил бўлган минимумлар устига тушади; AB манбанинг чап ва ўнг яримларининг мос нуқталари жуфти учун ҳам худди шундай бўлади. Шундай қилиб, $2b = {}^1/_2\,\lambda$ бўлганда манбанинг бир ярмидан ҳосил бўлган интерференцион манзарани иккинчи ярмидан ҳосил бўлган манзара суркаштиради. Контрастлик яхши бўлиб туриши учун $2b$ кенглик ${}^1/_4\,\lambda$ дан ошмаслиги керак, яъни (17.1) шартга мувофиқ $\omega = 90°$ бўлганда $2b = {}^1/_4\lambda$.

Ёруғликнинг турли манбаларидан юқори даражада кўринувчан (контрастли) интерференцион манзаралар ҳосил қилиш имконияти масаласини юқоридагидан бошқачароқ нуқтаи назардан ҳам текшириш мумкин.

Масаланинг янгича қўйилишини бирданига конкретлаштириш учун Юнгнинг интерференцион тажрибаси схемасига мурожаат қилайлик (қ. 4.10- расм). Тажриба S тирқишли биринчи экрансиз ўтказиляпти, ёруғлик манбаи эса S_1 ва S_2 тирқишли экранни бевосита ёритяпти, деб фараз қиламиз.

Агар ёруғликнинг нуқтавий манбаи тирқишли экрандан узоқда жойлашган бўлса, у ҳолда интерференцион қурилмада кириш тирқиши бўлмаганлигидан интерференцион манзаранинг кўринувчанлиги камаймайди. Ҳақиқатан ҳам, бу ҳолда нуқтавий манбадан чиқаётган ёруғлик тўлқинларининг ясси тўлқин фронти иккала S_1 ва S_2 тирқишга етиб боради. Бунинг оқибатида S_1 ва S_2 тирқишларга етган тўлқин фронти қисмларида тебранишлар амплитудалари тенг бўлади ва шу қисмлардаги тебранишлар *когерент* тебранишлар бўлади. Ёруғликнинг нуқтавий манбаини албатта тир-

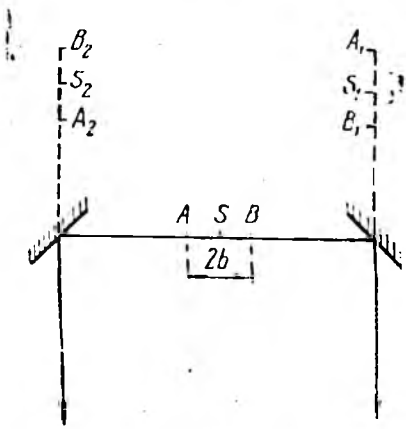
қишли экран сиртига S_1S_2 кесма ўртасидан ўтказилган нормал устига жойлаштириш ҳам керак бўлмай қолади. Агар ҳатто нуқтавий манба тирқишларга нисбатан носимметрик жойлашган бўлса ҳам, улар ёритилишининг когерентлиги бузилмайди. S_1 ва S_2 тирқишлар яқинида ёруғлик тебранишлари бир хил фаза билан эмас, *лекин ўзгармас фазалар фарқи* билан юз бериб туради, бу ҳол иккала тирқиш ёритилишининг когерентлиги шартига зид бўлмайди.

Нуқтавий ёруғлик манбаининг S_1 ва S_2 тирқишларга нисбатан носимметрик жойлашганлигининг ягона оқибати экранда кузатилаётган интерференцион манзаранинг мос силжишидир. Интерференцион манзаранинг кўринувчанлиги камаймайди, лекин у S_1S_2 кесма ўртасига нисбатан носимметрик жойлашади, буни нолинчи тартибли марказий интерференцион полоса ҳам рангсиз бўладиган оқ ёруғлик интерференциясини кузатишда осон пайқаш мумкин.

Худди шунингдек, интерференцион манзаранинг кўринувчанлигига тирқишлар орасидаги масофанинг ўзгариши таъсир қилмайди, лекин бунда манзаранинг фазовий даври (интерференцион полосалар орасидаги масофа), албатта, тирқишлар орасидаги масофага тескари пропорционал ўзгаради. Энди S_1 ва S_2 тирқишли экранга нуқтавий манба юбораётган даста эмас, балки турли нуқталаридаги тебранишлар ўзаро роса когерент бўлмаган даста тушаётган бўлсин. Масалан, кенг ёруғлик манбаидан фойдаланганда экранни мана шундай қисман когерент ёритиш мумкин. S_1 ва S_2 тирқишлар орқали тарқалаётган ёруғлик дасталари ҳам бутунлай когерент бўлмайди, бу эса тирқишлар орқасида жойлашган экранда кузатиладиган интерференцион манзаранинг кўринувчанлигини камайтиради.

Бу ҳол худди таркибига когерент бўлмаган ёруғлик ҳиссаси қўшилган тенг интенсивликли ёруғлик дасталарининг юқорида кўриб ўтилган интерференцияси ҳолига ўхшайди. 13-§ да интерференцион манзаранинг V кўринувчанлиги интерференциялашувчи ёруғлик дасталари таркибига кирган когерент ёруғликнинг γ ҳиссасига тенг бўлиши кўрсатилган эди (қ. (13.6)).

Шундай қилиб, Юнг схемаси бўйича ўтказилган интерференцион тажриба S_1 ва S_2 тирқишларга етиб келувчи ёруғлик дастаси кесимидаги тебранишлар ўзаро қанчалик когерент эканлигини аниқлаш имкониятини берар экан. S_1 ва S_2



4.14- расм. Агар манбанинг кенглиги $2b \leqslant {}^1/_4\lambda$ бўлса, 180° га яқин бурчак остида интерференция бўлиши мумкин.

тирқишлар орасидаги масофани ўзгартириб ва айни вақтда улар орқасида жойлашган экранда интерференцион манзара кўринувчанлигини ўлчаб, тирқишли экранни ёритувчи ёруғлик дастаси кесимининг бутун юзида тебранишлар когерентлигини текшириш мумкин. Ёруғлик дастасининг *у тарқаладиган йўналишга перпендикуляр* бўлган кесимида бундай текшириш натижаларини миқдорий жиҳатдан характерлаш учун *фазовий когерентлик* тушунчаси киритилади.

Юнг схемасида интерференцион манзара кўринувчанлигини S_1 ва S_2 тирқишлар орасидаги масофага боғлиқ равишда аниқлашнинг миқдорий натижалари бу тирқишларни ёритувчи ёруғлик дастаси кўндаланг кесимининг диаметрларидан бири бўйлаб фазовий когерентликни аниқлаш имконини беради. Шунга ўхшаш ўлчашларни S_1 ва S_2 тирқишларнинг бошқача жойлашганида бажариб ва уларни ёруғлик дастасининг бошқа диаметри бўйлаб силжитиб, дастанинг бошқа диаметри бўйлаб фазовий когерентликни аниқлаш мумкин ва ҳоказо.

Агар қўлланаётган ёруғлик дастасини нуқтавий ёруғлик манбаи чиқараётган бўлса, у ҳолда фазовий когерентлик ёруғлик дастасининг бутун кесими бўйича бир хил бўлади ва бирга тенг бўлади, бу эса, албатта, монохроматик ёруғликдан фойдаланиш шароитида интерференцион манзаранинг кўринувчанлиги максимал бўлишига мос келади.

Агар ёруғлик дастасини S_1 ва S_2 тирқишларга нисбатан симметрик жойлашган кенг ёритгич жисм, масалан, диск чиқараётган бўлса, у ҳолда бу ёруғлик дастасининг кесими бўйича фазовий когерентликни текширишнинг сифат натижасини олдиндан айтиш қийин эмас. Равшанки, фазовий когерентлик даста кесимининг маркази яқинида максимал бўлади. Бундан ташқари S_1 ва S_2 тирқишли экран текислигидан диск узоқлашгани сари ёруғлик дастасининг фазовий когерентлиги ошиб боради.

Баён қилинган тасаввурлар соҳасида ва фазовий когерентлик тушунчасидан фойдаланган ҳолда Юнгнинг интерференцион тажрибасининг традицион амалга оширилишида S кириш тирқишининг роли қуйидагидан иборат. Бундай тирқиш бўлмаганда ёки унинг кенглиги анча катта бўлганда S_1 ва S_2 тирқишларни ёритувчи ёруғлик дасталари фазовий когерент бўлмайди, бунинг оқибатида интерференцион манзара кўринувчанлиги нолга айланади.

S_1, S_2 тирқишлар орқали ўтадиган ёруғлик тўлқинларининг қисман когерентлиги тушунчасига асосланиб юритилган мулоҳазалар, ўз-ўзидан маълумки, параграф бошида тилга олинган ўша ҳодисаларни—ёруғлик манбаининг бурчакли ўлчамлари ошган сари интерференцион полосалар кўринувчанлигининг камайишини изоҳлаб беради. Тафовут фақат мулоҳаза юритиш усулидадир. Параграф бошида кенг ёруғлик манбаининг кичик элементидан чиқ-

қан ёруғлик ҳосил қилган интерференцион манзара топилган ва бу манбанинг турли қисмларидан келган ёруғлик ҳосил қилган интерференцион манзаралар интенсивликлари йиғиб чиқилган эди; таҳлил қилишнинг бу усулида натижавий манзарада полосалар кўринувчанлиги манбанинг турли қисмларига тегишли полосалар вазиятининг турлича бўлиши оқибатида камайган эди. Иккинчи усулда S_1 ва S_2 тирқишларда юз бераётган ва бутун кенг ёруғлик манбаининг нурланишидан ҳосил бўлган ёруғлик тебранишлари дастлаб кўриб чиқилади. Бу тебранишлар тўла когерент эмас экан ва полосалар кўринувчанлиги камайиши S_1 ва S_2 даги тебранишларнинг бу қисман когерентлигининг намоён бўлишидир деб талқин этилади. Айтилгандан равшанки, интерференцион полосалар кўринувчанлиги камайишининг дастлабки сабаби ёруғлик манбаи бурчакли ўлчамининг чеклилиги бўлади ва мулоҳаза юритишнинг таққосланаётган икки усули бир-биридан фақат манбанинг турли қисмлари таъсирлари қайси босқичда йиғилиши билан фарқ қилади: биринчи усулда бу таъсирлар охирги босқичда, яъни интерференцион манзарада йиғилади, иккинчи усулда эса оралиқ босқичда, S_1 ва S_2 тирқишлар жойлашган текисликда йиғилади.

Ёруғликнинг лазерли манбаларининг хусусиятларидан бири улар нурлантираётган ёруғлик дасталари кесимида ёруғлик тебранишлари фазовий когерентлигининг юқори бўлишидир. Лазердан чиқаётган ёруғлик дастаси билан ишлаганда Юнг тажрибасини интерференцион схемада кириш тирқишисиз амалга ошириш мумкинлигини қуйида кўрамиз. Маълум бўлишича, лазернинг махсус ишлаш режимида интерференцион манзара кўринувчанлигини камайтирмаган ҳолда S_1 ва S_2 тирқишларни лазер дастаси кесими четларигача суриш мумкин, лекин бунда фазовий давр камаяди.

18-§. Кўндаланг тўлқинлар интерференциясида қутбланишнинг роли

13-§ да кўрсатилганидек, интерференциялашувчи иккала тебраниш ҳам бир хил йўналишга эга, деб фараз қилинган эди. *Бўйлама* тўлқинлар (масалан, ҳаводаги товуш тўлқинлари) билан иш кўрилган ҳолда тўлқинларнинг тарқалиш йўналишлари бир хил бўлса, тебранишлар йўналишлари ҳам бир хил бўлади. Тўлқинлар *кўндаланг* (масалан, ёруғлик тўлқинлари) тўлқинлар бўлган ҳолда икки тўлқиннинг тарқалиш йўналиши бир хил бўлганда улардаги тебранишлар йўналишлари бир хил *бўлмаслиги* мумкин. Ҳақиқатан ҳам, кўндаланг тўлқинда тўлқин тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлган *ҳар қандай йўналишда* тебраниш бўлиши мумкин.

Олдинги текширишда кўрилган ғалаёнларни интерференциялашувчи тўлқинларнинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлган s_1 ва s_2 векторлар кўринишида ифодалаб, ёруғлик тўлқин-

ларининг кўндаланглигини эътиборга олиш мумкин. Кузатиш нуқтасидаги натижавий s ғалаён бундай ёзилади:

$$s = s_1 + s_2$$

ва у ҳолда кузатиш нуқтасидаги интенсивлик

$$I \sim \bar{s}^2 = s_1^2 + s_2^2 + 2s_1s_2.$$

Равшанки, интерференцион ҳодисалар бу муносабатдаги $2s_1s_2$ ҳад билан тавсифланади. Демак, қутбланган ёруғлик тебранишлари интерференциясини амалга ошириш учун s_1 ва s_2 тебраниш йўналишлари ўзаро перпендикуляр бўлмаган икки ёруғлик нурини учраштириш зарур. Агар s_1 ва s_2 векторлар ўзаро перпендикуляр бўлса, у ҳолда интерференция юз бермайди ва ёруғлик нурлари устма-уст тушган соҳа текис ёритилган бўлади. Интерференциялашувчи тўлқинлар бир хил қутбланган, яъни s_1 ва s_2 векторлар параллел бўлган ҳолда полосалар кўринувчанлигининг қиймати максимал бўлади. Шундай қилиб, қутбланган ёруғлик тўлқинларининг интерференцияси уларнинг амплитуда ва фазаларигагина эмас, балки қутбланиш ҳолатига ҳам боғлиқ.

Таркибида барча йўналишли кўндаланг тебранишлар бўлган табиий ёруғлик интерференциясини ҳам кузатиш мумкин ва одатда тажрибада айни ўша табиий ёруғликнинг когерент дасталари интерференцияси юз беради. Бу масалани ойдинлаштириш учун табиий ёруғликнинг интерференциялашувчи дасталаридан ҳар бирини ортогонал қутбланган ва бир-бири билан ҳеч қандай муайян фазавий муносабатлар орқали боғланмаган икки тўлқин суперпозицияси кўринишида тасвирлаймиз. Дасталарнинг когерентлик шарти бир хил қутбланган тўлқинларнинг бошланғич фазалари тенг бўлишини билдиради. Шунинг учун табиий ёруғликнинг икки когерент дастаси устма-уст тушган фазода устма-уст тушадиган иккита мустақил интерференцион манзара ҳосил бўлади; бу манзара бир хил қутбланган икки жуфт тўлқинларга мос келади.

14-§ да баён қилинганига ўхшаш, муҳитдаги атомларнинг ёруғлик чиқариш процесси ҳақидаги элементар мулоҳазалар ёрдамида ҳам ҳозиргина чиқарилган хулосага кела оламиз. Бирор атом юборган ёруғлик қутбланган ёруғликдир, аммо турли атомлар юборган ёруғлик турлича қутбланган бўлади. Шунинг учун биз кузатадиган жуда кўп атомлар нурланиши таркибида мумкин бўлган барча йўналишлар бўйича тебранишлар бўлади, яъни бу нурланиш табиий ёруғликдир. Бундан ташқари, ҳар бир атом ёруғлик чиқара бошлаб қисқа вақтдан сўнг ёруғлик чиқармай қўяди, кейин янги тебраниш йўналиши ва янги бошланғич фаза билан яна ёруғлик чиқара бошлайди. Бироқ, бир тўлқинни иккига ажратишдан иборат бўлган Френель усули бу ерда ҳам ёрдамга келади. Интерференцион тажрибаларда бир атомнинг ўзи деярли бир вақтда юбораётган тўлқинларни, яъни бошланғич фазаси ва тебраниш йўналиши бир хил

бўлган тўлқинларни учраштирамиз. Шундай қилиб, турли йўналишли қутбланган тўлқинлар аралашмасидан иборат табиий ёруғликда интерференцияни кузатиш мумкин экан, чунки интерференция қутбланган айни бир тўлқиннинг икки қисми орасида юз беради.

Қутбланган нурлар интерференцияси масаласига биз XVIII бобда яна қайтамиз.

19-§. Тўлқинлар интерференцияси ҳодисаларида кўринма парадокслар

Икки когерент ёруғлик манбаи, масалан, манба билан унинг кўзгудаги тасвири бўлган ҳолда атрофдаги фазода $a_1 + a_2$ дан $a_1 - a_2$ гача турли қийматли амплитудалар тақсимоти мавжуд бўлади. Иккала манба ҳосил қиладиган амплитудалар тенг ($a_1 = a_2 = a$) бўлган хусусий ҳолда натижавий тебраниш амплитудаси ноль ва $2a$ дан иборат икки чегаравий қиймат орасида, мос интенсивликлар ноль ва $4a^2$ орасида бўлади.

Интерференцион манзараларда кузатиладиган ёритилганлик максимумлари ва минимумлари, умуман айтганда, нур энергиясининг қандайдир бошқа тур энергияга айланиши билан боғланган эмас, яъни минимумлар жойларида ёруғлик энергияси энергиянинг бошқа турига масалан, иссиқликка айланмайди. Бунда ёруғлик оқимининг *тақсимотигина* ўзгаради, холос, оқибатда бир жойлардаги ёритилганлик максимумларини бошқа жойлардаги минимумлар компенсациялайди. Агар манбани ва кўзгуни ўраб олган ёпиқ сирт орқали ўтувчи энергияни, кейин эса шу сирт орқали кўзгу бўлмаганда ўтувчи энергияни ҳисоблаб чиқилса, иккала ҳолда ҳам энергиялар тенг бўлиб чиқади. Шундай қилиб, албатта, энергиянинг сақланиш қонуни билан ҳеч қандай зиддият йўқ.

Аммо анча мураккаброқ ҳолларни тасаввур қилиш мумкин. Икки когерент манба орасидаги масофа $1/2\,\lambda$ дан *кичик*, яъни $S_1S_2 = 2l < 1/2\,\lambda$ деб фараз қилайлик. 4.1-расмдан осон кўринишича, бу ҳолда интенсивлик нолга тенг бўлган нуқталарни топа олмаймиз: ҳақиқатан ҳам, $d_1 - d_2$ айирма ҳамма вақт $2l$ дан кичик ва бинобарин, $^1/_2\,\lambda$ дан кичик, яъни натижавий тебраниш амплитудасининг нолга айланиш шарти ҳеч қаерда бажарилмайди. Иккинчи томондан, OO' чизиқнинг барча нуқталари учун максимумлик шарти бажарилади, яъни бу чизиқнинг барча нуқталарида интенсивлик $4a^2$ га тенг бўлади. Шу содда мулоҳазанинг ўзидан бу ҳолда минимумлар билан максимумларнинг ўзаро компенсацияси масаласи унча содда эмаслиги кўринади. Ҳақиқатан ҳам, ҳисобларнинг кўрсатишича, бу ҳолда иккала когерент манбани ўраб турган ёпиқ сирт орқали бирлик вақт ичида оқиб ўтувчи умумий энергия когерент бўлмаган манбалар ҳолидагидан *каттароқ*. Бу ерда, албатта, энергиянинг сақланиш қонуни бузилмайди. Бир жуфт когерент манбанинг бир-бирига кўрсатадиган таъсири туфайли улар бирлик вақтда *нурлантирадиган* энергиянинг ҳақиқий ортишини кўрамиз. Бу

энергия манбаларни таъминловчи запаслардан олинади. Агар бу запаслар чекли бўлса, равшанки, улар ҳозир айтиб ўтилган ўзаро таъсир оқибатида анча қисқа муддатда сарфланиб бўлади ва манбалар ўз ишини илгари тугаллайди (сўниш ортади).

Бундай ҳолларни айниқса узунлиги катта бўлган радиотўлқинлар билан амалга ошириш осон, бунда шундай тўлқинларнинг икки манбаини (антенналарни) ярим тўлқин узунликдан кичик масофада жойлаштириш қийин эмас. Шундай типдаги қурилмалар антеннанинг нурлантириш таъсирини яхшилайди ва, бундан ташқари, нурланиш максимумини муайян йўналишда юбориш имконини беради (йўналтирилган таъсир). Улардан практикада кўп фойдаланилади.

20-§. Оптик йўл узунлиги. Оптик системаларнинг таутохронизми

Ёруғлик интерференциясининг бу бобда таҳлил қилинган ҳоллари бу ҳодисани махсус қилиб кўриладиган тажрибаларда кузатиш имконини беради. Аммо интерференцияси кузатиладиган икки ёки бир қанча когерент тўлқинлар амалда ҳар қандай оптик процессда учрашади. Ҳар қандай модда орқали ёруғлик тарқалиши, икки муҳит чегарасида ёруғлик синиши, унинг қайтиши ва ҳоказолар шу турдаги процесслардир. Моддада ёруғлик тарқалаётганда модда таркибидаги электронларга (ва ионларга) ёруғликнинг электромагнитик тўлқини таъсир қилади. Ёруғлик тўлқини таъсирида бу зарядли зарралар тебрана бошлайди ва тушаётган тўлқинникидек даврли иккиламчи электромагнитик тўлқинлар чиқара бошлайди. Қўшни зарядлар айни бир ёруғлик тўлқини таъсирида ҳаракат қилаётганлиги туфайли, иккиламчи тўлқинлар фазалари бўйича ўзаро боғланган, яъни *когерент* тўлқинлар бўлади. Улар ўзаро интерференциялашади ва бу интерференция ёруғликнинг қайтиши, синиши, дисперсияси, сочилиши ва шу каби ҳодисаларини изоҳлаш имконини беради. Айтиб ўтилган ҳодисалар сабабини бу нуқтаи назардан изоҳлаш билан келгусида танишамиз. Бу параграфда эса тавсифланган ҳодисалар туркумининг бир хусусий ҳоли устида тўхтаб ўтамиз.

Даставвал шуни қайд қиламизки, агар вакуумда тўлқин тезлиги c ва тўлқин узунлиги λ_0 бўлса, у ҳолда синдириш кўрсаткичи n бўлган муҳитда тезлик $v = c/n$ ва тўлқин узунлик $\lambda = \lambda_0/n$ бўлади. Шунга мувофиқ, агар тўлқин бир (n_1) муҳитда d_1 йўл, иккинчи (n_2) муҳитда d_2 йўл ўтса, у ҳолда пайдо бўладиган ψ фазалар фарқи бундай ифодаланади:

$$\psi = 2\pi (d_2/\lambda_2 - d_1/\lambda_1) = 2\pi (n_2 d_2 - n_1 d_1)/\lambda_0.$$

Синдириш кўрсаткичининг йўл узунлигига кўпайтмаси йўлнинг *оптик узунлиги* дейилади; $n_1 d_1 = (d_1)$ белги киритиб, фазалар фарқи ифодасини

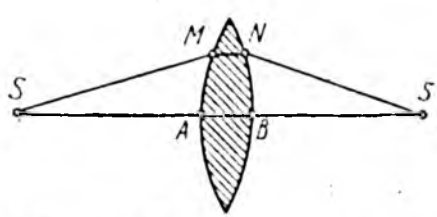
$$\psi = 2\pi \frac{(d_2) - (d_1)}{\lambda_0} \qquad (20.1)$$

кўринишда ёза оламиз.

Агар $(d_1) = (d_2)$ бўлса, у ҳолда $\psi = 0$, шундай қилиб, агар икки ёруғлик нури йўлларининг оптик узунликлари ўзаро тенг бўлса, у ҳолда бу йўллар оптик жиҳатдан бир-бирига эквивалент, яъни ҳеч қандай фазалар фарқи қўшмайди. Бундай йўллар *тауто хрон* йўллар, яъни вақт бўйича бир хил бўлган йўллар дейилади, чунки геометрик узунлиги тенг бўлмаган бу йўлларни ёруғлик бир хил вақтда босиб ўтади. Жумладан, бирор оптик система, масалан, линза орқали ўтиб, S манбанинг S' тасвирини ҳосил қилаётган нурларнинг барча йўллари таутохронизм шартини қаноатлантиради. Ҳақиқатан ҳам, агар айрим нурлар таутохрон нурлар бўлмаганда эди, у ҳолда ёруғлик тўлқинининг турли йўллар бўйича тарқалаётган қисмлари бирор фазалар фарқига эга бўлар ва S' да учрашганда бир-бирини сусайтирган бўлар эди.

S манбанинг тасвири бўлган S' нуқтада интенсив максимум ҳосил бўлишига S' нуқтага таутохрон йўллар бўйлаб фазалар фарқсиз келган айрим тўлқин қисмларининг бир-бирини кучайтириши сабаб бўлади. S дан фазонинг ҳар қандай бошқа нуқтасига борилади ган йўллар оптик жиҳатдан тенг бўлмайди ва S' дан бошқа ҳамма нуқталарда ўзаро интерференция туфайли ёруғлик сусаяди. Шундай қилиб, линзада тасвир ҳосил қилиш *интерференцион эффектдир*. Биноборин, линзанинг тасвир ҳосил қилувчи нурлар орасида йўл фарқи киритмаслигини кўриб турибмиз. Бу хулоса манба *тасвирини* ҳосил қилувчи ҳар қандай оптик системага ҳам тааллуқли.

Линзанинг ўртаси ва чети орқали ўтиб бораётган нурлар йўли қандай қилиб таутохрон йўл бўлиши 4.15-расмда тушунтирилган. Гарчи геометрик жиҳатдан $SABS'$ йўл $SMNS'$ йўлдан қисқа бўлса-да, йўлнинг линза ичида ўтиладиган қисми мос равишда катта ($AB > MN$) бўлади. Линза материалида ёруғлик тезлиги ҳаводагидан кичик бўлгани учун йўлнинг AB қисмида кечикиш SM ва NS' қисмларига нисбатан SA ва BS' қисмларда ўзишни компенсация қилади. Таутохронизм шарти қуйидагидир:



4.15- расм. Линзанинг таутохронизми.

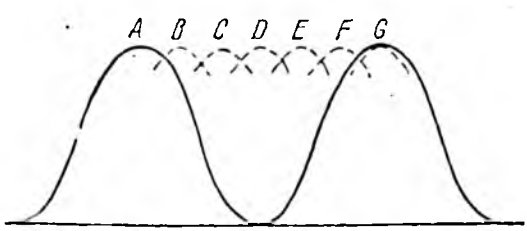
$$SA + n\,AB + BS' = SM + nMN + NS',$$

бунда $n = n_2/n_1$ — линза материалининг нисбий синдириш кўрсаткичи.

21-§. Монохроматик бўлмаган ёруғлик дасталарининг интерференцияси

15-§ да айтиб ўтилганидек, монохроматик бўлмаган ёруғлик интерференциясида турли λ-ларга тегишли максимум ва минимумлар тўпламидан иборат мураккаб манзара ҳосил бўлади. Агар λ мумкин бўлган барча қийматларга эга бўлса, у ҳолда $h = mD\lambda/2l$ формулага мувофиқ, экраннинг *ҳар қандай* (h) нуқтасига мазкур тўлқин узунликли ёруғликнинг интенсивлиги кўпроқ ёки камроқ тўғри келади. Бинобарин, экраннинг ҳар қандай қисмида анчагина ёритилганлик бор. Агар манба чиқараётган турли узунликдаги тўлқинлар интенсивлиги бир хил бўлганида ва қабул қилувчи асбоб (масалан, идеал панхроматик фотопластинка) барча тўлқин узунликларга бир хил сезгир бўлса эди, у ҳолда интерференцион манзаранинг ҳеч қандай изини топа олмас эдик.

Интерференцион манзарани кузатиш мумкин бўлиши учун тўлқин узунликлар соҳаси чекланган бўлиши ҳамда λ ва $\lambda + \Delta\lambda$ орасидаги бирор спектрал интервалдан ташқари чиқмаслиги зарур. $h = mD\lambda/2l$ формуладан фойдаланиб, $\Delta\lambda$ ни топиш осон. Ҳақиқатан ҳам, агар $(\lambda + \Delta\lambda)$ га оид m-тартибли максимум λ га оид $(m+1)$-тартибли максимум билан устма-уст гушса, у ҳолда интерференция кузатилмайди. Бу шароитда қўшни максимумлар орасидаги бутун оралиқ берилган спектрал интервалдаги фарқи билинмайдиган тўлқин узунликларга оид максимумлар билан тўлган бўлади (4.16-расм). Интерференцион манзаранинг кузатилмаслик шарти: $(m + 1)\lambda = m(\lambda + \Delta\lambda)$, яъни $\Delta\lambda = \lambda/m$, бунда m — бутун сон. $\Delta\lambda$ ва λ нинг берилган қийматларида интерференцион манзаранинг кўринувчанлиги юқори бўлиши учун $m = \lambda/\Delta\lambda$ дан анча кичик тартибли интерференцион полосаларни кузатиш билан чекланилади.*



4.16-расм. Монохроматик бўлмаган нурлар интерференцияси максимумларининг тақсимоти.

Туташ эгри чизиқ λ тўлқин узунлик учун ёритилганлик тақсимоти, бунда A максимум — m-тартибли максимум, G эса $(m + 1)$-тартибли максимум, B, C, D, . . . (максимумлар) — $\lambda < \lambda_1 < \lambda + \Delta\lambda$ интервалдаги тўлқин узунликлар учун m-тартибли максимумлар.

Бошқача айтганда, кузатила оладиган интерференция тартиби (m) қанча юқори бўлса, интерференцияни ҳали кузатиш имконини берадиган спектрал интервал шунча *торроқ* бўлиши керак. Аксинча, ёруғликнинг монохроматиклиги қанча паст бўлса,

* Аммо интерференцион манзаранинг кўринувчанлиги фойдаланилаётган спектрал интервалда энергия тақсимоти қонунига кўп боғлиқ. Баён этилган ҳисоб кенгайган спектрал чизиққа тегишли.

ҳали кузатилиши мумкин бўлган интерференция тартиблари шунча паст бўлади.

Ёруғликни ёруғлик фильтри ёки спектрал аппарат ёрдамида монохроматиклаш мумкин. Бунда, албатта, монохроматикловчи мосламанинг интерферометр *олдида* ёки *орқасида* туришининг фарқи йўқ. Биринчи ҳолда интерференцияланувчи ёруғликнинг $\Delta\lambda$ спектрал интервалини камайтирамиз. Иккинчи ҳолда халақит берувчи тўлқинларни олинган интерференцион манзарадан монохроматор ёрдамида йўқотамиз, бинобарин, қабул қилгичга (кўзга, фотопластинкага) энди соддалашган ва фарқланадиган интерференцион манзара тушади. Шундай «монохроматор» ролини рангларни фарқлаш қобилиятига эга бўлган бизнинг кўзимиз ҳам бевосита бажариши мумкин: кўз билан кузатганда бир ранг максимумини иккинчи ранг максимумларидан осон фарқ қиламиз. Бироқ кўзимизнинг бу фарқлаш қобилияти кўп физик қабул қилгичларнинг (фотоэлемент, фотопластинка ва ҳатто, тамомила нейтрал термоэлементларнинг) танловчанлик қобилиятидан баланд бўлса-да, у ҳам чекланган. Рангдан-рангга узлуксиз ўтишда кўзнинг тусларни фарқлаши айниқса қийин. Бу шароитда λ бир неча ўн (юз) ангстремдан кам ўзгарса, кўз бу фарқни пайқашга қобил эмас*. Кўзга ёруғлик ўтказиш полосаси тор бўлган ёруғлик фильтри тутиб ёки манзарага спектроскоп орқали қараб, йўл фарқи катта бўлганида интерференцияни кузатиш имкониятига эга бўламиз.

Интерференциянинг m тартиби интерференциялашувчи ёруғлик дасталарининг $d_2 - d_1$ йўл фарқи билан λ тўлқин узунлигига $m = (d_2 - d_1)/\lambda$ муносабат орқали боғланган. Монохроматик бўлмаган ёруғлик интерференцияси тўғрисида юқорида ўтказилган муҳокамадан интерференцион манзара йўқоладиган ҳолдаги йўл фарқи $L \equiv d_2 - d_1 = \lambda^2/\Delta\lambda$ муносабатдан аниқланиши келиб чиқади.

Бу катталик *когерентлик узунлиги* дейилади. Бу узунлик ёруғлик манбаи ёки қўлланган монохроматорнинг хоссаларига боғлиқ. Етарли кўринувчанликли (масалан, $V \approx 0{,}1$ бўлгандаги) интерференцион манзарани кузата олиш учун интерференцион схемада интерференциялашувчи ёруғлик дасталарининг максимал йўл фарқи қўлланаётган манбанинг когерентлик узунлигидан *анча кичик* бўладиган шароит яратиш керак.

Тажрибанинг кўрсатишича, ёруғлик манбаи сифатида сийракланган газ чиқарган ёруғликдан фойдаланилганда бу газнинг айрим спектрал чизиқлари учун когерентлик узунлиги бир неча ўн сан-

* Рэлей мен натрийнинг сариқ спектрал чизиғининг бир-биридан 6Å қадар фарқланувчи икки компонентасига мос келувчи тусларни ажрата билмаган деган. Бу сезгирлик бир-бирига яқин, лекин дискрет бўлган икки спектрал қисмни бир вақтда кузатганда кўринадиган тусларга кўзнинг чегаравий сезгирлиги бўлса керак. Турли рангларнинг туташ тўпламини кузатганда рангларни ажрата билиш анча қийин.

тиметрдан ортмайди. Ёруғликнинг лазер манбалари (қ. XL боб) интерференцияни йўл фарқи бир неча километр бўлганида кузатиш имконини беради. Бироқ йўл фарқининг интерференцияни ҳали кузатса бўладиган амалий чегарасини лазерларнинг когерентлик узунлиги эмас, балки бундай ўлчамли стабил интерференцион схема яратиш қийинчиликлари ва Ер атмосферасининг бир жинсли эмаслиги чеклайди.

14-§ да атомлар чиқарган тўлқинлар фақат чекли вақт ичидагина мунтазам бўлади, деб кўрсатилган эди. Бошқача айтганда, бу вақт давомида тебранишларнинг амплитуда ва фазаси ўзгармайди деса бўлади, аммо каттароқ вақт давомида фаза ҳам, амплитуда ҳам анча кўп ўзгаради. Тебранишлар кетма-кетлигининг мунтазамлик сақланадиган қисми *тўлқинлар цуги* деб аталади. Тўлқинлар цуги чиқиб турган вақт цугнинг давом этиш вақти ёки *когерентлик вақти* дейилади. Цугнинг фазовий L узунлиги (*тўлқинлар цуги узунлиги*) билан T *когерентлик вақти* ўзаро $L = Tc$ муносабат орқали боғланган, бу ерда c — ёруғлик тезлиги. Агар, масалан, бирор ёруғлик манбаи чиқараётган тўлқинлар цугининг ўртача узунлиги 1 см га тенг бўлган миқдор билан бир хил тартибли бўлса, у ҳолда бу ёруғлик манбаининг когерентлик вақти $0{,}3 \cdot 10^{-10}$ с тартибидаги миқдор бўлади. Бинобарин, ўрта ҳисобда худди мана шундай вақтлардан кейин ёруғлик манбаидан тўлқинлар цуги чиқиши тўхтайди ва янги цуг чиқа бошлайди, янги цугнинг амплитудаси, фазаси ва қутбланиши олдинги цугнинг мос параметрларига ҳеч қандай қонуният билан боғланган бўлмайди.

Когерентлик узунлиги билан тўлқинлар цуги узунлиги бир хил бўлишини тушуниш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, агар интерференцияланувчи дасталарнинг йўл фарқи тўлқинлар цуги узунлигидан катта бўлиб қолса, у ҳолда бир-биридан когерентлик вақтидан каттароқ фарқ қилувчи пайтларда атомлар чиқарган тўлқинлар интерференцион майдоннинг мазкур нуқтасида қўшилади. Бироқ бундай тебранишлар интерференциялаша олмайди. Бинобарин, агар йўл фарқи цуг узунлигидан катта бўлса, интерференция ҳали ҳам кузатилиши мумкин бўлган максимал фарқ (йўл фарқи), яъни *когерентлик узунлиги* цуг узунлигига тенг бўлса, интерференция юз бермайди.

Когерентлик узунлиги билан спектрал интервалнинг $\Delta\lambda$ кенглиги орасидаги муносабатдан фойдаланиб, $\Delta\lambda$ билан T когерентлик вақти орасидаги муносабатни топиш мумкин:

$$|\Delta\lambda| = \lambda^2/L = \lambda^2/cT,$$

бундан $|\Delta\lambda| = c\Delta\nu/\nu^2$ ни эътиборга олиб,

$$\Delta\nu \cdot T = 1 \qquad (21.1)$$

ифодани топамиз, бунда $\Delta\nu$ — частоталар шкаласида спектрал интервал кенглиги.

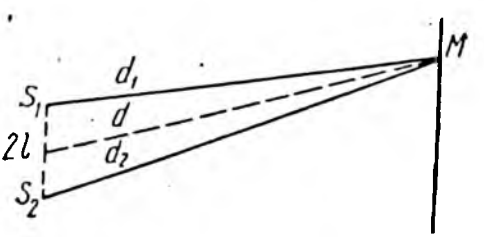
T когерентлик вақти билан унга мос келувчи спектрал интервал кенглиги орасидаги тескари пропорционаллик жуда умумий характерга эга. Тўлқин фазаси ва амплитудасининг тасодифий ўзгаришлари хусусиятларини ҳисобга олувчи янада тўлароқ назария (21.1) муносабатнинг ўнг томонидаги сон қийматни ўзгартиради, холос (қ. 22-§).

22-§. Қисман когерент ёруғлик

Ёруғлик дасталарининг интерференцияси ҳодисасига бағишланган олдинги параграфларда когерент ва когерент бўлмаган дасталар кескин қарама-қарши қўйилган эди. Шу билан бирга монохроматик бўлмаган дасталар интерференциясида йўл фарқининг ортиши оқибатида, албатта, интерференцион полосалар контрастлиги аста-секин ёмонлашади. Шунинг учун тамомила когерент ва тамомила когерент бўлмаган дасталар ҳақидаги тушунчалар баъзи чегаравий шартларга мос келади. Ҳақиқатда эса, барча оралиқ ҳоллар ҳам амалда ўринли бўлади ва бунда *қисман когерентлик* ҳақида гапирилади.

Ёруғлик манбаи атомларининг тўлқин чиқариш процессини муҳокама қилишдан (қ. 14, 21-§) шу нарса равшан бўлиши керакки, тўлқинлар когерентлигининг бузилишига амплитудаси ва фазасининг тасодифий (статистик) ўзгаришлари сабаб бўлиб, булар ўз навбатида атрофдаги муҳитнинг ёруғлик чиқараётган атомларга кўрсатадиган тасодифий таъсири туфайли ўзгаради. Шунинг учун қисман когерент ёруғлик дасталари интерференциясини анализ қилиш атомлар чиқарган тўлқинларнинг статистик хоссаларини ҳисобга олишни талаб қилади. Бу курсда масаланинг бу томонига батафсил тўхталиб ўтиш имкони йўқ*, аммо қиёсан содда умумий статистик мулоҳазаларга таяниб, қатор муҳим физик хулосалар чиқариш мумкин.

M кузатиш нуқтасига S_1 ва S_2 нуқтавий манбалардан икки тўлқин келаётган бўлсин (4.17-расм). M нуқтада интерференциялашувчи тўлқинларнинг амплитуда ва фазаларини $a_1(t)$, $a_2(t+\tau)$ ва $\varphi_1(t)$, $\varphi_2(t+\tau)$ билан белгилаймиз. Тўлқинларнинг бир-биридан $\tau = (d_2 - d_1)/c$ қадар фарқ қилувчи турли t ва $t+\tau$ пайтларда чиқарилганлиги факти амплитуда ва фазалар аргументларида акс эттирилган. Олдин айтилганга мувофиқ, амплитуда ва фазаларни тасодифий катталиклар деб ҳисоблаймиз ва натижавий тебраниш амплитудаси



4.17- расм. Когерентлик даражасини ҳисоблашга доир.

* Оптикадаги статистик ҳодисалар бу китобда батафсилроқ баён этилган. Г. С. Горелик. Колебания и волны, Физматгиз, 1959, X боб.

нинг катта вақт ичида олинган ўртача квадратини ҳисоблаб чиқарамиз*:

$$\overline{A^2} = \overline{a_1^2} + \overline{a_2^2} + \overline{2a_1(t)\,a_2(t+\tau)\cos[\omega\tau + \varphi(\tau)]}, \qquad (22.1)$$

$$\varphi(\tau) = \varphi_2(t+\tau) - \varphi_1(\tau),$$

бунда ҳарфлар устига қўйилган чизиқ 12-§ дагига ўхшаш ўрта қиймат олинганини билдиради. ω — мунтазам тебранишларнинг ўртача частотаси. Дастлабки икки ҳад интерференциялашувчи тебранишлар амплитудаларининг ўртача квадратларидир. Соддагина алмаштиришлардан сўнг $\overline{A^2}$ ни қуйидагича ифодалаш мумкин (қ. 20-машқ):

$$\overline{A^2} = \overline{a_1^2} + \overline{a_2^2} + 2\sqrt{\overline{a_1^2}\,\overline{a_2^2}}\,[c(\tau)\cos\overline{\omega}\tau - s(\tau)\sin\overline{\omega}\tau] =$$

$$= \overline{a_1^2} + \overline{a_2^2} + 2\sqrt{\overline{a_1^2}\,\overline{a_2^2}}\,\gamma(\tau)\cos[\overline{\omega}\tau + \psi(\tau)], \qquad (22.2)$$

бу ерда $c(\tau)$, $s(\tau)$, $\gamma(\tau)$, $\psi(\tau)$ катталиклар

$$\left.\begin{aligned} c(\tau) &= \overline{a_1(t)\,a_2(t+\tau)\cos\varphi(\tau)}\Big/\sqrt{\overline{a_1^2}\,\overline{a_2^2}}, \\ s(\tau) &= \overline{a_1(t)\,a_2(t+\tau)\sin\varphi(\tau)}\Big/\sqrt{\overline{a_1^2}\,\overline{a_2^2}}, \\ \gamma(\tau) &= \sqrt{c^2(\tau) + s^2(\tau)},\ \operatorname{tg}\psi(\tau) = s(\tau)/c(\tau) \end{aligned}\right| \qquad (22.3)$$

муносабатлардан аниқланади. Агар амплитудаларнинг ўртача $\overline{A^2}$, $\overline{a_1^2}$, $\overline{a_2^2}$ квадратларига пропорционал бўлган I, I_1, I_2 интенсивликлар киритсак, у ҳолда (22.2) формулани

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\,[c(\tau)\cos\overline{\omega}\tau - s(\tau)\sin\overline{\omega}\tau] =$$

$$= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\,\gamma(\tau)\cos[\overline{\omega}\tau + \psi(\tau)], \qquad (22.4)$$

$$\overline{\omega}\tau = 2\pi(d_2 - d_1)/\lambda$$

кўринишда ёзиш мумкин. (22.4) ифода тамомила когерент дасталар ҳолидаги натижавий тебраниш интенсивлигининг (13.3) ифодасидан интерференцион ҳадда қўшимча $\gamma(\tau)$ кўпайтувчи борлиги ва фазанинг қўшимча $\psi(\tau)$ силжиши билан фарқланади. Мутлақо равшанки, $\gamma(\tau)$ кўпайтувчи бирдан катта эмас, яъни $\gamma(\tau) \leqslant 1$. Акс ҳолда натижавий тебраниш амплитудаси интерференциялашувчи тебранишлар амплитудаларининг йиғиндисидан катта бўлиши ёки амплитудалар тенг бўлмаганида нолга айланиши мумкин эди. Физика томонидан унисининг ҳам, бунисининг ҳам маъноси йўқ. Шундай қилиб, $\gamma(\tau)$ кўпайтувчи тамомила когерент дасталар ҳолига нисбатан интерференцион ҳад катталигини камайтиради, яъни интерфе-

* Мунтазам тебранишларнинг $2\pi/\overline{\omega}$ даврн амплитуда ва фазалар сезиларли даражада ўзгарадиган вақт оралигидан анча кичик, деб фараз қилинади.

ренцион полосалар контрастлиги ёмонлашувини характерлайди. Агар $\gamma(\tau) = 0$ бўлса, интерференция юз бермайди; $\gamma(\tau) = 1$ тамомила когерент дасталар интерференциясига мос келади. $\gamma(\tau)$ нинг барча оралиқ қийматлари қисман когерент дасталарга мос келади. $\gamma(\tau)$ катталик дасталар *когерентлигининг даражаси* дейилади.

$\gamma(\tau)$ нинг қиймати ҳар қандай бўлганда I интенсивликни бундай ёзиш мумкин:

$$I = \gamma(\tau)\{I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos[\bar{\omega}\tau + \psi(\tau)]\} + [1 - \gamma(\tau)][I_1 + I_2].$$

Бу муносабатнинг ўнг томондаги биринчи ҳад интенсивликлари $\gamma(\tau)$ I_1 ва $\gamma(\tau)$ I_2, фазалар фарқи $\psi(\tau)$ бўлган тебранишларнинг когерент қўшилишига мос келади, иккинчи ҳад эса интенсивликлари $[1 - \gamma(\tau)]I_1$, $[1 - \gamma(\tau)]I_2$ бўлган тебранишларнинг тамомила когерент бўлмаган қўшилишига мос келади. Шунинг учун интерференцион манзаранинг M нуқтасида ёруғлик гўё когерент ва когерент бўлмаган қисмлардан иборат деб ҳисоблаш мумкин, бунда когерент ёруғлик ҳиссаси $\gamma(\tau)$ га тенг. Муҳокама қилинаётган бу муносабат 13-§ да интерференциялашувчи дасталар ёруғлигини когерент ва когерент бўлмаган қисмларга ажратиш ҳақидаги тасаввур асосидаги элементар мулоҳазалар ёрдамида топилган эди ((13.5) га таққосланг). Бу параграфда ўтказилган анализ ёруғликни бундай ажратишнинг аниқ маъносини кўрсатади.

Интерференцион полосалар кўринувчанлиги ва вазиятини ўлчаш йўли билан $\gamma(\tau)$ когерентлик даражасини ва $\psi(\tau)$ фазани экспериментал равишда аниқлаш мумкин. Кўринувчанликнинг V параметри (қ. 13-§) ва $\gamma(\tau)$ нинг қуйидагича муносабат билан боғланганлиги (22.4) формуладан келиб чиқади:

$$V = \frac{E_{max} - E_{min}}{E_{max} + E_{min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}\gamma(\tau). \qquad (22.5)$$

Шундай қилиб, интерференциялашувчи дасталарнинг I_1, I_2 интенсивликларининг ва интерференцион манзаранинг максимум ва минимумларидаги E_{max}, E_{min} ёритилганликларнинг ўлчаб топилган қийматлари $\gamma(\tau)$ ни ҳисоблаб топиш имконини беради. I_1 ва I_2 бир хил бўлганда $\gamma(\tau)$ когерентлик даражаси полосаларнинг V кўринувчанлиги билан бир хил бўлади.

Ёритилганлик максимумларининг вазияти

$$(d_2 - d_1)\lambda + \psi(\tau)/2\pi = m \qquad (22.6)$$

шартдан аниқланади. $d_2 - d_1$ йўл фарқини, λ тўлқин узунлигини ва m интерференция тартибини ўлчаб, (22.6) дан $\psi(\tau)$ ни топиш мумкин. 15-§ да ўтказилган ҳисобларга биноан, йўл фарқини ўлчаш ўрнига интерференцион полосалар вазиятини ўлчаш экспериментал нуқтаи назардан қулай. Ниҳоят, ёритилганлик максимумлари билан эмас, балки минимумлари билан иш кўриш мумкин, бу

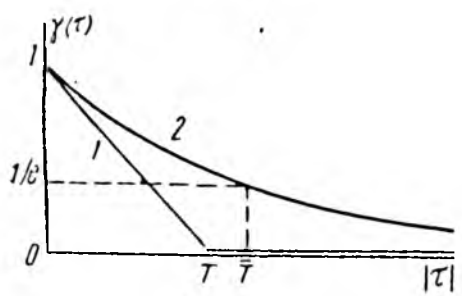
ҳолда (22.6) формулада m бутун эмас, балки яримли бутун сон бўлади.

Шу чоққача биз $\gamma(\tau)$ когерентлик даражасини ва $\psi(\tau)$ фазани интерференцион манзаранинг экспериментал характеристикалари деб ҳисоблаб келдик. Энди $\gamma(\tau)$ ва $\psi(\tau)$ ни (22.3) муносабатлар асосида назарий йўл билан ҳисоблаш масаласини кўрамиз. Агар ёруғлик манбалари билан интерференцияни кузатиш жойи орасидаги муҳит бир жинсли ва вақт ўтиши билан ўзгармас бўлса, у ҳолда тасодифий $a_1(t)$, $a_2(t)$ амплитудалар ва $\varphi_1(t)$, $\varphi_2(t)$ фазаларнинг статистик характеристикалари S_1 ва S_2 манбаларнинг хоссаларига боғлиқ бўлади ва назарий ҳисоб учун ёруғлик чиқариш процесси тўғрисида муайян фаразлар қилиш зарур. Бу процесснинг қуйидаги содда схемасини қабул қиламиз: нуқтавий манба чиқарадиган цугларнинг давом этиш T вақти ва a амплитудалари бир хил бўлиб, турли цуглар фазаси эса бир-бирига боғлиқ бўлмаган мутлақо тасодифий қийматлар қабул қилади. Бундай схема нур чиқарувчи атомнинг T вақтдан анча кичик вақт давомида атрофдаги зарралар (атом, электрон ва ҳоказолар) томонидан кескин ғалаёнга келтирилишига мос келади, бунинг оқибатида атом чиқараётган тўлқиннинг фазаси ўзгаради. Ҳисобларнинг кўрсатишича, бу схемада $\gamma(\tau)$ когерентлик даражаси ва $\psi(\tau)$ фаза

$$\gamma(\tau) = \begin{cases} 1 - |\tau|/T, & |\tau| \leqslant T, \\ 0 & |\tau| > T, \end{cases} \quad \psi(\tau) = 0 \qquad (22.7)$$

муносабатлардан аниқланади (қ. 21-машқ).

$|\tau|$ ортганда $\gamma(\tau)$ когерентлик даражаси чизиқли қонун бўйича камайиб, нолга тенглашади, $|\tau|$ нинг янада катта қийматларида нолликча қолади (4.18-расм). $\gamma(\tau)$ нинг бу хусусиятининг сабаби содда. Агар $d_2 - d_1$ йўл фарқи цуг узунлигидан катта бўлса (ёки τ кечикиш вақти цугнинг давом этиш вақтидан катта бўлса,) у ҳолда M нуқтада турли цугларнинг тебранишлари қўшилади; фаразга кўра, бу цугларнинг фазалари бир-бирига боғлиқ эмас. Шунинг учун $|\tau| > T$ бўлганда интерференция юз бермайди, бунга $\gamma(\tau) = 0$ мос келади. Агар $|\tau| \leqslant T$ бўлса, у ҳолда кузатиш нуқтасида айни бир цугнинг турли қисмлари қисман устма-уст тушади ва шу устма-уст тушишлик даражасига қараб интерференцион манзара контрастлиги кўпроқ ёки озроқ бўлади. S_2 чиқарган цугнинг S_1 чиқарган цугдан кечикиши орт-



4.18-расм. Тўлқин цугларидан иборат бўлган дасталар учун $\gamma(\tau)$ когерентлик даражасининг кечикиш вақтига боғланиш графиги.

1 — давом этиш вақти (T) тенг бўлган цуглар, *2* — цугларнинг давом этиш вақти Пуассон (22.8) тақсимотига бўйсунган.

ган сари устма-уст тушишлик даражаси чизиқли қонун бўйича камайгани учун, $|\tau|$ ўзгарган сари когерентлик даражаси чизиқли қонун бўйича камаяди.

Кўриб чиқилган бу схеманинг кўриниб турган камчилиги — барча цугларнинг давом этиш вақти тенг деб қилинган фараздадир. Бу камчиликни бартараф қилиш осон. Атом чиқараётган цуглар узунлиги турлича бўлсин ва кузатиш вақти етарлича катта бўлиб, бу вақт ичида T нинг қийматлари жуда хилма-хил бўлган цуглар чиқсин. Когерентликнинг натижавий даражаси давом этиш вақти қандай бўлган цугларнинг чиқарилиш такрорийлигига боғлиқ. Давом этиш вақти T бўлган цугларнинг нисбий сонини

$$T/\bar{T}\ \exp\ (-T/\bar{T}) \tag{22.8}$$

ифода (Пуассон тақсимоти) аниқлайди, деб фараз қиламиз, бунда $\bar{T}$ — бирор ўртача давом этиш вақти. У ҳолда $\gamma(\tau)$ қуйидагича ифодаланади:

$$\gamma\ (\tau) = \exp\ (-|\tau|/\bar{T}) \tag{22.9}$$

(қ. 21-машқ). Бу ҳолда $|\tau|$ нинг ҳар қандай қийматида ҳам когерентлик даражаси нолга тенг эмас (қ. 4.18-расм), бунга давом этиш вақти турли тасодифиятлар туфайли ўртача $\bar{T}$ дан ортиқ бўлган цуглар чиқарилиши имконияти мос келади. Аммо бундай узун цугларнинг нисбий сони жуда кам, шунинг учун $|\tau| > \bar{T}$ бўлганда $\gamma\ (\tau)$ тез камаяди.

Нурланиш процессининг юқорида муҳокама қилинган схемасида фақат тебранишлар фазасига тасодифий таъсирлар кўрсатилган эди. Бундай тебранишлар *фазаси тасодифий модуляцияланган* тебранишлар дейилади. Фаза модуляциясида интенсивлик тебранишлар амплитудасининг квадратига пропорционал бўлиб, вақт ўтиши билан ўзгармайди. Нур чиқараётган атомнинг атрофдаги зарралар билан бўладиган ўзаро таъсири чиқаётган тўлқинлар фазасинигина ўзгартириши эмас, балки амплитудасини ўзгартириши ҳам мумкин деб фараз қиламиз. Бундай тебранишлар *амплитудаси тасодифий модуляцияланган* тебранишлар дейилади.

Атом чиқараётган нурланиш цуглар кетма-кетлигидан иборат бўлиб, уларнинг амплитудаси тасодифий сабаблардан ўзгарадиган, лекин фазаси ўзгармайдиган (модулланмайдиган) бўлсин. Ҳисобларнинг кўрсатишича, бу ҳолда когерентлик даражаси

$$\gamma\ (\tau) = \begin{cases} (\bar{a})^2/\overline{a^2} + [1 - |\tau|/T]\ \overline{[a-\bar{a}]^2}/\overline{a^2}, & |\tau| \leqslant T, \\ (\bar{a})^2/\overline{a^2}, & |\tau| > T \end{cases}$$

кўринишда бўлади (қ. 21-машқ), бунда T — барча цуглар учун бир хил бўлган давом этиш вақти, $\bar{a}$ — ўртача амплитуда, $\overline{a^2}$ — амплитуданинг ўртача квадрати. Фаза модуляцияси ҳолидаги син-

гари, $|\tau| < T$ бўлганда $\gamma(\tau)$ функция графиги учбурчак шаклида бўлади, аммо $|\tau| > T$ бўлганда когерентлик даражаси нолга айланмайди, балки $(\bar{a})^2/\overline{a^2}$ га тенг ўзгармас катталик бўлиб қолади. Аммо тажриба $|\tau|$ етарлича катта бўлганида $\gamma(\tau) \to 0$ бўлишини кўрсатади. Шунинг учун $\bar{a} = 0$ деб ҳисоблаш керак, бу эса бир цугнинг амплитудаси иккинчисининг амплитудасидан ишораси билан фарқ қилишини билдиради, бошқача айтганда, фаза π га сакраб ўзгаради. Бинобарин, биз тажриба асосида шундай хулосага келамизки, нурланаётган атомлар ўз атрофидаги муҳит билан ўзаро таъсирлашган ҳолда бирор шаклда фаза модуляцияси албатта бўлади.

$\gamma(\tau)$ ни τ нинг турли қийматларида ўлчаш ва уни назарий равишда ҳисобланган функция билан таққослаш атомларнинг тўлқин чиқариш процесси хусусиятлари ҳақида муайян хулосалар қилишга имкон беради.

Монохроматик бўлмаган дасталар интерференциясида полосалар кўринувчанлигининг камайиши 21-§ да бошқа усул билан тушунтирилган эди, унда бу дасталар турли частотали (ёки турли тўлқин узунликли) монохроматик дасталар суперпозициясидан иборат деб фараз қилинган эди. 21-§ да баён қилинган спектрал нуқтаи назар билан бу параграфда қўлланилаётган вақт бўйича ўзгариш нуқтаи назари орасидаги ўзаро муносабат масаласи табиий равишда ўртага ташланади. Бу масалани ҳал қилиш учун шуни эслатиб ўтамизки, қатъий гармоник (монохроматик) тебраниш, ўзининг таърифига кўра, чексиз узоқ бўлиб туриши керак. Агар тебраниш чекли вақт оралигида гармоник қонунга бўйсуниб, сўнг унинг амплитудаси, частотаси ёки фазаси ўзгарса (тўлқин цуги), у ҳолда *модуляцияланган* бу тебранишни частоталари, амплитудалари ва фазалари турлича бўлган монохроматик тебранишлар йиғиндиси кўринишида тасвирлаш мумкин. Бироқ тўлқин цугларини монохроматик ташкил этувчиларга бундай *ажратиш* монохроматик бўлмаган дасталар интерференцияси ҳақидаги тасаввурга асос бўлади. Демак, интерференцияни спектрал нуқтаи назардан ва вақт бўйича ўзгариш нуқтаи назаридан анализ қилиш тебранишлар когерентлигининг бузилишидан иборат айни бир ҳодиса ҳақидаги мулоҳазаларнинг турли усулидир*.

Монохроматик бўлмаган дасталар интерференцияси тасаввурига оид миқдорий муносабатларни келтирамиз. Интерференциялашувчи дасталар таркибига кирган монохроматик компонентларнинг частоталари бирор $\bar{\omega}$ ўртача частота яқинида тўпланган деб ҳисоблаймиз. Интерференциялашувчи дасталардаги ω частотали тебранишлар интенсивликларини $I_1(\omega - \bar{\omega})d\omega$, $I_2(\omega - \bar{\omega})d\omega$ билан белгилаймиз. $I_1(\omega - \bar{\omega})$, $I_2(\omega - \bar{\omega})$ катталиклар *тебранишлар интенсивлиги-*

* Спектрал нуқтаи назар билан вақт бўйича ўзгариш нуқтаи назари орасидаги муносабат бу китобда батафсил баён этилган: Г. С. Горелик. Колебания и волны, Физматгиз, 1959, XI боб.

нинг спектрал зичлиги дейилади. Дасталарнинг тўла интенсивликлари

$$I_1 = \int I_1(\omega - \bar{\omega})\, d\omega, \quad I_2 = \int I_2(\omega - \bar{\omega})\, d\omega \tag{22.10}$$

бўлиши кўриниб турибди ва улар олдин учраган (масалан, (22.4) да) I_1 ва I_2 интенсивликларга тенг. Айни бир нуқтавий манбанинг икки тасвири интерференциялашувчи дасталар манбалари бўлгани сабабли $I_1(\omega - \bar{\omega})$, $I_2(\omega - \bar{\omega})$ спектрал зичликлар частотага бир хил боғлиқ бўлади ва бир-биридан фақат I_1 ва I_2 га пропорционал бўлган ўзгармас кўпайгувчилари билан фарқланади. Бу белгилар ёрдамида интерференцион манзаранинг бирор нуқтасидаги интенсивликни (22.4) билан мутлақо бир хил бўладиган муносабат кўринишида ёзиш мумкин, бунда $\gamma(\tau)$ когерентлик даражаси, $\psi(\tau)$ фаза ҳамда $c(\tau)$ ва $s(\tau)$ катталиклар $I_1(\omega - \bar{\omega})/I_1 = I_2(\omega - \bar{\omega})/I_2$ га қуйидагича боғланган (қ. 22-машқ):

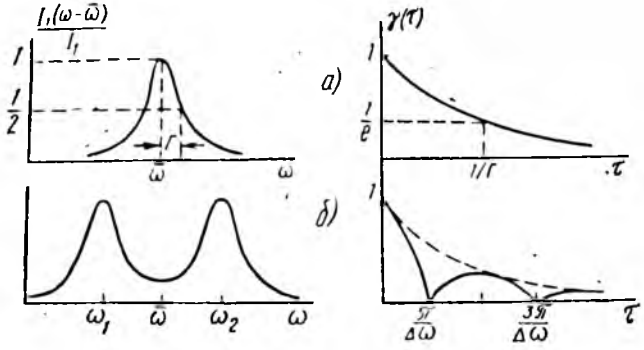
$$\left.\begin{aligned} c(\tau) &= \frac{1}{I_1} \int I_1(\Omega) \cos \Omega\tau\, d\Omega, \\ s(\tau) &= \frac{1}{I_1} \int I_1(\Omega) \sin \Omega\tau\, d\Omega, \quad \Omega = \omega - \bar{\omega}, \\ \gamma(\tau) &= \sqrt{c^2(\tau) + s^2(\tau)}, \quad \operatorname{tg}\psi(\tau) = s(\tau)/c(\tau). \end{aligned}\right| \tag{22.11}$$

Шундай қилиб, монохроматик бўлмаган дасталар интерференцияси тўғрисидаги ва тўлқин цуглари кўринишидаги дасталар интерференцияси тўғрисидаги тасаввурлар интерференцион манзарада интенсивлик тақсимоти ҳақида айнан бир хил хулосаларга олиб келади. Тўлқин цугларини монохроматик тебранишларга ажратиш тўғрисидаги юқорида келтирилган мулоҳазалар қуйида ўз миқдорий ифодасини топади: $c(\tau)$, $s(\tau)$ функциялар гармоник ташкил этувчилар суперпозициясидан иборат бўлиб, уларнинг амплитудаси тебранишлар интенсивлигининг спектрал зичлигига пропорционал бўлади.

Агар нисбий $I_1(\omega - \bar{\omega})/I_1$ спектрал зичлик маълум бўлса (22.11), (22.5) ва (22.6) муносабатлар $\gamma(\tau)$ когерентлик даражасини, $\psi(\tau)$ фазани, V кўринувчанликни ва интерференцион полосалар вазиятини ҳисоблаб топишга имкон беради. Бу фикрнинг тескариси ҳам тўғри*: агар $\gamma(\tau)$ ва $\psi(\tau)$ маълум бўлса, у ҳолда $I_1(\Omega)/I_1$ ни

$$I_1(\Omega)/I_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \gamma(\tau) \cos\left[\Omega\tau - \psi(\tau)\right] d\tau \tag{22.12}$$

* Фурье алмаштиришларининг хусусий ҳолн бўлмиш (22.12) формула исботини, масалан, бу китобдан қаранг: В. А. Ильин, Э. Г. Позняк, Основы математического анализа, II қисм, «Наука», 1973.



4.19- расм. (22.13), (22.14) (а) ва (22.15), (22.16) (б) муносабатлар тавсифлайдиган ҳолларга тегишли спектрал зичлик ва когерентлик даражаси.

формула бўйича ҳисоблаб топиш мумкин. Бинобарин, интерференцион манзарани тадқиқ этиш нурланишнинг спектрал таркибини аниқлашга имкон беради. Бу метод фурье-спектроскопия деб аталган ва қатор сабабларга кўра спектрнинг инфрақизил соҳасида ишлашда айниқса кенг қўлланади.

Бир қанча мисол кўриб чиқамиз. Бевосита ҳисоб қилиб,

$$I_1(\omega-\bar{\omega}) = I_1 \frac{\Gamma/\pi}{\Gamma^2+(\omega-\bar{\omega})^2} \qquad (22.13)$$

спектрал зичликка

$$\gamma(\tau) = \exp(-\Gamma|\tau|) \qquad (22.14)$$

когерентлик даражаси мос келишига ишонч ҳосил қилиш осон.

Демак, давом этиш вақти турлича бўлган тўлқин цугларининг когерентлик даражасига (22.13) формуладан $\Gamma = 1/\bar{T}$ қийматда аниқланадиган спектрал зичлик мос келади (22.9) га солиштиринг). Г катталик шундай частоталар интервалига тенгки, бу интервалда $I_1(\omega-\bar{\omega})$ ўзининг $\omega=\bar{\omega}$ даги максимал қийматидан икки марта кичраяди (4.19-а расм). Г билан $\bar{T}$ нинг тескари пропорционаллигига эътибор бериш лозим, бу боғланиш тўлқин цугининг давом этиш вақти билан монохроматик бўлмаган ёруғлик дастаси интенсивлигининг муҳим қисми тўғри келадиган спектрал интервал катталиги орасидаги умумий муносабатнинг хусусий ҳолидир (қ. 21-§ охири).

Агар спектрал зичлик ω_1 ва ω_2 частоталарда максимал қийматларга эришадиган икки ташкил этувчидан иборат бўлиб, бу ташкил этувчиларнинг интенсивлиги ва Г ярим кенглиги бир хил, (22.13) кўринишидаги шакли бир хил бўлса, яъни

$$I_1(\omega-\bar{\omega}) = \frac{1}{2} I_1 \left[\frac{\Gamma/\pi}{\Gamma^2+(\omega-\omega_1)^2} + \frac{\Gamma/\pi}{\Gamma^2+(\omega-\omega_2)^2}\right], \qquad (22.15)$$

бу ерда $\bar{\omega} = 1/2\ (\omega_1 + \omega_2)$ бўлса, у ҳолда когерентлик даражаси

$$\gamma(\tau) = \exp\ (-\Gamma|\tau|)\,|\cos(\Delta\omega\,\tau/2)| \qquad (22.16)$$

бўлади (бу ерда $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$), $|\tau|$ ўсган сари $\gamma(\tau)$ камайишидан ташқари, $2\pi/|\Delta\omega|$ га тенг бўлган давр билан, яъни спектрал зичлик компонентлари орасидаги масофага тескари пропорционал бўлган давр билан осцилляциялар қилади (қ. 4.19-б расм). Бу осцилляциялар ўровчисини компонентларнинг Г ярим кенглиги аниқлайди.

Энди нурлантириш процессининг бошқача моделини кўриб чиқамиз: Нур чиқараётган атом ҳаракатини эътиборга оламиз ва унинг нурланишининг цугларга ажралишини ҳисобга олмаймиз. Допплер эффекти туфайли (қ. XXI боб) ёруғликнинг кузатиш жойидаги ω частотаси ҳаракатсиз атом чиқарган ёруғликнинг $\bar{\omega}$ частотасидан

$$\omega - \bar{\omega} = \frac{v}{c}\,\bar{\omega}$$

катталикча фарқ қилади, бундаги v — атом тезлигининг кузатиш йўналишидаги проекцияси. Ёруғлик манбаи газ бўлсин; бу газнинг ёруғлик чиқараётган атомлари турли тезликларга эга ва, бинобарин, бутун газ монохроматик бўлмаган ёруғлик чиқаради. Атомлар ўз тезликларининг кузатиш йўналишидаги проекциялари бўйича Максвелл қонунига кўра тақсимланган бўлсин:

$$(\sqrt{\pi}\,\bar{v})^{-1}\exp\ [-(v/\bar{v})^2],\quad \bar{v}^2 = 2kT/m,$$

бунда k — Больцман доимийси, m — атом массаси, T — абсолют температура*. У ҳолда газ нурланиши интенсивлигининг спектрал зичлиги қуйидагича ифодаланади:

$$I_1(\omega - \bar{\omega}) = I_1\,[\sqrt{\pi}\,\bar{\omega}\,\bar{v}/c]^{-1}\exp\,[-(\omega - \bar{\omega})^2/(\bar{\omega}\,\bar{v}/c)^2]; \qquad (22.17)$$

бу ҳолда у ярим кенглиги

$$\bar{\omega}\,\bar{v}/c \qquad (22.18)$$

бўлган Гаусс функцияси экан. Бу ҳолда когерентлик даражасини ҳисоблаб (қ. 23-машқ)

$$\gamma(\tau) = \exp\ [-(\tau/\bar{\tau})^2],\quad \bar{\tau} = 2c/\bar{v}\,\bar{\omega} \qquad (22.19)$$

муносабатни топамиз. τ ўсган сайин когерентлик даражаси монотон камаяди ва

$$\tau = \bar{\tau} = 2c/\bar{v}\,\bar{\omega} = \lambda/\pi\,\bar{v} \qquad (22.20)$$

бўлганида у ўз максимал қийматидан e марта кичик бўлади. Демак, τ катталик цугнинг ўртача давом этиш вақтига ўхшаш ролни ўйнайди. Нурлантириш процессининг олдинги схемасидаги сингари, когерентлик вақти интенсивликнинг спектрал зичлигининг ярим

* Бу ерда когерентлик вақти ва абсолют температура айни бир T ҳарфи билан белгиланган, лекин бу ҳол англашилмовчиликка олиб келмайди, чунки нима ҳақида сўз кетаётгани текстдан маълум.

кенглигига тескари пропорционал, лекин пропорционаллик коэффициенти бошқача (2 марта катта) экан.

Номонохроматиклик ва қисман когерентлик вужудга келишининг биз кўриб чиққан механизмининг (у Допплер механизми деб аталади) ажойиб хусусияти — бу ҳолда когерентлик вақтининг фақат газ температурасига, нурланишнинг ўртача частотасига ва атом оғирликка боғлиқлигидир. Атом оғирлиги ≈ 100 ва $T \approx 300$ К бўлган газ учун когерентлик узунлиги қийматини топамиз:

$$L = c\bar{\tau} = \frac{1}{\pi}\,\lambda\,\frac{c}{v} \approx 21 \text{ см } (\lambda = 0{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ мм}).$$

Таҳлил қилинган мисоллар $\gamma(\tau)$ функциянинг умумий кўриниши спектрал зичлик хусусиятларига қанчалик сезгир эканлигини яққол кўрсатади. Бу ҳол кўринувчанлик эгри чизиғидан нурланишнинг спектрал таркибини анализ қилишда фойдаланиш имкониятини равшанлаштиради. Бундай усулни биринчи марта Майкельсон қўллаган; Майкельсон сийрак газлар нурланишининг деярли барча спектрал чизиқлари жипс жойлашган бир неча компонентлардан иборат эканлигини аниқлай олди, бу чизиқларни оддий спектрал асбоблар ажрата олмайди.

Ҳозиргача биз $\gamma(\tau)$ когерентлик даражасини ва $\psi(\tau)$ фазани интерференцион манзаранинг жумладан, полосалар контрастлиги ва вазиятини аниқлашга имкон берадиган характеристикалари деб ҳисоблаб келдик. Бу катталикларни бирмунча умумийроқ маънода тушуниш ҳам мумкин. Гап шундаки, интерференцион манзаранинг бирор нуқтасида қўшилишадиган ёруғлик тебранишларини ёруғлик манбандаги ёруғлик тебранишлари бир қийматли аниқлайди: M ва S_1, S_2 нуқталардаги тебранишлар амплитудалари бир-бирига пропорционал, фазалари эса $2\pi d_1/\lambda$, $2\pi d_2/\lambda$ миқдорларча фарқ қилади. Шунинг учун $\gamma(\tau)$ ва $\psi(\tau)$ функцияларни манбада t ва $t+\tau$ пайтларда рўй бераётган ёруғлик тебранишларининг характеристикаси деб айтиш мумкин. Ёруғлик тебранишларининг бирор пайтдаги ҳолатини характерлайдиган майдон кучланганлигидан фарқли равишда, $\gamma(\tau)$ когерентлик даражаси ва $\psi(\tau)$ фаза ёруғлик тебранишларининг турли t ва $t+\tau$ пайтлардаги ҳолатини тавсифлайди.

Бу нуқтаи назарни ривожлантириш тарзида ёруғлик майдонининг янада умумийроқ характеристикасини қараб чиқамиз, бу характеристика ёруғлик тебранишларининг турли хил икки пайтдаги ва фазонинг икки хил нуқтасидаги ҳолатини тавсифлайди. P_1 ва P_2 ихтиёрий икки нуқта танлаб оламиз, бу нуқталарда юз бераётган ёруғлик тебранишлари қуйидагича бўлсин:

$$\left.\begin{aligned} s_1(P_1, t) &= a_1(P_1, t)\cos[\bar{\omega}t + \varphi_1(P_1, t)], \\ s_2(P_2, t) &= a_2(P_2, t)\cos[\bar{\omega}t + \varphi_2(P_2, t)]. \end{aligned}\right\} \qquad (22.21)$$

Илгаригидек, $a_1(P_1, t)$, $a_2(P_2, t)$ амплитудаларни ва $\varphi_1(P_1, t)$, $\varphi_2(P_2, t)$ фазаларни вақтнинг тасодифий функциялари деб ҳисоб-

лаймиз. Ҳозирча мутлақо расман $c(\tau)$, $s(\tau)$ га ўхшаш катталиклар киритамиз:

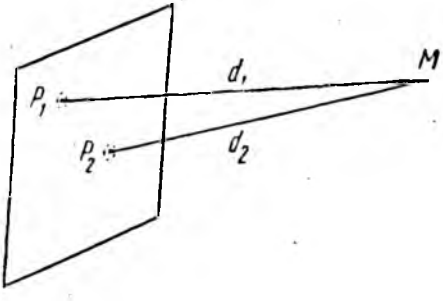
$$\left.\begin{aligned} c_{12}(\tau) &= [\overline{a_1^2(P_1)\, a_2^2(P_2)}]^{-1/2}\times \\ &\times \overline{a_1(P_1,\ t)\ a_2(P_2, t+\tau)\cos[\varphi_2(P_2, t+\tau)-\varphi_1(P_1, t)]};\\ s_{12}(\tau) &= [\overline{a_1^2(P_1)\ a_2^2(P_2)}]^{-1/2}\times \\ &\times \overline{a_1(P_1, t)\, a_2(P_2, t+\tau)\sin[\varphi_2(P_2, t+\tau)-\varphi_1(P_1, t)]} \end{aligned}\right| \quad (22.22)$$

ва улардан $\gamma(\tau)$, $\psi(\tau)$ лар сингари комбинациялар тузамиз:

$$\gamma_{12}(\tau) = \sqrt{c_{12}^2(\tau)+s_{12}^2(\tau)},\ \operatorname{tg}\psi_{12}(\tau) = s_{12}(\tau)/c_{12}(\tau). \quad (22.23)$$

Равшанки, $\gamma_{12}(\tau)$ катталик $s_1(P_1, t)$ ва $s_2(P_2, t)$ тебранишларнинг интерференциялашиш қобилиятининг ўлчови бўлади. Ҳақиқатан ҳам, ёруғлик йўлига иккита P_1 ва P_2 кичик тешиги бўлган экран ўрнатайлик (4.20-расм), бу тешиклар ёруғлик тўлқинларини ўтказиб юборади. Ёруғлик майдонининг бошқа нуқталаридан чиққан тўлқинларни экран тутиб қолади. Дифракцион ҳодисалар туфайли экран орқасида тўлқинлар деярли барча йўналишларда тарқалади. Бинобарин, P_1, P_2 нуқталар яқинидаги тешиклар ёруғлик манбалари ролини ўйнайди, экран орқасида интерференцион манзара ҳосил бўлади. Агар $-\tau$ ни биринчи тешикдан чиққан тўлқиннинг иккинчи тешикдан чиққан тўлқинга нисбатан кечикиш вақти, яъни $(d_2 - d_1)/c$ вақт деб тушунилса, у ҳолда $\gamma_{12}(\tau)$, $\psi_{12}(\tau)$ катталиклар интерференцион полосаларнинг вазияти ва контрастлигини аниқлайди. Шундай қилиб, $\gamma_{12}(\tau)$ катталик — йўл фарқи $d_2 - d_1 = c\tau$ бўлгани ҳолда P_1, P_2 нуқталардаги тебранишларнинг интерференциялашиш қобилиятини ёки бошқача айтганда бир-биридан τ қадар фарқланувчи турли пайтларда P_1, P_2 нуқталардаги ёруғлик тебранишлари когерентлигини характерлайди. $\tau_{12}(\tau)$ катталик P_1, P_2 *нуқталардаги ёруғлик тебранишларининг когерентлик даражаси* ёки соддагина қилиб *когерентлик даражаси* деб аталади.

P_1, P_2 нуқталар ихтиёрий танланган эди; хусусий ҳолда улар устма-уст тушиши мумкин. Бу ҳолда $s_1(P_1, t)$, $s_2(P_2, t+\tau)$ тебранишлар юз берадиган пайт билан фарқланишади ва бу ҳолда гап тебранишларнинг *вақт бўйича когерентлиги* ҳақида боради. Юқорида таҳлил қилинган интерференцион тажрибаларда айни бир нуқтавий манбанинг икки S_1 ва S_2 тасвири ёруғлик



4.20- расм. P_1 ва P_2 нуқталардаги ёруғлик тебранишларининг $\gamma_{12}(\tau)$ когерентлиги даражасини тушунтиришга доир.

манбалари сифатида хизмат қилган эди, ўша тажрибаларда худди вақт бўйича когерентлик муҳимдир, чунки бу ҳолда турли пайтларда, лекин айни бир ҳақиқий нуқтавий ёруғлик манбаида юз бераётган тебранишлар қўшилишади.

Агар t ва $t+\tau$ пайтлар бир хил ($\tau = 0$), лекин P_1, P_2 нуқталар турли нуқталар деб ҳисобланса, у ҳолда $\gamma_{12}(0)$ катталик P_1, P_2 нуқталарда бир вақтда юз берадиган тебранишлар когерентлигини характерлайди. Бу ҳолда P_1, P_2 *нуқталардаги тебранишларнинг фазовий когерентлиги* ёки қисқача, *фазовий когерентлик* ҳақида гапирилади.

Фазовий когерентлик оптик системаларда (асбобларда) тасвир ҳосил бўлишида муҳим роль ўйнайди. Оптик системаларнинг таутохронизми туфайли (қ. 20-§) турли нуқталар тасвирларидаги ёруғлик тебранишлари ёруғлик манбаидаги, яъни тасвирланаётган буюмдаги бир вақтда юз бераётган тебранишларга мос келади. Шу билан бирга, дифракцион ҳодисалар ва аберрациялар оқибатида тасвир текислигининг ҳар бир нуқтасига буюмнинг турли нуқталари чиқарган тўлқинлар келади. Агар буюм ўзи ёруғлик чиқарадиган бўлса, бу ҳолда унинг турли нуқталаридаги тебранишлар когерент бўлмайди ва тасвирда унинг текислигининг мазкур нуқтасига буюмнинг турли нуқталаридан келувчи интенсивликлар қўшилиши мумкин. Агар буюм ўзи ёруғлик чиқармайдиган бўлса, у ҳолда унинг турли нуқталари, умуман айтганда, қисман когерент бўлади ва интенсивликларни қўшиб бўлмайди. Ҳақиқатан ҳам, ўзи ёруғлик чиқармайдиган буюмлар бегона ёруғлик манбаидан буюмга тушаётган тўлқинларнинг сочилиши оқибатида кузатилади. Агар бундай манба ёруғликнинг нуқтавий манбаи бўлса, у ҳолда ёритилаётган буюмнинг барча нуқталаридаги ёруғлик тебранишлари қатъий маълум фазавий муносабатда бўлади, яъни тамомила когерент бўлади ва тасвирда унинг текислигининг мазкур нуқтасига буюмнинг турли нуқталаридан келаётган тебранишлар интенсивликлари эмас, балки амплитудалари қўшилиши лозим.

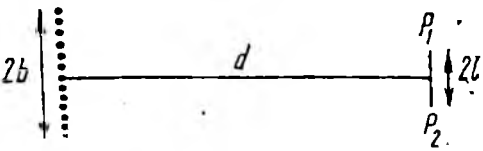
Микроскопда кузатиладиган ва бегона ёруғлик манбаи ёритадиган препарат (қ. 97-§) ёки нурланиш спектри кузатилиши керак бўлган манба ёритадиган спектрал аппаратнинг тирқиши ҳам (қ. 100-§) ўзи ёруғлик чиқармайдиган буюмга мисол бўла олади. Ниҳоят, кундузги ёруғликда ёки сунъий ёритишда бевосита кўз билан кузатиладиган барча буюмлар ўзи ёруғлик чиқармайдиган буюмлар жумласига киради.

Юнгнинг интерференцион тажрибасида (қ. 16-§) қандайдир ёруғлик манбаи ёритадиган икки тирқиш ёруғлик манбалари хизматини ўтайди, яъни тажриба схемаси ўзининг муҳим белгилари бўйича 4.20-расмдаги схемага мос тушади. Агар йўл фарқи қиёсан кичик бўлса-ю, паст тартибли полосалар кузатилаётган бўлса, у ҳолда интерференцион полосалар контрастлигини асосан тирқишлар ёритилишининг фазовий когерентлиги даражаси аниқлайди.

Майкельсоннинг юлдуз интерферометрида ҳам аҳвол шунга ўхшаш бўлиб (қ. 45-§), бунда интерферометр тирқишлари ёритилишининг қисман фазовий когерентлиги юлдузларнинг бурчакли ўлчамларини ўлчаш воситаси бўлиб хизмат қилади. Соддалаштирилган қуйидаги схемани таҳлил қилиб, юқорида санаб ўтилган барча ҳолларда қисман фазовий когерентликнинг ролини тушуниш мумкин. Ёруғликнинг чизиқли манбаининг турли нуқталари жуда тасодифий фазали тўлқинлар чиқараётган бўлсин. Шу кенг ёруғлик манбаи P_1, P_2 нуқталарда вужудга келтирган ёруғлик майдонининг фазовий когерентлигига эътибор берамиз. Кенг манба модели сифатида узунлиги $2b$ бўлган тўғри чизиқ кесмасида тенг масофаларда (эквидистант равишда) жойлашган (4.21-расм) ва тенг амплитудали, лекин мутлақо ихтиёрий фазали ёруғлик тўлқинлари чиқарувчи нуқталар тўплами қабул қилинади (ёруғлик чиқарувчи нуқталар деганда яққоллик учун ёруғлик манбаининг айрим атомларини тушуниш мумкин). Ҳисобнинг кўрсатишича (қ. 24-машқ), ёруғлик манбаига параллел тўғри чизиқ устида ётган ва бир-биридан $2l$ масофада турган икки P_1, P_2 нуқтадаги тебранишлар когерентлиги даражаси қуйидагига тенг:

$$\gamma_{12}(0) = \left|\frac{\sin\alpha}{\alpha}\right|, \qquad \alpha = 4\pi bl/\lambda d, \qquad (22.24)$$

бунда d — манба билан кузатиш нуқталари орасидаги масофа. 4.22-расмда когерентлик даражасининг $\alpha = 4\pi bl/\lambda d$ катталикка боғланиш графиги кўрсатилган. α ортиб борганида $\gamma_{12}(0)$ когерентлик даражаси дастлаб камаяди, $\alpha = \pi$ бўлганда у нолга айланади ва α нинг янада катта қийматларида $\gamma_{12}(0)$ нинг қиймати тебранади, лекин тахминан 0,2 дан ортмайди. Шундай қилиб, $\alpha < \pi$ тенгсизликни фазовий когерентликнинг мавжудлик шарти сифатида қабул қилиш мумкин.

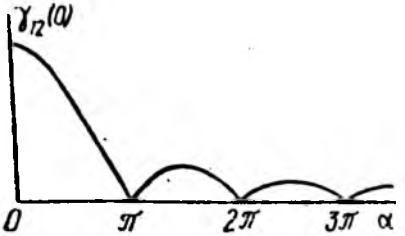


4.21-расм. $\gamma_{12}(0)$ фазовий когерентлик даражасини ҳисоблашга доир.

Агар P_1, P_2 нуқталар орасидаги $2l$ масофа ўзгартирилмаса, у ҳолда когерентликнинг мавжудлик шартидан манба ўлчамларига қўйиладиган

$$\theta = 2b/d < \lambda/2l$$

чеклаш (шарт) келиб чиқади. Бинобарин, ёруғлик манбаининг θ бурчакли ўлчамлари λ тўлқин узунликнинг P_1, P_2 ...



4.22-расм. Ўзи ёруғлик чиқарувчи кенг манба ҳолида фазовий когерентлик даражасининг $\alpha = 4\pi bl/\lambda d$ га боғланиш графиги.

нуқталар орасидаги $2l$ массфага нисбатидан ортиқ бўлмаслиги керак. Шундай қилиб, амалда когерент ёритиш учун ёруғликнинг қатъий нуқтавий манбаини қўлланиш зарур эмас. Агар, масалан, $\alpha = л/4$ бўлса, у ҳолда $\gamma_{12}(0) = 0{,}90$, яъни когерентлик даражаси ёругликнинг қатъий нуқтавий манбаи бўлгандагидан атиги 10% кам.

Энди ёруғлик манбаининг бурчакли ўлчамлари ўзгартирилмасин. У ҳолда $\alpha < л$ шарт P_1, P_2 нуқталардаги тебранишларнинг қисман когерентлигини эътиборга олиш лозим бўладиган $2l_{ког}$ масофаларни аниқлайди. Бир-биридан $2l_{ког}$ дан ортиқ бўлмаган масофада жойлашган нуқталар тўпламн *когерентлик соҳаси* дейилади. (22.24) муносабатни ҳисобга олиб, $\alpha < л$ шартдан

$$2l < 2l_{ког} = \lambda/\theta$$

шартни топамиз.

Қуёш ёритганда (унинг бурчак ўлчами $0 = 30' = 0{,}9 \cdot 10^{-2}$ рад) когерентлик соҳаси ўлчами $1{,}1 \cdot 10^2 \lambda = 0{,}06$ мм ($\lambda = 0{,}55 \cdot 10^{-3}$ мм учун). Бу ҳисобдан Юнг тажрибаси учун (Қуёш ёруғлик манбаи сифатида олинганда) қуйидаги хулоса чиқади: S_1, S_2 тирқишларни (қ. 4.10-расм) 0,06 мм дан яқин жойлаштириш лозим ва кўринувчанлиги, масалан, 0,90 бўлган равшан интерференцион полосалар кузатилиши учун $2l = 0{,}015$ мм бўлиши керак.

Агар кузатилаётган буюмга Қуёшнинг бевосита ўзидан тушаётган ёруғлик эмас, балки атрофдаги буюм ёки булутлардан сочилган ёруғлик тушаётган бўлса, бу буюмларнинг айрим нуқталарини когерент бўлмаган тўлқинлар манбалари деб ҳисоблаш (уларнинг когерентлик соҳаси ўлчамлари 0,06 мм га тенг) ва бу ҳолда ҳам когерент бўлмаган кенг манба моделидан фойдаланиш мумкин. Буюм ҳар тарафлама ёритилганда $\theta \approx 1$ деб ҳисоблаш мумкин ва когерентлик соҳасининг ўлчамлари $2l_{ког} \approx \lambda$ муносабатга бўйсунади.

250 мм масофадан (энг яхши кўриш масофасидан) кузатишда кўзнинг ажрата олиш қобилияти тахминан 0,1 мм бўлади. Шу масофада жойлашган ва ҳатто Қуёшнинг ўзидан бевосита тушаётган ёруғлик ёритаётган икки кичик буюмни амалда когерент бўлмаган манбалар деб ҳисоблаш мумкин. Бу хулоса ҳар тарафлама ёритилишга албатта тегишлидир. Шундай қилиб, табиий шароитда қуролланмаган кўз билан кузатганда буюмларнинг турли нуқталаридан кўзга тушаётган тўлқинларнинг қисман когерентлигини эътиборга олмаса ҳам бўлади. Аксинча, ажрата олиш қобилияти тўлқин узунлик тартибида бўлган микроскоп ёрдамида кузатганда буюм ёритилишининг қисман когерентлигини ҳисобга олиш албатта зарур.

Фазовий когерентликнинг муҳокама қилинаётган критерийси идеаллаштирилган содда ҳол — эквидистант равишда жойлашган

ёруғланувчи нуқталардан иборат чизиқли ёруғлик манбаи учун келтириб чиқарилган эди. Аммо бу критерий ихтиёрий жойлашган ёруғланувчи нуқталардан иборат ҳар қандай кенг ёруғлик манбаи учун ҳам сифат томондан ўз кучида қолишини кўриш қийин эмас. Бу фикрнинг тўғри эканлигига ишониш учун ёруғлик чиқарувчи нуқталарни j индекс билан белгилаймиз ва кузатиш нуқтасида j-манба вужудга келтирган s_{1j} тебранишни

$$s_{1j} = a_j \cos(\omega t - 2\pi d_{1j}/\lambda + \varphi_j)$$

кўринишда ёзамиз, бунда a_j ва φ_j лар ёруғликнинг j-нуқтавий манбаини характерловчи амплитуда ва фаза, d_{1j}—манбадан P_1 нуқтагача бўлган масофа. Бутун кенг манба P_1 нуқтада вужудга келтирган s_1 тебраниш барча s_{1j} тебранишлар йиғиндисидир:

$$s_1 = \sum_j s_{1j}.$$

a_j амплитудалар ва φ_j фазалар тасодифий катталиклардир, лекин ҳар бир a_j, φ_j, d_{1j} конкрет тўплам учун натижавий тебранишнинг амплитуда ва фазаси муайян қийматга эга бўлади. P_1 нуқтадан P_2 нуқтага ўтилганда қўшилаётган тебранишларнинг фазалари ўзгаради (чунки P_2 нуқтагача бўлган d_{2j} масофа d_{1j} масофадан фарқ қилади) ва натижавий тебраниш P_1 нуқтадагидан фарқли амплитудага эга бўлиб қолади. P_1 ва P_2 нуқталардаги натижавий тебранишлар амплитудалари фақат P_1 ва P_2 орасидаги $2l$ масофа етарлича катта бўлганида (яъни турли нуқтавий манбалар учун ҳисобланган йўлларнинг $d_{2j} - d_{1j}$ фарқлари камида тўлқин узунлик тартибидаги миқдорча фарқ қилганда) сезиларли фарқ қилади. Акс ҳолда барча қўшилувчи (парциал) тебранишларнинг фазалари амалда бир хил миқдорда ўзгаради ва натижавий тебраниш амплитудаси олдингидай қолади. 15-§ да қилинганга ўхшаш содда ҳисоблар ёрдамида P_1, P_2 нуқталар орасидаги $2l$ масофа

$$2l2b/d > \lambda$$

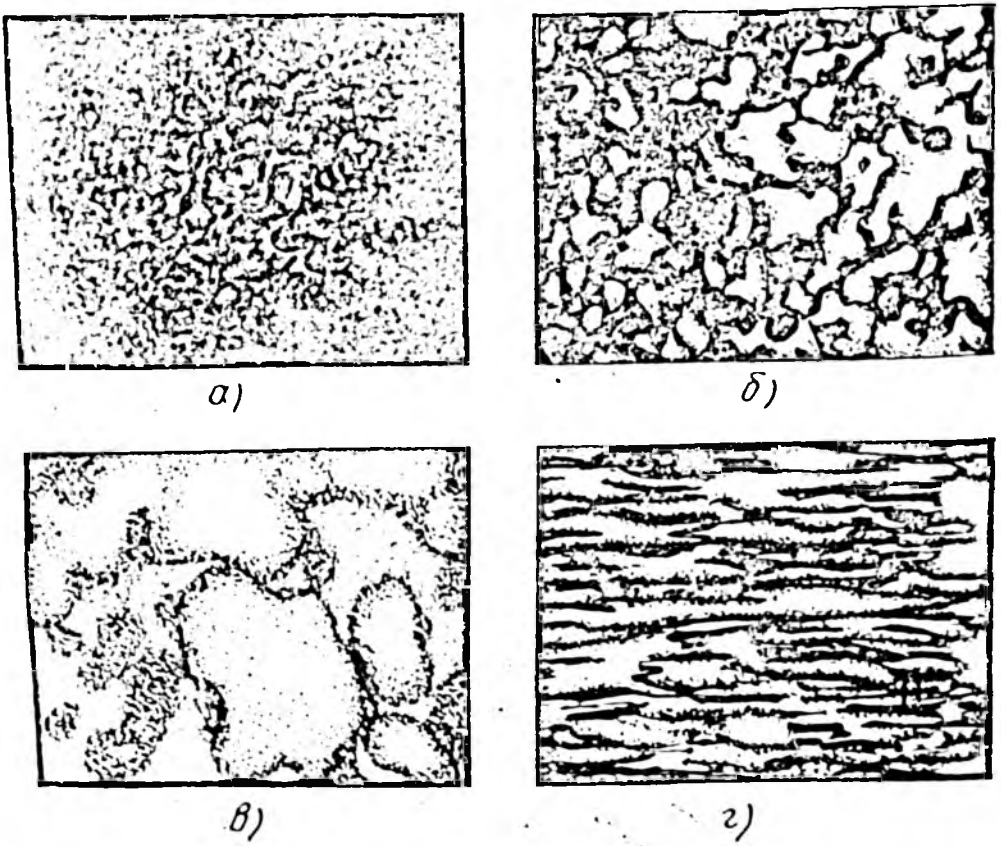
тенгсизликни қаноатлантириши кераклигини топамиз. Лекин бу шарт P_1 ва P_2 нуқталардаги тебранишларнинг амалда когерент эмаслиги шарти билан бир хил бўлади. Тенгсизликнинг

$$2l < \lambda d/2b = 2l_{\text{ког}} \qquad (22.25)$$

тескари белгиси P_1, P_2 нуқталардаги тебранишларнинг амалда когерентлигини билдиради, яъни когерентлик соҳасининг ўлчамларини аниқлайди. Шундай қилиб, (22.25) тенгсизлик фазовий когерентликнинг ёруғликнинг ихтиёрий кенг манбаларига қўллана оладиган универсал критерийсидир. Бу натижа ёритишнинг конкрет мисолларининг (Қуёш ёруғлиги билан ёритиш ва ҳоказо) юқорида ўтказилган муҳокамаси ўринли эканлигини тасдиқлайди.

Когерентлик даражаси ва когерентлик соҳаси ўлчами тасодифий ёруғлик майдонининг ўртача характеристикалари эканлигини назарда тутиш лозим. Ёруғликнинг кенг манбаи сиртида тасодифий фаза ва амплитудаларнинг ҳар бир конкрет қийматларида экранда ёритилганлик тақсимоти конкрет бўлади, лекин бу тақсимот номунтазам бўлади. Ёруғликнинг кенг манбаи (гелий - неонли лазер нурланиши ёритган яхши хира ойна манба бўлган; 4.23-а—в расм учун ёритилган соҳа тахминан $2b = 0{,}3$ мм диаметрли доирача бўлган) фотоплёнкада вужудга келтирган ёритилганлик фотографиялари (позитивлари) 4.23-расмда кўрсатилган. Фотоплёнканинг ёритилганлиги характерли номунтазам «донадор» структурага эга бўлиб, доғлар ёки «доналар» катталиги d масофага пропорционал равишда ортиб боради.

Хира ойнанинг номунтазам бир жинсмасликлари туфайли лазер чиқарган фазовий когерент тўлқин манбанинг нуқтасидан



4.23- расм. Кенг ёруғлик манбаи (хира шиша) хосил қилган ёритилганликнинг тасодифий тақсимоти (манбадан фотоплёнкагача бўлган d масофа 10 см (а), 30 см (б), 100 см (в) бўлган ҳоллар) фотосурати, 1) ҳол тўғри тўртбурчак кўрсатиб турган чўзиқ манбага мос келади.

нуқтасига ўтишда тасодифан ўзгарадиган фаза орттирмалари олади. Шунинг учун сочилган ёруғлик ўзи ёруғлик чиқарувчи кенг манба нурланишига яхши ўхшайди ва хира ойна билан ўтказилган тажриба натижаларини юқорида бажарилган ҳисобга таққослаш мумкин.

Равшанки, фотосуратнинг ёритилганлиги юқори бўлган соҳалари хира ойнанинг турли нуқталаридан бу жойларга келаётган тўлқинларнинг тасодифий сабабларга кўра асосан бир хил фазали (синфазали) бўлишига мос келади. Аксинча, ёритилганлиги паст бўлган соҳалари хира ойнанинг турли нуқталаридан бу жойларга келаётган тўлқинлар бир-бирини сўндиришига мос келади. Бу тўлқинларнинг синфазалик даражаси кўп ўзгариши учун фотоплёнка текислигида бирор масофага силжиш керак; бу силжишнинг ўртача қиймати когерентлик соҳасининг ўлчамини аниқлайди. Шундай қилиб, «ўртача доғ» когерентлик соҳасидир ва унинг ўртача ўлчами когерентлик соҳасининг ўлчамидир. Хира шиша билан фотоплёнка орасидаги d масофа ўзгарганда доналар ўлчами ўзгариши ҳисобга мувофиқ келади, чунки когерентлик соҳасининг $l_{ког}$ ўлчами d га пропорционалдир.

4.23-г расмдаги фотосурат $d = 100$ см шароитда олинган, лекин хира шишада фотосуратда кўрсатилгандек жойлашган $0{,}2 \times 1$ мм^2 ўлчамли соҳа ёритилган бўлиб, у тахминан тўғри тўртбурчак шаклида эди (лазер нурланишини цилиндрик линза фокуслаган). Кўриб турибмизки, когерентлик соҳасининг вертикал ва горизонтал йўналишдаги ўлчамлари кўп фарқланади ва нурланиш манбаининг тегишли ўлчамларига тескари пропорционал бўлади. Бу факт $2l_{ког} \approx \lambda/\theta = \lambda d/2b$ муносабатга олиб келадиган ҳисоб натижаларига мувофиқдир.

Ўзи ёруғлик чиқарадиган манбалардан хира шишанинг муҳим фарқи қуйидагидан иборат: хира шишанинг турли нуқталаридаги ёруғлик тебранишлари орасидаги фазавий муносабатлар мунтазам эмас, лекин вақт ўтиши билан ўзгармайди. Шунинг учун экран ёритилганлигининг донадор структураси ҳам вақт ўтиши билан ўзгармайди. Манба ўзи ёруғлик чиқарадиган бўлган ҳолда эса унинг сиртидаги қандайдир икки нуқтадаги тебранишлар фазалари фарқи тез ўзгариб туради, бу эса етарлича узоқ вақт давомида ёритиб турилганда доналарнинг бетартиб ҳаракат қилишига ва донадор структуранинг йўқолишига олиб келади. Шунинг учун ўзи ёруғлик чиқарувчи буюмлардан оддий шароитда нурланишнинг инерцион қабул қилгичлари билан биргаликда фойдаланилганда биз донадор структурани кузатмаймиз. Хира шиша ёрдамида олинган фотосуратлар ўзи ёруғлик чиқарувчи манбалар ҳолида пайдо бўладиган ёритилганликнинг оний тақсимотига тўғри келади, дейиш мумкин.

Ҳозиргача биз ёруғлик интенсивлиги интерференциялашувчи икки дастанинг йўл фарқига (ёки кечикиш вақтига) боғлиқ равишда

ўлчанадиган интерференцион тажрибаларни кўриб келдик. Бу тажрибаларнинг натижаларини, юқорида аниқланганидек, s_1 ва s_2 тебранишлар орасидаги мослашув даражасини, яъни *корреляцияни* характерловчи $\gamma_{12}(\tau)$ когерентлик даражаси тушунчаси ёрдамида тавсифлаш мумкин. Шунинг учун $\gamma_{12}(\tau)$ *корреляция функцияси* ҳам дейилади.

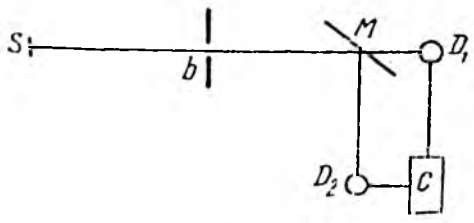
Ёруғлик дасталарининг корреляцион хоссалари намоён бўладиган бирмунча бошқа типдаги тажрибалар бўлиши мумкин. Ишнинг моҳиятини тажрибанинг 4.24-расмда тасвирланган схемасидан (Браун ва Твисс, 1956 й.) тушуниб олса бўлади. S манбадан чиққан ёруғлик кичик b тешикдан (ўлчами когерентлик соҳасининг ўлчамидан кичик) ўтади, ярим шаффоф M кўзгу уни икки дастага ажратади ва бу дасталар D_1 ва D_2 қабул қилгичларга тушади. D_1, D_2 да пайдо бўлган фототоклар С корреляторда радиотехник методлар билан ўзаро кўпайтирилади ва кўпайтманинг ўрта қиймати олинади. Қабул қилгичлардан бирини силжитиб ва шу билан икки дастадан бирини-биридан кечиктириб,

$$G(\tau) = \frac{1}{I^2}\frac{1}{t}\int_0^t I(t')\, I(t'+\tau)\, dt' \qquad (22.26)$$

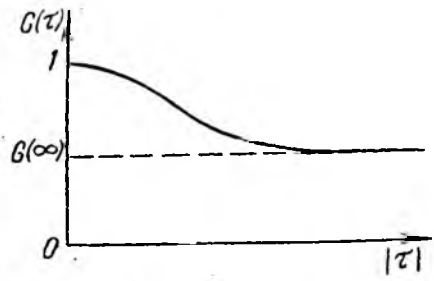
катталикни τ нинг функцияси сифатида ўлчаш мумкин. τ кечикишни радиотехник усул билан ҳам киритса бўлади.

Шундай типдаги тажрибада $G(\tau)$ ни ўлчаш натижалари 4.25-расмда тасвирланган. $G(\tau)$ функция графигининг бош хусусиятлари τ нинг кичик қийматларида бирмунча кескин ифодаланган максимумининг мавжуд бўлиши ва τ нинг катта қийматларида $G(\tau)$ нинг тахминан ўзгармай қолишидир.

Агар дасталарнинг $I(t)$ интенсивлигининг вақт ўтиши билан доимий бўлиб қолавермаслиги эътиборга олинса, $G(\tau)$ функциянинг айтиб ўтилган хусусиятларини осон тушуниб олиш мумкин. Акс ҳолда $G(\tau) = 1$ бўлади. Ҳақиқатда $I(t)$ интенсивлик вақт



4.24-расм. Интенсивликлар корреляциясини ўлчаш тажрибасининг схемаси.



4.25-расм. $G(\tau)$ функция графиги.

ўтиши билан тасодифий модуляцияланган, яъни у максимум ва минимумларнинг тасодифий кетма-кетлигидан иборат. $\tau = 0$ бўлганда (22.26) ифодадаги интеграл остидаги функциянинг бир кўпайтувчисининг барча максимумлари иккинчи кўпайтувчисининг максимумлари билан бир хил бўлади ва натижада $G(0)$ нинг қиймати ортиқ бўлади. Агар τ кечикиш вақти етарлича катта бўлса, кўпайтувчилар максимумлари вазияти орасидаги корреляция йўқолади ва $G(\tau)$ катталик $G(0)$ га нисбатан камаяди. Шундай қилиб, $G(\tau)$ функция t ва $t+\tau$ пайтлардаги интенсивлик қийматларининг корреляция даражасини τ кечикиш вақтига боғлиқ равишда характерлайди. Интенсивлик майдон амплитудасининг квадратига боғлиқ бўлганлиги сабабли, $G(\tau)$ функция *иккинчи тартибли корреляцион функция* деб аталган.

$G(\tau)$ функцияни назарий йўл билан ҳисоблаш учун амплитудаси модуляцияланган тўлқин цуглари моделидан фойдаланамиз, яъни T вақт давомида $I(t)$ интенсивлик қиймати ўзгармайди, аммо T вақт ўтгач тасодифий миқдорга сакраб ўзгаради, деб ҳисоблаймиз. Амплитудаси модуляцияланган цуглар моделига оид 21-машқ схемаси бўйича ҳисоб қилиб, қуйидагини топиш мумкин:

$$G(\tau) = \begin{cases} (\overline{I})^2/\overline{I^2} + [1 - |\tau|/T][1 - (\overline{I})^2/\overline{I^2}], & |\tau| \leqslant T, \\ (\overline{I})^2/\overline{I^2}, & |\tau| \geqslant T. \end{cases} \quad (22.27)$$

Шундай қилиб, $G(\tau)$ функция сифатининг бош хусусиятларини, яъни $|\tau|$ кичик бўлганда максимум ва $|\tau|$ катта бўлганда ўзгармаслик хусусиятларини бу модель тўғри акс эттиради. Интерференцион тажрибалар ҳолидагидек, корреляция вақтини тўлқинлар цугининг T давом этиш вақти аниқлайди.

$\tau = 0$ бўлганда жойлашган максимумнинг нисбий катталиги, яъни

$$g = \frac{G(0)}{G(\infty)} = \frac{\overline{I^2}}{(\overline{I})^2}$$

нисбат алоҳида эътиборга сазовордир. Интенсивлиги I га тенг бўлган цугларнинг нисбий сонини Рэлейнинг

$$\exp(-I/\overline{I})$$

тақсимот қонуни аниқлайди, деб фараз қиламиз. У ҳолда содда ҳисоблар (қ. 25-машқ) $g = 2$ эканини кўрсатади. Рэлейнинг тақсимот қонунида интенсивликнинг унча катта бўлмаган флуктуациялари бўлади. Масалан, интенсивликнинг ўртача қийматдан икки мартадан ортиқ қийматлари атиги 14% ҳолларда учрайди. Чуқурроқ таҳлилнинг кўрсатишича, атомлари бир-биридан мустақил равишда тўлқинлар чиқарадиган манбалар учун бундай ҳолат қонунийдир.

g миқдорнинг қийматлари катта бўлиши нурланиш интенсивлигининг максимал оний қиймати унинг ўртача қийматидан анча

ортиқ бўлишини билдиради. Масалан, баъзи лазерларда нурланиш кучли «чақнашлар» кўринишида бўлиб, «чақнашлар» орасида ўтган вақт чақнашлар давом этган вақтнинг ўзидан анча катта (қ. 230-§), бу ҳолда $g \gg 1$.

V боб

ЁРУҒЛИКНИНГ ТУРҒУН ТЎЛҚИНЛАРИ

23-§. Турғун тўлқинлар ҳосил бўлиши. Винер тажрибалари

Юқорида кўрсатилганидек, барқарор интерференцион манзара ҳосил қилиш учун бир-бирининг устига тушувчи энг камида иккита когерент тўлқин бўлиши зарур. Икки когерент тўлқин ҳосил қилишнинг Френель кўрсатган методи тушувчи тўлқинни бирор усул билан иккига ажратишдан иборат. Икки когерент тўлқинни устмауст туширишнинг жуда қизиқ ва муҳим интерференция ҳолига келтирувчи содда усули деворга тик (нормал равишда) тушган тўлқиннинг қайтишидан иборат; қайтган тўлқин бу ҳолда тескари йўналишда ҳаракатланиб, муҳитнинг ўша қисмларидан яна ўтади. Бунда ҳосил бўладиган интерференцион манзара иккала (тушувчи ва қайтган) тўлқин фазалари муносабатига боғлиқ. Тушувчи ва қайтган тўлқинлар интерференциялашиши шартлари ҳар қандай типдаги тўлқинлар учун ҳам бир хилдир. Улар механика ва акустика курсларида батафсил ўрганилади. Қайтариш процессида тўлқин фазасининг ўзгара олиши мумкинлиги муҳимдир. Шунинг учун тушаётган тўлқин тенгламаси

$$s_1 = a \sin(\omega t - kx) \qquad (23.1)$$

бўлса, у ҳолда $x = 0$ нуқтада қайтган тўлқин тенгламаси

$$s_2 = a \sin(\omega t + kx + \delta) \qquad (23.2)$$

бўлади, бунда, одатдагидек, $\omega = 2\pi/T$ ва $k = 2\pi/\lambda$. x олдидаги ишоранинг ўзгариши тарқалиш *йўналиши* ўзгаришини ифодалайди. δ эса қайтаришда фаза ўзгаришини билдиради. Натижавий тўлқин

$$s = s_1 + s_2 = 2a \cos(kx + 1/2\delta) \sin(\omega t + 1/2\delta) \qquad (23.3)$$

кўринишда ёзилади.

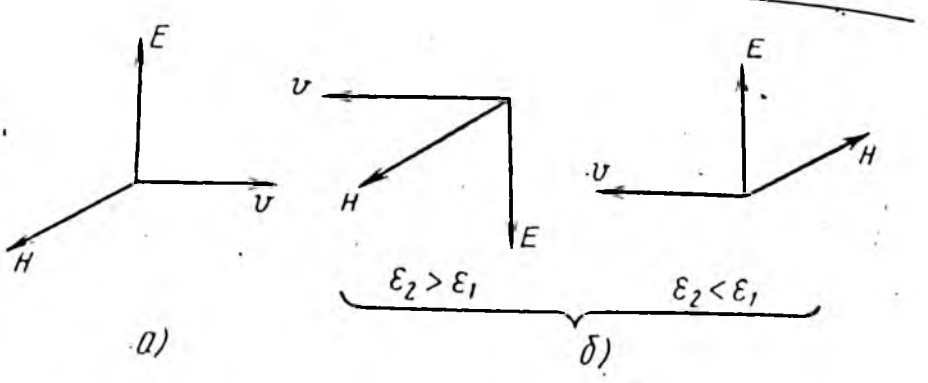
(23.3) формуланинг кўрсатишича, тебранишлар амплитудаси $2a \cos(kx + 1/2\delta)$ га тенг, яъни у муҳитнинг турли нуқталари учун турлича бўлиб, нуқтадан нуқтага ўтишда содда гармоник қонун бўйича ўзгаради. Вақт ўтиши билан даврий ўзгаришни ифодаловчи $\sin(\omega t + 1/2\delta)$ кўпайтувчи эса координатага боғлиқ эмас.

Амплитуданинг

$$2a \cos(kx + 1/2\delta) = 2a \cos(2\pi x/\lambda + 1/2\delta)$$

гармоник функция орқали ифодаланиши амплитуданинг *ишораси* ярим тўлқин соҳасида ўзгармай қолишини ва x нинг $1/2\lambda$ га ўзгарганида, яъни бир ярим тўлқиндан иккинчисига ўтганда ишоранинг қарама-қаршисига ўзгаришини кўрсатади. Бошқача айтганда, бир ярим тўлқин соҳасида барча s лар мусбат бўлган чоғда қўшни ярим тўлқин соҳасида улар манфий бўлади. Агар амплитуда мусбат катталик деб ҳисобланса, у ҳолда кўрсатиб ўтилган ҳолатни мана бундай фикр билан ифодалаш мумкин бўлар эди: тебраниш фазаси ярим тўлқин соҳасида ўзгармай қолади ва бир ярим тўлқиндан иккинчисига ўтишда π га ўзгаради. Бу таърифни турғун тўлқин таърифи деб олиш мумкин.

(23.3) формуладан турғун тўлқинда амплитуданинг ноль қийматига мос келган қатор нуқталар борлиги келиб чиқади. Бу нуқталар $kx + 1/2\,\delta = 1/2n\pi$ шартдан аниқланади, бундаги $n = 1, 3, 5...$— тоқ сонлар. Равшанки, бу нуқталар бир-биридан ярим тўлқинга тенг масофада жойлашган ва турғун тўлқиннинг тугун нуқталари ёки *тугунлари* дейилади. Уларнинг ўртасига амплитуданинг максимал қийматига, яъни $2a$ қийматига мос келадиган нуқталар жойлашган. Бу нуқталарни *дўнгликлар* дейилади. Улар $kx + 1/2\delta = 1/2n\pi$ шартдан аниқланади, бундаги $n = 0, 2, 4...$— жуфт сонлар. Қайтишда фаза ўзгаришини аниқловчи δ катталикка нисбатан эса қуйидаги ҳолатни назарда тутиш зарур. Югурма (электромагнит, эластик ва ҳоказо) тўлқин унинг энергиясининг икки қисмига (электр ва магнит энергиясига, потенциал ва кинетик энергиясига) мос келувчи икки тўлқин тўпламидан иборат. Югурма электромагнитик тўлқинда иккала ($\boldsymbol{E}$ ва $\boldsymbol{H}$) вектор ҳар бир пайтда тарқалиш ($\boldsymbol{v}$) йўналиши билан муайян тарзда боғланган бўлиб, ўнақай винт системаси ташкил этади. (қ. 5.1-расм). Қайтишнинг, яъни тарқалиш йўналишининг қарама-қаршисига ўзгаришининг зарурий шарти $\boldsymbol{E}$ ёки $\boldsymbol{H}$ векторлардан бири йўналишининг қарама-қаршисига ўзгаришидир. Ҳақиқатан ҳам, қайтиш натижасида ҳосил бўлган югурма тўлқинда $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$ ва $\boldsymbol{v}$ векторлар яна ўнақай винт системаси ташкил этиши керак; қайтишда $\boldsymbol{v}$ нинг йўналиши ўзгарганлиги учун $\boldsymbol{E}$ ёки $\boldsymbol{H}$ векторлардан бири ҳам ўз йўналишини сакраб ўзгартириши, яъни фазасини π га қўшимча ўзгартириши ёки, бошқача айтганда, ярим тўлқин йўқотиши керак. Қайтиш юз бераётган чегарадаги шароитга боғлиқ равишда, ярим тўлқинни бу векторлардан бири йўқотиши мумкин. Бу масалани электромагнитик (ёруғлик) тўлқинлар учун XXIII бобда батафсил кўриб чиқамиз, ҳозирча фақат шу нарсани айтиб ўтамиз: агар иккинчи муҳитнинг ε_2 диэлектрик сингдирувчанлиги биринчи муҳитнинг ε_1 идан катта, яъни $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$ бўлса, у ҳолда электромагнитик тўлқинларда магнит вектори учун $\delta = 0$ ва электр вектори учун $\delta = \pi$ бўлади. Аксинча, $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$ бўлганида қайтиш вақтида магнит вектори ярим тўлқин йўқотади, электр вектори эса ўз фазасини ўзгартирмайди (5.1- расм). 5.2- расмда кўрсатилгандек, δ даги бу фарқ оқибатида бир



5.1- расм. Тушувчи (а) ва қайтган (б). тўлқинларда E, H ва v векторлар жойлашиши.

векторнинг тугунлари иккинчисининг дўнгликлари устига тушади.

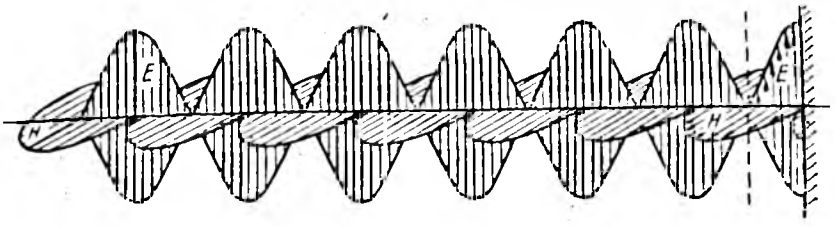
E вектор ва H векторнинг максимумдан ўтиш *пайтлари* ҳам бир-биридан чорак даврга фарқ қилади, буни $\sin(\omega t + 1/2\delta)$ ҳад таҳлилидан кўриш осон.

Турғун тўлқиннинг бу хусусиятлари шунга олиб келади: бу тўлқинда унинг тарқалиш йўналишида энергия ҳаракати югурма тўлқинлардагидек узлуксиз бўлмайди; турғун тўлқин энергияси бир жойда қолаверади ва E дўнглиги соҳасидан (бу ерда у электр энергияси бўлади) H дўнглиги соҳасига ўтади (яъни магнит энергиясига айланади) ва аксинча. Шундай қилиб, энергия оқиши ўрнига, энергия бир турдан бошқа турга ўтиб тебраниб туради. «Турғун тўлқин» термини мана шу ҳолат туфайли пайдо бўлган.

Турғун тўлқинларни, албатта, фақат тўлқинлар қайтишида эмас, балки бир хил амплитудали когерент икки тўлқин бир-бирига қарши кетаётган ҳолда ҳамма вақт кузатиш мумкин. Бу шартни амалга оширишнинг энг содда амалий усули — тўлқин қайтишидир.

Юқорида баён қилингандан электр ва магнит векторларининг тугунлари қаерда жойлашишини тажриба шароитига қараб олдиндан айта билиш мумкин деган фикр келиб чиқади. Ёруғлик тўлқинини ташкил этувчи икки вектордан (электр ёки магнит векторидан) қайси бири ёруғликни сезадиган асбобларнинг (кўз, фотопластинка, флуоресценцияловчи экран, фотоэлемент ва ҳоказоларнинг) кўпчилигига бевосита таъсир кўрсатади, деган масалани тажрибада ечиш учун бу ҳолатдан фойдаланиш мумкин.

Винер (1890 й.) ёруғликнинг фотография эмульсиясига кўрсатадиган таъсирини тадқиқ қилиш учун тегишли тажрибани бажарган. Қуйидаги тажрибани кўз олдига келтириб, Винер ғоясини тушуниш осон. Кўзгусимон металл сиртига қуйилган фотография

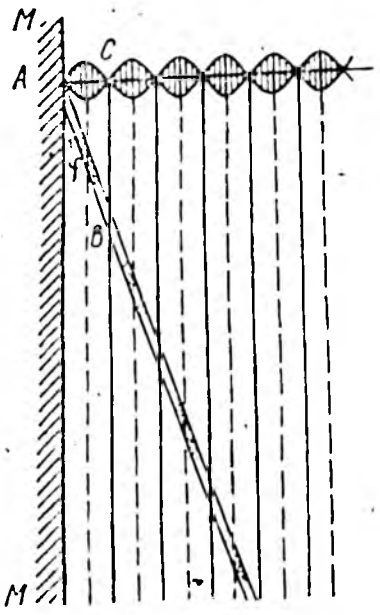


5.2- расм. Тургун электромагнитик тўлқин.

эмульсиясини тасаввур қилайлик. Эмульсия орқали кўзгуга тик тушаётган монохроматик (тақрибан монохроматик) ёруғлик металл кўзгудан қайтади ва турғун тўлқинлар системаси ҳосил қилади, бунда электр векторининг кўзгуга энг яқин турган (биринчи) тугуни кўзгу сиртида жойлашади, чунки металлдан қайтишда худди электр вектори фазасини ўзгартиради; магнит векторининг биринчи тугуни ундан ёруғликнинг чорак тўлқинича масофада жойлашади. Фотография эмульсияси қалинлигида ёруғлик тўлқини майдони электр ва магнит майдонлари кучланганликларининг тугун ва дўнгликлари системасидан (тугунлардан дўнгликларга мос ўтишлари билан) иборат бўлади.

Фотографик таъсир фотографик эмульсиянинг ёруғлик сезадиган компонентаси бўлмиш кумуш бромидга электромагнитик кучларнинг кўрсатадиган таъсирига боғлиқ. Электр ва магнит майдонлари кучланганлиги амплитудаларининг фазода қатламдор тақсимланишига мувофиқ равишда кумуш бромид ҳам қатлам-қатлам бўлиб парчаланади: парчаланиш максимуми (пластинканинг қорайган жойлари) бу амплитудаларнинг максимал қийматига мос келадиган қатламларга тўғри келиши керак. Агар фотографик таъсирни электр вектори вужудга келтираётган бўлса, у ҳолда, равшанки, кўзгу сиртида кумуш бромид парчаланмаслиги керак ва биринчи қора қатлам кўзгу сиртидан чорак тўлқинча масофада ва кейин ҳар ярим тўлқинча масофада ҳосил бўлиши керак. Агар магнит вектори муҳим роль ўйнаса, у ҳолда ажралиб чиққан кумушнинг биринчи қатлами магнит векторининг биринчи дўнглиги соҳасида, яъни кўзгу сиртида ётиши керак.

Тажриба эмульсия қалинлигида ажралган кумуш қатламлари тақсимотини аниқлашдан иборат бўлиши керак. Дўнглик ва тугунлар орасидаги масофа кичик бўлгани сабабли қатламлар тақсимотини кузатиш қийин бўлган; Винер биринчи марта Ньютон кўрсатган (қ. 26-§) «кичик қиялик» усулини қўллаб, бу қийинчиликни бартараф қилди. Винер монохроматик ёруғликни металл кўзгусидан қайтариб, ҳавода турғун тўлқинлар системаси ҳосил қилди. Шундай тажриба схемаси 5.3-расмда кўрсатилган; бу расмда *ММ* кўзгу сирти билан жуда кичик φ бурчак ташкил этувчи жуда юпқа



5.3- расм. Винер тажрибаси схемаси: E векторнинг дўнгликларида кумуш энг кўп ажралади.

($^1/_{20}\lambda$ чамасида) қатлам (ёруғлик сезадиган қатлам) вазияти кўрсатилган. Ёруғлик сезадиган қатлам қопланган шиша пластинка чизмада кўрсатилмаган. Ёруғлик сезадиган қатлам бирор кучли дўнгликлар текислиги билан параллел тўғри чизиқлар бўйлаб кесишади, уларнинг изи расмда қора доғлар кўринишида тасвирланган. Пластинка *сирти* бўйлаб бу тўғри чизиқлар орасидаги AB масофа

$$AB = AC/\sin\varphi = 1{,}2\,\lambda/\sin\varphi$$

эканлиги кўриниб турибди.

Агар φ етарлича кичик бўлса, у ҳолда қорайиш жойлари орасидаги масофа етарлича катта бўлиб қолади. Винер тажрибаларида φ тахминан 1′ қилиб олинган, бинобарин, $AB \approx 1$—2 мм эди. Бу шароитда биринчи қоронғи полоса кўзгу устига тушмаслиги, балки ундан чорак тўлқинча нарида бўлишини пайқаш мумкин*.

Биринчи марта ёруғликнинг турғун тўлқинларини ҳосил қилиш имконини берган Винер тажрибаси ёруғлик тўлқинининг фотографик таъсири унинг электр вектори билан боғлиқ эканлигини кўрсатди. Кейин Друде ва Нернст (1892 й.) фотографик қатлам ўрнида флуоресценцияловчи модданинг юпқа плёнкаси олиб Винер тажрибасини такрорладилар ва улар ҳам таъсир максимуми электр вектори дўнгликларида ётишини аниқладилар. Айвс (1933 й.) фотоэлектрик қатлам билан худди ўшандай тажрибани бажарди ва бу ҳолда ҳам эффектни, кутилганидек, электр вектори ҳосил қилган.

Тавсифланган ва уларга ўхшаш барча тажрибаларнинг натижаларини электрон тасаввурлар асосида тушуниш осон. Ёруғлик таъсирида моддада юз берадиган процессларнинг кўпи ёруғликнинг электронларга кўрсатадиган таъсирига боғлиқ: фотоэффектда ёритилаётган металлдан электронлар уриб чиқарилади; флуоресценцияда ёки фотохимиявий процессларда (фотография, кўриш сезгиси) — атом ва молекулалар уйғотилади ёки ионлаштирилади, яъни бу атом ва молекулалар таркибидаги электронларга ёруғлик таъсир қилади. Электронлар электр зарядлари бўлгани сабабли, уларга таъсир этувчи кучни биринчи навбатда электр майдони, яъни

* Қоронғи полосалар вазияти Ньютон ҳалқалари методи билан (қ. 26- §) аниқ белгиланган.

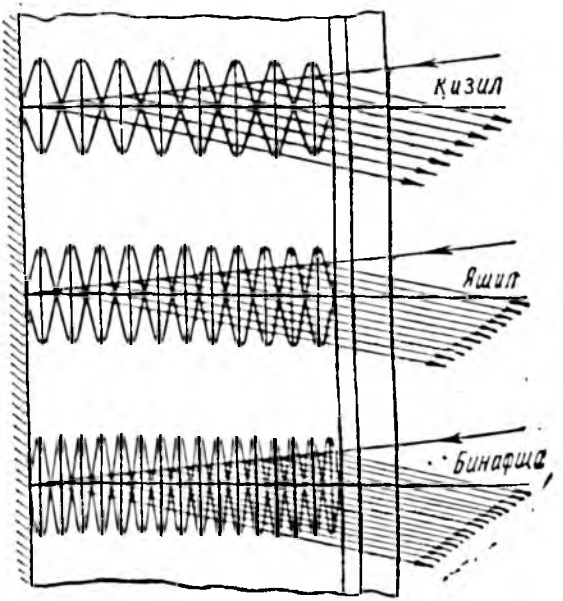
электромагнитик тўлқиннинг электр вектори аниқлайди. Магнит вектори фақат иккинчи даражали роль ўйнайди ва унинг таъсири бевосита деярли билинмайди.

Юқорида баён қилинганига мувофиқ, электромагнитик тўлқиннинг электр вектори кўпинча *ёруғлик* вектори деб аталади. Ёруғлик тўлқини қайтишда ярим тўлқин йўқотди дейилганда худди ўша ёруғлик (электр) векторининг ярим тўлқин йўқотиши назарда тутилади. Масалан, ҳаво—шиша чегарасига тик тушган ёруғлик қайтганда электр вектори ярим тўлқин йўқотади. Аксинча, шиша — ҳаво чегарасида ёруғлик (электр) вектори ярим тўлқин йўқотмайди ва турғун тўлқинлар магнит векторининг ярим тўлқин йўқотиши оқибатида ҳосил бўлади.

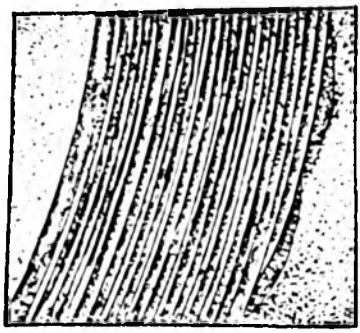
24- §. Липпман методи бўйича рангли фотография олиш

Фотографик эмульсия ичида турғун тўлқинлар ҳосил бўлиши ҳодисасидан фойдаланиб, Липпман (1891 й.) қуйидаги рангли фотография методини таклиф қилди. Эмульсия қатлами қалин бўлган пластинка эмульсия симоб кўзгуга тегадиган қилиб жойлаштирилади. Спектр тасвири пластинкага тик (нормал равишда) проекциялanади ва қайтган ёруғлик тушаётган ёруғлик билан интерференциялашиб, турғун тўлқинлар ҳосил қилади, бунда электр векторининг дўнгликларида кумуш бромид максимал парчаланади(5.4-расм—тажрибанинг схемаси, 5.5- расм — кўп бўртган ҳўл эмульсия кесимининг фотографияси). Бутун эмульсия қатлами ишловдан кейин орасида жуда юпқа металл кумуш қатламчалари жойлашган қатор қатламларга ажралиб, бу қатламчалар орасидаги масофа пластинканинг шу жойига таъсир этган рангли нурланишнинг ярим тўлқинига тенг бўлади.

Шу тарзда ишлов берилган пластинкага аввалги йўналишда оқ ёруғлик тушириб қараймиз. Биринчи юпқа кумуш қатламчасидан оз миқдор ёруғлик қайтади; ёруғликнинг каттароқ қисми эса ичкари-



5.4- расм. Липпманнинг рангли фотография методини тушунтирувчи схема.



5.5- расм. Липпман методи бўйича ишланган эмульсия кесими.

роқ киради, қисман иккинчи, учинчи ва ҳоказо қатламчалардан қайтади. Турли қатламчалардан қайтган барча дасталар орасидаги йўл фарқи қатламчалар орасидаги масофанинг иккиланганига тенг бўлади; қатламчалар орасидаги масофа $^1/_2\lambda_1$ бўлган соҳада, яъни ишлов бериш вақтида λ_1 тўлқин узунликли ёруғлик таъсир кўрсатган жойда йўл фарқи λ_1 га тенг бўлади. Бу соҳадан қайтган дасталар ўзаро интерференциялашиб, λ_1 тўлқин узунликли ёруғлик учун максимум беради. Аксинча, ҳар қандай бошқа тўлқин узунлик (λ) учун тоқ-каррали ярим тўлқинга ($^1/_2\lambda$) тенг йўл фарқи ҳосил қиладиган m дона қатлам топилади. Мос m сони $m\lambda_1 = (2p + 1)\,{}^1/_2\lambda$ шартдан аниқланади. Шундай қилиб, биринчи қатламдан қайтган λ тўлқин узунликли нурни $(m + 1)$-қатламдан қайтган нур сусайтиради; иккинчи қатламдан қайтган нурни $(m + 2)$-қатламдан қайтган нур нейтраллаштиради ва ҳоказо. Бинобарин, қайтган ёруғликда λ тўлқин узунликли бу ранг бирмунча йўқотилади. Демак, айтиб ўтилган метод бўйича тайёрланган пластинка ёруғлик нурларини танлаб қайтариш қобилиятига эга бўлиб қолиб, қайтган ёруғликда уни тайёрлашда қўлланилган ўша ранглар тақсимотини беради; пластинка қайтган ёруғликда табиий ранглардаги тасвирни кўриш имконини беради. Агар қайтиш процесси 51-§ да баён қилинган метод бўйича қараб чиқилса, у ҳолда пластинканинг таъсир кўрсатиш моҳияти айниқса яққол бўлади.

Рангли фотографиянинг ҳозирги замон техник таррақиёти бошқа йўлдан кетди. Унда ёруғлик фильтрлари принципидан фойдаланилади, бунинг учун фотопластинка эмульсиясига тегишли бўёвчи пигментлар қўшилади.

Юқорида тавсифланган ҳодисалар тасвирнинг голографик қайд қилинишида ажойиб равишда татбиқ этиладиган бўлди (қ. 65-§).

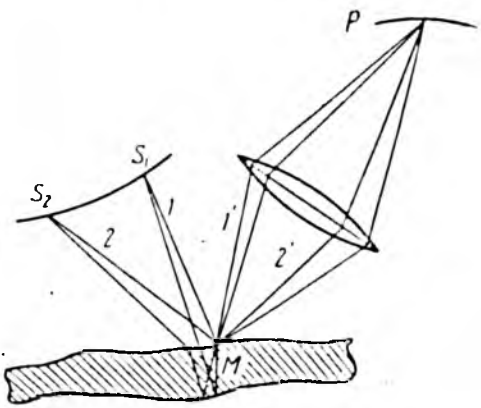
VI боб

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПОЛОСАЛАРИНИНГ ЖОЙЛАШИШИ

25- §. Юпқа пластинкаларнинг ранглари

17-§ да аниқланганидек, ёруғлик манбалари нуқтавий манбалар бўлганда кескин интерференцион манзаралар кузатилади. Бундай ҳолларда максимум ва минимумлар сиртлари системасини кесадиган экраннинг ҳар қандай вазиятида интерференцион полоса-

ларнинг яққол манзараси ҳосил бўлади, бу полосалар, бинобарин маълум жойлашиш (локалланиш) соҳасига эга эмас ва *локалланмаган* деб ҳисобланиши мумкин. Аммо манбанинг бунинг учун зарур бўлган нуқтавий манба бўлиш шарти фақат тақрибан бажарилади, кўп ҳолларда эса бутунлай бажарилмайди. Осмоннинг бир қисми, яъни сочилган ёруғлик манба бўлган табиий шароитда кузатиладиган интерференция ҳодисаларида кенг манбалар билан иш кўришга айниқса кўп тўғри келади. Бунга ўхшайдиган жуда муҳим ва энг кўп учрайдиган ҳол юпқа шаффоф плёнкаларни ёритганда юз беради, бу ҳолда ёруғлик тўлқинининг икки когерент даста вужудга келиши учун зарур бўлган иккига ажралиши плёнканинг олдинги ва кетинги сиртларидан ёруғлик қайтиши оқибатида юз беради (6.1-расм).



6.1- расм. Кенг ёруғлик манба ёритганида юпқа плёнкада ҳосил бўлган интерференция масаласига доир.

Юпқа пластинкалар ранглари номи билан маълум бўлган бу ҳодиса сув юзида сузиб юрувчи совун пардаларида (совун пуфакларида), жуда юпқа мой (нефть) пардаларида (масалан, кемалар атрофида), эски шиша ёки металлар (сайқалланган пўлат буюмларни тоблашда товланиш ранглари) сиртида,кўпинча бўладиган шаффоф оксид пардаларида ва ҳоказоларда осон кузатилади.

Тажрибанинг кўрсатишича, бу ҳолларда пардалар яқинида фазонинг маълум ва кўпинча жуда чекли соҳасида интерференцион манзара кўринувчанлиги максимал бўлади ва улар сиртидан узоқлашган сари тез камайиб боради. Юқорида айтиб ўтилган ҳолларда пардалардан қайтган ёруғликда кузатиладиган интерференцион манзараларнинг кўринувчанлиги парда сирти билан амалда устма-уст тушувчи юпқа қатламдагина юксак бўлади, ваҳоланки, пардалардан қайтган ёруғлик дасталари фазонинг анчагина катта ҳажмида устма-уст тушишади. Бундай интерференцион манзаралар *локалланган* манзаралар дейилади.

Плёнкаларнинг қалинлиги ва геометрик шаклига ҳамда уларнинг ёритилиш шароитига қараб интерференцион манзара локалланган соҳа бирмунча чекли ва парда сиртига бирмунча яқин бўлади.

Тавсифланаётган ҳодисаларни кузатиш тажрибасининг принципиал схемаси 6.1-расмда кўрсатилган. Парда тасвири проекцияланаётган ва интерференцион манзара кузатилаётган фотопластин-

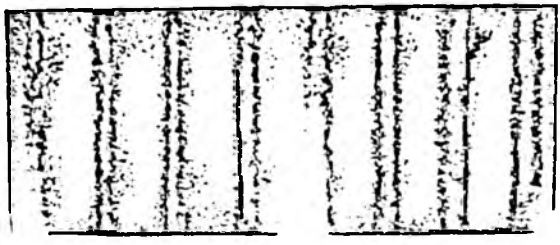


6.2- расм. Қалинлиги ҳамма жойда бир хил бўлмаган шиша пластинканинг икки сиртидан қайтган ёруғликда олинган интерференцион манзара.

ка ёки экран P ҳарфи билан белгиланган. Фотосуратларда (6.2 ва 6.3-расм) шундай манзаралар мисоллари келтирилган. Биринчи фотосуратда кенг ёруғлик манбаи ёритган ва қалинлиги ўзгарувчан шиша пластинканинг икки сиртидан қайтган ёруғликда ҳосил қилинган интерференцион манзара тасвирланган. Иккинчи фотосурат юпқа ҳавойи понани чегараловчи икки ясси шиша сиртидан қайтган ёруғликда олинган. Бу пона яхши сайқалланган қалин ясси параллел икки шиша пластинкани бир-бирининг устига қўйиш йўли билан ҳосил қилинади. Бир томондан бу пластинкаларнинг четлари орасига юпқа қоғоз қийқими қистирилган. Иккала ҳолда парда билан понани кенг ёруғлик манбаларининг дасталари ёритади. Бу ёруғлик дасталари ёритилаётган буюмлар сиртига деярли тик тушади.

Бундай интерференцион манзараларни кўз билан кузатганда линза ролини кўз гавҳари, экран ролини эса унинг тўр пардаси ўйнайди.

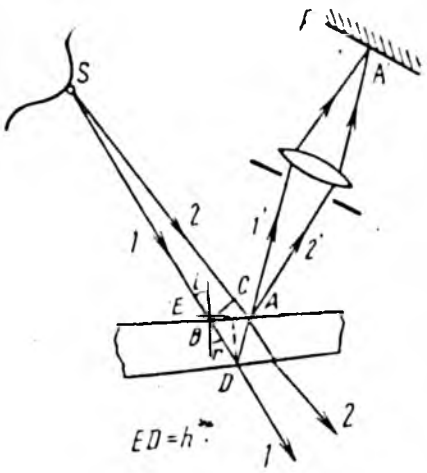
Юпқа пардалар сирти яқинида интерференцион манзара ҳосил бўлиш шартларини ва унинг яққол ифодаланган фазовий жойла-



6.3- расм. Пона сиртларидан ёруғлик қайтишида ҳосил бўладиган интерференцион полосалар.

шиши сабабини аниқлаш учун бундай тажриба схемасининг энг содда вариантини кўриб чиқамиз.

Синдириш кўрсаткичи n бўлган моддадан тайёрланган юпқа шаффоф пона сиртига кенг манбадан ёруғлик дасталари деярли тик тушаётган бўлсин. 6.4-расмда шундай ёруғлик дасталаридан бирининг тушиш бурчаги яққол бўлиши учун унинг ҳақиқий қийматига нисбатан ўнларча марта катталаштириб кўрсатилган.



6.4- расм. Юпка шаффоф понада ёруғлик дасталари интерференциясида йўл фарқини ҳисоблашга доир.

Олдин аниқланганича, ёруғлик манбаининг бир нуқтаси чиқараётган ёруғлик тўлқинлари когерент бўлади. Унинг қўшни нуқталари чиқарган тўлқинлар эса когерент бўлмайди. Шунинг учун ишни кенг манбанинг бир нуқтаси чиқарадиган ёруғлик дасталарининг интерференцияси ҳисобидан бошлаймиз. Тажрибада аниқланган интерференцион манзара жойлашишига мувофиқ пона сиртидаги A нуқтада $1'$ ва $2'$ когерент ёруғлик дасталарининг Δ йўл фарқини ҳисоблаб чиқамиз (қ. 6.4-расм). Интерференцион манзарани экранга проекцияловчи линза бу йўл фарқини ўзгартирмайди ва линза экраннинг A' нуқтасида битта қилиб йиғган ёруғлик дасталари учун йўл фарқи худди A нуқтадагидек бўлади. Ҳисоблаш давомида интерференциялашувчи тўлқинларнинг бевосита геометрик йўл фарқидан ташқари, $2'$ нур билан характерланадиган тўлқиннинг пона сиртидан қайтишида фазасининг сакраб λ қадар ўзгаришини ҳисобга олиш керак (понанинг синдириш кўрсаткичи унинг атрофидаги ҳавоникидан катта). Ҳисоб бундай ёзиб борилади:

$$\Delta = (BD + DA)\,n - (AC - 1/2\lambda);\quad n(BD + DA) = 2hn/\cos r;$$

$$AC = 2h\,\mathrm{tg}\,r\sin i;\quad \sin i/\sin r = n,$$

бунда $h = ED$ — понанинг қалинлиги; шунинг учун

$$\Delta = 2hn\cos r + 1/2\lambda. \qquad (25.1)$$

Δ йўл фарқининг топилган бу қиймати h ва r ларнинг функцияси бўлади. Тажрибани ташкил қилиш тавсифида i бурчакнинг, бинобарин, r бурчакнинг ҳам кичик эканлиги ва кичик интервалда ўзгариши айтиб ўтилган эди. Бу ерда қуйидаги фикрни қўшимча қилиш лозим: агар бундай бўлмаса, у ҳолда интерференцион манзарани экранга проекцияловчи линзанинг апертурасини камайтириб, r бур-

чакнинг ўзгариш диапазонини кичрайтириш мумкин. Агар интерференцион манзара бевосита кўз билан кузатилаётган бўлса, у ҳолда тешикнинг, яъни кўз қорачиғининг ўлчамлари кичик бўлиш ҳисобига кузатиш апертураси бундай камаяди.

Шунинг учун Δ йўл фарқи амалда фақат h нинг, яъни понанинг A нуқтадаги қалинлигининг функцияси бўлади, деб ҳисоблаш мумкин.

Топилган натижа муҳокама қилишга арзийди.

(25.1) муносабатдан шундай хулоса келиб чиқадики, i бурчакнинг (ва мос равишда r бурчакнинг) қийматлари оз ўзгарганида кенг манбанинг бошқа нуқталари чиқарган ёруғлик дасталарининг Δ йўл фарқи A нуқтада олдин кўриб ўтилган $1'$ ва $2'$ дасталарнинг йўл фарқи билан тахминан бир хил бўлади. Бинобарин, кенг манбанинг ёруғлик чиқарувчи сиртидаги турли нуқталардан келаётган ёруғлик дасталарининг турли жуфтлари пона сиртидаги (ёки унинг яқинидаги) A нуқтада ҳосил қилган интерференцион манзаралар тахминан ўзаро бир хил бўлади. Шунинг учун пона сиртида (ёки унинг яқинида) интерференцион манзаранинг кўринувчанлиги юксак бўлади. Пона тепасидаги фазонинг бошқа соҳаларида турли интерференцион манзаралар бетартиб устма-уст тушишади, шунинг учун фазонинг бу соҳалари бир текис ёритилган бўлади. Бошқача айтганда, интерференцион манзаранинг пона сирти яқинида жойлашиш сабаби очиб берилади.

Агар понани ёруғликнинг нуқтавий манбаи ёритса, яъни нуқул когерент нурланиш ишлатилса, у ҳолда бу тажрибанинг схемаси Френелнинг интерференцион тажрибалари схемасига ўхшашлигини ва интерференцион манзара *локалланмаган* бўлишини тушуниш осон. Шундай қилиб, кўриб чиқилаётган бу ҳолларда интерференцион манзаранинг локалланиши ёруғликнинг кенг манбаларидан фойдаланиш натижасидир. Ёруғликнинг нуқтавий манбаидан фойдаланиб ҳам плёнкалардан локалланган интерференцион манзара ҳосил қилиш мумкин, лекин бунда манба ё плёнкадан жуда узоққа жойлашган, ёки унинг нурланишини объектив коллимациялаган бўлиши керак.

Бу ҳолларда интерференцион манзаранинг жойлашиши ҳақидаги масаланинг батафсил баёнини Майкельсон ўртага ташлаб, унинг умумий математик ечимини ҳам ўзи топган. Майкельсоннинг кўрсатишича, плёнканинг понасимонлиги камайган сари интерференцион манзаранинг жойлашиш соҳаси плёнкадан узоқлашади.

Δ нинг (25.1) формуласидан кузатилаётган интерференцион полосаларнинг геометрик конфигурациясини тушуниб олиш ҳам мумкин. Агар плёнкани параллел нурлар дастаси ёритса, плёнканинг (бу ҳолда понанинг) h қалинлиги бир хил бўлган қисмлар учун Δ нинг бир хил бўлиши (25.1) дан келиб чиқади.

Интерференцияланувчи тўлқинларнинг йўл фарқи натижавий тебраниш амплитудасини ва бинобарин, фазонинг бу тўлқинлар

суперпозицияси юз бераётган нуқтасидаги интенсивликни аниқлайди. Шу туфайли интерференцион манзаранинг плёнканинг (понанинг) бир хил h қалинликларига мос келадиган барча нуқталари ёритилганлиги бир хил бўлади.

Шунинг учун плёнка (пона) сиртидаги интерференцион полосалар сиртнинг плёнканинг бир хил қалинлигига мос келган барча нуқталарида баравар ёритилганликка эга бўлади. Понада интерференцион полосалар конфигурацияси айниқса содда бўлади. Равшанки, интерференцион полосалар пона қиррасига параллел ва манзара даврий бўлади (қ. 63-расм). Умумий ҳолда плёнка сиртидаги интерференцион полосалар конфигурацияси плёнканинг қалинлиги бир хил бўлган геометрик ўринларига мос келади.

6.2-расмда тасвирланган ҳолда бу конфигурация жуда мураккаб экан.

Бунга ўхшаш манзаралар интерференцион полосаларининг номи шундан келиб чиқади. Улар *тенг қалинлик интерференцион полосалари* ёки, қисқача, *тенг қалинлик полосалари* дейилади. Агар вертикал турган каркасга таранг тортилган совун пардаси кўринишида юпқа пластинка ҳосил қилинса, бунга ўхшаш манзарани кузатиш қийин эмас: оғирлик кучи таъсирида совун пардаси пона кўринишини олади ва парда сиртида тенг қалинлик полосалари пайдо бўлади, булар парда сиртида горизонтал тўғри чизиқлар шаклида бўлиб, бу чизиқларнинг баъзи жойлари парданинг айрим жойлардаги нуқсонлари туфайли озгина бузилган бўлади.

Юпқа пластинкадаги интерференцияни линза ёрдамида кузатиш усулига тааллуқли баён қилинган мулоҳазалар бошқа оптик системалар, масалан, кўриш трубаси ёрдамида ёки кўз билан кузатишда ҳам тўғридир. Фақат шу нарсани назарда тутиш керакки, кўз билан қараганда линза билан проекциялашдагига нисбатан одатда анча ингичка дасталардан фойдаланилади (одам кўзи қорачиғининг диаметри 3—5 мм чамасида). Демак, манбанинг унча катта бўлмаган соҳаси ишлайди, шунинг учун пластинка сиртида полосалар локалланиши унча яққол ифодаланган эмас: биз плёнкага кўз жуда ҳам яхши аккомодацияланмаган ҳолда ҳам интерференцион манзарани кузатамиз.

Яхши лаборатория шароитида юпқа плёнкаларни оқ ёруғлик билан ёритганда одам кўзининг танловчан спектрал сезгирлиги ҳисобига 4—5-тартибли интерференцион полосаларни ҳам кузатиш мумкин бўлади. Бинобарин, синдириш кўрсаткичи 1,3 чамасида бўлган моддалардан тайёрланган плёнкалар қалинлиги ёруғликнинг тахминан 1,5—2 тўлқин узунлигига тенг бўлиши керак.

26- §. Ньютон ҳалқалари

Юпқа ҳавоий қатламда юз берадиган интерференциянинг *Ньютон ҳалқалари* деб аталган машҳур ҳоли алоҳида тарихий эътиборга сазавордир. Бу манзара қуйидаги шароитда кузатилади:

эгрилиги кичик бўлган линзанинг қаварик сирти ва яхши силлиқланган ясси пластинканинг сирти бирор нуқтада тегишиб туради, улар орасида қоладиган ҳавоий қатламча тегишиш нуқтасидан четларига томон аста-секин қалинлашиб боради. Агар пластинка сиртига тахминан тик равишда системага монохроматик ёруғлик дастаси тушаётган бўлса, у ҳолда ҳавоий қатламнинг юқориги ва пастки чегараларидан қайтган ёруғлик тўлқинлари ўзаро интерференциялашади. Бунда тегишиш нуқтасида қора доғ, унинг атрофида эса кенглиги камайиб борувчи қатор концентрик ёруғ ва қора ҳалқалардан иборат манзара кўринади*.

Ёруғлик пластинка сиртига тик тушаётир, бинобарин, қатламчанинг δ қалинлигига мос йўл фарқи $2\delta n$ (бунда n — қатламча моддасининг синдириш кўрсаткичи) бўлади деб фараз қилиб, Ньютон ҳалқаларининг ўлчамлари ва вазиятини ҳисоблаб чиқиш қийин эмас. Қатламча ҳаво бўлган ҳолда n ни 1 га тенг деса бўлади. m-ҳалқага мос келадиган δ_m қалинлик бу ҳалқанинг r_m радиуси ва линзанинг R эгрилик радиусига

$$\delta_m = r_m^2/2R$$

муносабат орқали боғланган (қ. 53-машқ).

Қатламчанинг юқориги ва пастки сиртидан қайтиш шароитининг турлича бўлишини (ярим тўлқин йўқотиш) эътиборга олиб, m-қора ҳалқанинг ҳосил бўлиш шартини топамиз:

$$\Delta_m = 2\delta_m + {}^1/_2\lambda = (2m + 1){}^1/_2\lambda \qquad (26.1)$$

ёки

$$\delta_m = 1/2\ m\lambda, \qquad (26.2)$$

бундан

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}, \qquad (26.3)$$

бунда m — бутун сон. $m = 0$ ва $r_m = 0$ бўлган хусусий ҳол қоронғиликка мос келади (марказий қора доғ сабабини изоҳлаш). m қан-

* Ньютон замонида ҳалқалар ҳосил бўлишининг сабабини очиб бериш жуда қийин бўлди. Гук ҳалқалар ҳосил бўлиши сабаби — турли интенсивликли қайтган иккита дастанинг мавжудлигидир, деб билди. Ҳалқалар ҳосил бўлишини Ньютон батафсил тадқиқ қилди ва ҳалқалар ўлчамларининг линза эгрилигига боғлиқ эканлигини аниқлади. Бу эффектда ёруғликнинг даврийлик хоссаларя намоён бўлаётганлиги Ньютонга равшан эди. Шу муносабат билан у ёруғлик зарраларининг «енгил қайтиш ва енгил ўтиш қобилияти ҳақида» тушунча киритди. Бу тушунчада Ньютон ғоялари учун характерли бўлган уриниш, яъни ёруғлик тўғрисидаги тўлқинчий ва корпускулар тасаввурларни келиштиришга уриниш бор эди. Аччиқ кейинроқ (1802 й.) Юнг интерференция тушунчаси киритиб, Ньютон ҳалқаларининг сабабини изоҳлаб берди. Юнг қайтиш шароити турлича бўлиши туфайли «ярим тўлқин йўқотиш» ҳақидаги тасаввур ёрдамида (албатта, эластик тўлқинлар ҳақидаги тасаввурга асосланиб) марказий қора доғ борлигини ҳам изоҳлаб берди (1804 й.). Юнг ўзининг мулоҳазаларини қуйидаги тажрибада мустаҳкамлади: флинтдан ясалган пластинка (n_3) ва крондан ясалган линза (n_1) оралигини синдириш кўрсаткичи n_2 бўлган мой билан тўлатиб ($n_3 > n_2 > n_1$), қора доғ ўрнида ёруғ доғ олди.

ча катта бўлса, қўшни ҳалқалар радиуслари (r_{m+1} ва r_m) орасидаги фарқ шунча кичик, яъни ҳалқалар бир-бирига шунча яқин бўлади. r_m ни ўлчаб топиб, m ва R ни била туриб, тавсифланган тажрибадан λ тўлқин узунликни топиш мумкин. Бу миқдорлар етарлича аниқ ва осон топилади.

δ кичик бўлганда (юпқа қатламча) интерференцион манзара яққолроқ бўлади. Аммо бу ҳол радиуси каттароқ ҳалқалар олишга тўсиқ бўлмайди, чунки $r_m = \sqrt{2R\delta}$ бўлиб, линзанинг R эгрилик радиуси эса анча катта (одатда 100—200 см) қилиб олиниши мумкин.

Ньютон ҳалқалари кузатилишини ссонлаштирадиган шарт — линза сиртининг пластинка сиртига оғмалиги жуда кичик бўлиши эканлигини пайқаш қийин эмас. Бундай усул кўп йиллар ўтгач Винер тажрибаларида қўлланди. 23-§ да айтиб ўтилганидек, дўнгликлар ва тугунларнинг пластинка сиртига нисбатан вазиятини айниқса яққол аниқлайдиган тажрибаларнинг бирида Винер Ньютон кўрсатиб ўтган схемадан фойдаланиб, линза билан пластинка орасидаги фазода турғун тўлқинлар ҳосил қилади ва Ньютон ҳалқаларига ўхшаш концентрик ҳалқалар кўринишидаги дўнгликлар изларини кузатади.

Агар тушаётган ёруғлик монохроматик ёруғлик бўлмаса, у ҳолда турли λ ларга турли r_m лар мос келади, яъни қора ва ёруғ ҳалқалар ўрнига рангли ҳалқалар системаси ҳосил бўлади. (26.3) формулада $m = 1$ деб олиб, биринчи тартибли ҳалқалар, $m = 2$ деб олиб, иккинчи тартибли ҳалқалар эгаллаган соҳани топамиз ва ҳоказо. Иккинчи тартибли бинафша максимум ($\lambda = 400$ нм) биринчи тартибли тўқ қизил максимум ($\lambda = 800$ нм) устига тушиши кўриниб турибди; иккинчи тартибли қизил максимум устига тўртинчи тартибли бинафша максимум ва учинчи тартибли яшил максимум ($\lambda = 530$ нм) тушади ва ҳоказо. Бундан ташқари, ҳар бир ҳалқа сезиларли қалинликка эга бўлганлиги ва унда максимумдан минимумга силлиқ ўтилгани туфайли ҳатто биринчи тартиб соҳасида баъзи ранглар бошқалари устига анча чаплашиб кетади; юқори тартибларда бу чапланиш янада кучлироқ бўлади. Бундай устма-уст тушиш оқибатида туслар «камалак ранглари» тартибига мутлақо ўхшамайдиган даражада навбатлашиб келади.

Ўтаётган ёруғликда қайтишдаги манзара тусларига қўшимча бўлган туслар кузатилиши тушунарлидир. Аммо ўтаётган ёруғликда интерференцион манзаранинг кўринувчанлиги анча паст бўлади, чунки интерференциялашувчи тўлқинларнинг амплитудалари тенг эмас.

Ёруғликнинг тик тушишида кузатиладиган Ньютон ҳалқалари ранглари қисқа жадвалини келтирамиз.

m нинг қийматлари етарлича катта бўлганда рангли манзараларнинг устма-уст тушиши шунчалик мураккаб бўладики, бутун бу манзара 21-§ да баён этилганига мувофиқ, кўзга бир хилда оқ бўлиб

Ньютон ҳалқаларида ранглар кетма-кетлиги

Қайтган ёруғликда	Ўтаётган ёруғликда
1-тартиб	
Қора	Оқ
Оч-кўк	Қўнғир-оқ
Яшил-оқ	Қўнғир
Оч-сариқ	Тўқ-бинафша
Ёркин-сариқ	Ҳаворанг
Қўнғир-сариқ	Оч ҳаворанг
Қизғиш-тўқсариқ	Ҳаво ранг яшил
Тим-қизил	Сарғиш-яшил
2-тартиб	
Тўққизил	Ёркин-яшил
Тўқ-ҳаворанг	Тўқ-сариқ
Ёркин-яшил	Тўққизил
Тоза-сариқ	Кўк
Тим-бинафша-қизил	Яшил
3-тартиб	
Ёркин-кўкиш-бинафша	Сарғиш-яшил
Яшил-ҳаворанг	Қипқизил
Ялтироқ-яшил	Бинафша
Очқизил	Тоза яшил
Бинафша-кул ранг	Сарғиш-яшил
ва ҳоказо	

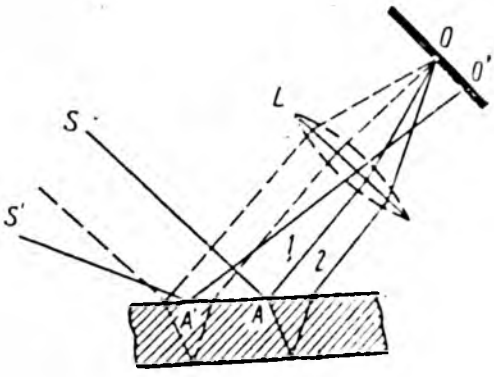
кўринади. Ньютон ҳалқаларига яхши фильтр орқали қараб, қиёсан катта тартибли интерференция манзарасини ҳам кузатиш мумкин, яъни m нинг қиймати катта бўлганда ҳам ҳалқаларни фарқ қилиб билиш мумкин.

27-§. Ясси-параллел пластинкаларда юз берадиган интерференция. Тенг оғмалик полосалари

Бир жинсли *ясси-параллел* пластинка (h ва n ҳамма жойда бир хил) учун йўл фарқи фақат нурларнинг оғмалик бурчаги ўзгаргандагина ўзгара олиши $\Delta = 2hn\cos r$ муносабатдан келиб чиқади. Агар бу пластинка унга *турли* бурчаклар остида тушаётган монохроматик нурлар дастаси билан (масалан, йиғилувчи даста билан) ёритилса, у ҳолда r нинг ҳар бир қийматига ўз йўл фарқи мос келади. Равшанки, r нинг айни бир қийматига мос келган, яъни оғмалиги *бир хил* бўлган барча нурлар айни бир фазалар фарқи ҳосил қилади. Шундай қилиб, интерференцион максимумлар ёки

минимумлар нурларнинг бир хил оғмалигига мос келувчи *йўналишлар* бўйича жойлашади.

6.5-расмдан кўринишича, пластинканинг юқориги ва пастки ёқларидан қайтган *1* ва *2* нурлар бир-бирига *параллел* бўлади, чунки пластинка ясси-параллел пластинкадир. Шунга мувофиқ, интерференция ҳодисалари фақат пластинкадан етарлича катта масофада (назарий жиҳатдан идеал пластинка учун — чексизликда) юз беради. Уларни кузатиш учун *кўзни чексизликка аккомодациялаш* ёки интерференциялашувчи нурларни линза ёрдамида йиғиш зарур.



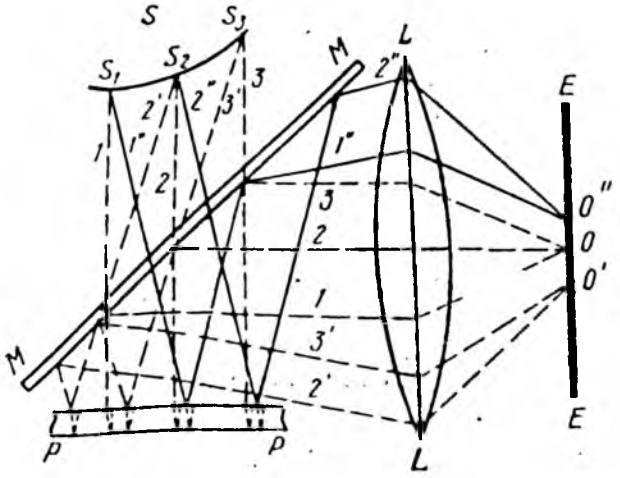
6.5- расм. Интерференция полосаларининг жойлашиши ҳақидаги масалага доир.

L линзанинг бош фокаль текислигига жойлашган экранга тенг оғмалик полосалари проекцияланади.

1 ва *2* параллел дасталар *L* линзанинг *O* фокусида бирлашади; *SA* га параллел бўлган ҳар қандай бошқа нурлар ҳам ўша жойга келади. Шунинг учун интерференцион полосалар чексизликда жойлашган бўлади. Бошқа бурчак ҳосил қилиб оғишган *S'A'* нурлар линзанинг фокал текислигида бошқа нуқтага тўпланади.

Линзанинг фокал текислигидаги интерференцион полосалар конфигурациясини бу ҳолда ясси-параллел пластинкага тушаётган ёруғлик дасталарининг оғмалик бурчаклари тўплами аниқлайди. Агар пластинкага тушаётган ёруғлик конусининг ўқи пластинкага тик бўлиб, бу конус ёруғлик билан текис тўлдирилган бўлса (кенг ёруғлик манбаидан келаётган ёруғлик дастаси ана шундай бўлади), у ҳолда линзанинг фокал текислигида интерференцион полосалар ҳалқалар шаклида бўлади. Ҳар бир ҳалқа *r* сиғиш бурчагининг маълум қийматига ва, бинобарин, шиша пластинкага тушаётган ёруғлик нурларининг маълум *тушиш* бурчагига мос бўлади. Объективнинг фокал текислигида интерференцион полосаларнинг ҳалқа шаклида бўлиши қуйидагига боғлиқ; ёруғлик конусининг *i* ёйилиш бурчагининг ҳар бир қийматига бу конуснинг ён сиртини ясовчи ёруғлик нурларининг турли *азимутлари* (0 дан 2π гача) тўплами мос келади. Тавсифланган интерференцион полосалар *тенг оғмалик интерференцион полосалари* деб аталган.

Қайтган ёруғликда тенг оғмалик ҳалқаларини кузатишнинг қулай усули 6.6-расмда тасвирланган, бунда *MM* — шиша пластинка бўлиб, у *S* манбадан келаётган нурларнинг кўп қисмини *PP* ясси-параллел пластинкага ўтказиб юборади ва *PP* дан қайтиб



6.6- расм. Тенг оғмалик ҳалқаларини кузатиш усули.

келаётган нурларнинг бир қисмини LL линзага томон йўналишда қайтаради. LL линза эса қайтган дасталарни линзанинг фокал текислигида жойлашган EE экранда йиғади. Ҳар бир тенг оғмалик полосаси манбадан амалда параллел дасталар бўлиб келаётган нурлар интерференциясининг натижасидир. Шундай қилиб, бу ҳолда интерференция апертураси нолга яқин, бинобарин, манбанинг ўлчами анча катта бўлиши мумкин (қ. 17-§). Бу хулосани 6.6-расмдан ҳам тушуниб олиш осон.

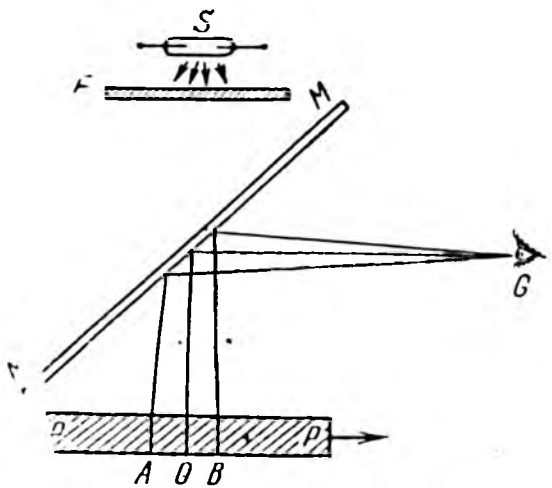
Манбанинг турли S_1, S_2, S_3, ... нуқталаридан чиқаётган нурлар ўзаро когерент эмас ва бу нуқталарнинг ҳар биридан чиқаётган нурлар дастаси PP пластинка чегараларидан кўп марта қайтиб, экранда ўз интерференцион ҳалқалари ҳосил қилади. Аммо бу ҳалқалар вазияти манбадаги ёруғлик чиқарувчи нуқтанинг вазиятига эмас, балки *нурларнинг оғмалигигагина* боғлиқ; интерференцион манзаралар бир-бирига устма-уст тушиб кучайишади. Масалан, барча ҳалқалар маркази O нуқта бўлиб, унда PP пластинкага тик тушган нурлар тўпланади. Бу нурлар манбанинг қайси нуқтасидан чиқишидан қатъи назар, пластинкадан қайтгандан кейин *1*, *2* ... параллел нурлар дастаси ҳосил қилади ва кейин линза воситасида экраннинг O нуқтасида тўпланади. LL линзанинг фокал текислигида маркази O бўлган интерференцион ҳалқалар системаси ҳосил бўлади.

Манба ўлчамларини катталаштириш максимумлар ва минимумларнинг аввалги яққоллиги ва кескинлигини аввалгича сақлаган ҳолда интерференцион манзаранинг умумий интенсивлигини ошириш имконини беради. Албатта, агар PP пластинка анча қалин бўлса, у ҳолда ҳалқалар системаси фақат манба ёруғлиги етарлича монохроматик бўлганда кузатилиши мумкин, бу ҳол эса 21-§ да тушунти-

рилган эди. Пластинка қалинлигини орттирганда қўшни максимумлар орасидаги масофа, яъни интерференцион полосалар кенглиги кичик бўла боради. Қалинлиги ўшандай, бироқ синдириш кўрсаткичи кичикроқ пластинка билан тажриба ўтказилганда, масалан, шиша пластинка ўрнида қалинлиги ўшандай бўлган ҳавоий қатлам олинганда (қ. 26 ва 27-машқ) ҳам интерференцион полосалар кенглиги кичиклашади.

Манбани нуқтавий манба деб олиб ва манбанинг пластинканинг юқориги ва пастки сиртларидаги тасвирлари орасидаги S_1S_2 масофани аниқлаб, бу хулосаларнинг ҳаммасини осон олиш мумкин. Агар пластинка қатъий ясси-параллел бўлмаса ва турли жойларида қалинлиги расо бир хил бўлмаса, у ҳолда пластинканинг турли жойларидан қайтишда S_1S_2 масофалар бир оз турлича бўлади. Бинобарин, пластинканинг турли жойларидан қайтиш туфайли ҳосил бўлган интерференцион полосалар бир оз турлича кенгликка эга бўлади ва, бинобарин, бунда бутун манзара қатъий ясси-параллел пластинкадагига қараганда камроқ контрастли бўлади.

Агар тенг оғмалик полосалари *чексизликка аккомодацияланган* кўз билан қаралса, у ҳолда қорачиқнинг ўлчами кичик (3—5 мм) бўлиши туфайли кўриш майдони марказида ҳалқалар системаси кўринади, бу ҳалқалар системаси пластинканинг кичик AOB қисми таъсирида пайдо бўлади (6.7-расм). Пластинкани силжитганда унинг бошқа қисми ишлайди. Агар пластинка қатъий ясси-параллел бўлса, у ҳолда турли қисмлар қалинлиги бир хил бўлганидан пластинкани силжитганда ҳалқаларнинг ўлчамлари ўзгаришсиз қолаверади. Акс ҳолда юпқароқ қисмларга ўта борганда ҳалқалар ўлчамлари катталашиб боради. Бу усул пластинкаларнинг ясси-параллеллигини назорат қилишнинг энг яхши усулларидан биридир. Симоб лампа ёруғлик манбаи бўлиб хизмат қилади: ёруғлик фильтри ёрдамида бу лампа спектрининг чизиқларидан бирини, одатда яшил чизиғини ажратиб, анча қалин пластинкани тадқиқ этиш имконини берадиган монохроматик манба ($\Delta\lambda \approx$ $\approx$0,01 нм) ҳосил қиламиз.



6.7- расм. Пластинканинг ясси-параллеллигини интерференцион метод билан назорат қилиш қурилмасининг схемаси.

S — симоб лампаси; F — ёруғлик фильтри; MM — шиша пластинка, PP — текширилаётган пластинка; G — кузатувчининг кўзи.

VII боб

ИНТЕРФЕРЕНЦИОН АСБОБЛАР ВА ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ҲОДИСАСИНИНГ ҚЎЛЛАНИЛИШИ

28- §. Жамен интерферометри

Энди энг муҳим қисми иккита бир хил ясси-параллел пластинка бўлган асбобни (7.1-расм) кўриб чиқамиз; пластинкаларнинг қалинлиги h, синдириш кўрсаткичи n.

Ёруғлик дастаси биринчи пластинкага тушганда нурларнинг бир қисми пластинканинг олдинги ёғидан қайтади, бир қисми эса синиб, пластинканинг орқа ёғидан қайтади; шундай қилиб, биринчи пластинкадан икки даста чиқади, бу дасталар бир-биридан бирор масофада боради; ҳар бир даста иккинчи пластинкага тушиб, яна иккига ажралади ва шундай қилиб, энди иккинчи пластинкадан тўртта даста чиқади, бироқ иккинчи ва учинчи дасталар бир-бирининг устига тушади. Бу дасталарда йўл фарқи (қ. 25-§) қуйидагига тенг:

$$\Delta = 2hn\cos r_1 - 2hn\cos r_2 = 2hn(\cos r_1 - \cos r_2). \qquad (28.1)$$

Агар пластинкалар бир-бирига параллел қилиб ўрнатилган бўлса, яъни $r_1 = r_2$ бўлса, у ҳолда

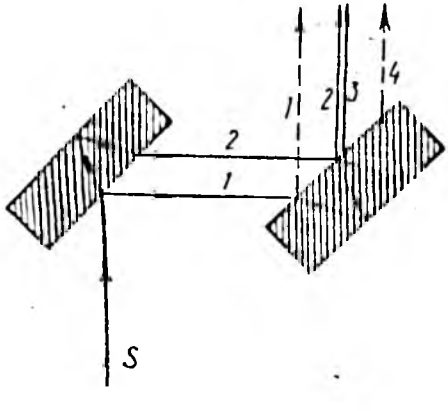
$$\Delta = 0. \qquad (28.2)$$

Агар пластинкалар бир-бирига нисбатан бирор бурчак остида жойлашган бўлса, у ҳолда $\Delta \neq 0$.

r_1 бурчак r_2 дан кам фарқ қилгани сабабли $r_1 \approx r_2$ ни r билан, $(r_2 - r_1)$ ни δr билан белгилаб, Δ ни бошқача ифодалаймиз:

$$\Delta = 2hn\sin r\,\delta r. \qquad (28.3)$$

r синиш бурчаги ва $\delta r = r_2 - r_1$ фарқ ўрнига i тушиш бурчаги ва $\delta i = i_2 - i_1 = \varepsilon$ фарқ орқали ифодаланган тегишли миқдорларни киритиб, синиш қонунига, яъни $n\sin r = \sin i$ қонунга асосан, $\delta r = \dfrac{\cos i}{n\cos r}\,\delta i$ эканлигини топамиз (бу ерда ε — пластинкалар орасидаги бурчак). $i \approx 45°$ ва $n = 1{,}5$ бўлган одатдаги шароитларда $\delta r \approx \dfrac{1}{2}\delta i = \dfrac{1}{2}\varepsilon$ бўлади.



7.1- расм. Жамен интерферометрининг схемаси.

Шундай қилиб, иккала пластинкага перпендикуляр бўлган текисликда тушаётган ёруғлик дасталарининг йўл фарқи

$$\Delta = 2hn\sin r\,\delta r \approx h\varepsilon\sin i \qquad (28.4)$$

бўлади, бу · ерда ε — пластинкалар орасидаги бурчак.

Биринчи пластинкани тўлқин узунлиги бир хил бўлган *параллел* нурлар дастаси билан ёритганда чиқаётган нурларнинг Δ йўл фарқига боғлиқ ҳолда интевсивлиги кўп ёки оз бўлган ёруғлик ҳосил бўлади. Оқ ёруғлик билан ёритилганда пластинка бизга бир текис бўялганга ўхшаб кўринади. *Ёйилувчи* нурлар дастаси билан ёритилганда эса *2* ва *3* нурлар йўлига қўйилган объективнинг фокал текислигида биз берилган *r* га мос келадиган интерференцион полосалар системасини, яъни тенг оғмалик полосаларини кўрамиз. *1* ва *4* нурлар объективнинг гардиши ичига тушмайди. Йўллар фарқи $\Delta = h\varepsilon \sin i = m\ {}^1/_2\lambda$ бўлган йўналишлардаги нурлар учун максимумлар ҳосил бўлади, бу ерда m — жуфт сонлар. m нинг тоқ қийматларига тегишли йўналишлардаги нурлар учун минимум ҳосил бўлади. Полосалар орасидаги бурчакли масофа i бурчакни Δi миқдорда ўзгартириб аниқланади, бу ўзгаришда йўллар фарқи λ га ўзгаради, яъни

$$h\varepsilon \cos i\, \Delta i = \lambda \text{ ёки } \Delta i = \lambda' h\varepsilon \cos i. \qquad (28.5)$$

Бундан чиқадики, тўлқин узунлиги ортганда ва пластинкалар орасидаги бурчак камайганда полосалар орасидаги масофа ортади*. Интерференциянинг биринчи тартибида, яъни йўллар фарқи 1,2, 3, ... ярим тўлқин бўлишига мос келган интерференцияда турли узунликдаги тўлқинларга тегишли полосалар орасидаги масофалар фарқи жуда кичик бўлади; интерференциянинг тартиби ортиши билан бу фарқ анча сезиларли бўлиб қолади. Шунинг учун йўл фарқи 0 га тенг бўлган ҳолга мос келган марказий полоса бизга оқ бўлиб кўринади, минимумларнинг қўшни ўринлари қора бўлиб кўринади, яъни ҳамма тўлқин узунликларига (ҳамма рангларга) мос биринчи минимумлар ўринлари деярли устма-уст тушади; йўл фарқи катта бўлган ҳолга тегишли полосалар рангдор бўлиб кўринади, чунки бир тўлқин узунлигига тегишли минимум бошқа тўлқинларга тегишли максимум устига тушади. Пластинкалар орасидаги икки ёқли бурчакнинг қирраси горизонтал бўлганда оқ полоса кўринади.

Ҳозир тавсиф этилган принципга асосланадиган асбоб Жамен интерферометри дейилади; бу асбоб жуда бир жинсли қалин шишадан ясалган иккита яхши ясси-параллел пластинкадан иборат бўлиб, массив плита устига монтаж қилинган. Пластинкалар асбобнинг махсус созлаш винтлари воситасида аниқ параллел ҳолатга келтирилади. Интерференцион манзара чексизликка фокусланган

* Агар Δl ни ҳисоблашда (28.4) ўрнига аниқроқ (28.3) муносабатдан фойдалансак, у ҳолда Δi (28.5) дагидан тахминан 4 марта ортиқ бўлар экан, бироқ у билан h ва ε орасидаги муносабат аввалгича қолаверади.

кўриш трубаси орқали кузатилади. Жамен интерферометрининг пластинкалари одатда деярли параллел қилиб жойлаштирилади, шунинг учун кенг интерференцион полосалар кузатилади. Пластинкаларнинг ўзи анча қалин (20 мм ва ундан ортиқ) қилиб ясалади, шундай қилинганда *1* ва *2* дасталар бир-биридан имкон борича кўпроқ узоқлашади, ўшанда нурлардан бирининг йўлидаги шароитни иккинчисига ҳалақит бермасдан ўзгартириш мумкин (қ. пастроққа). Қалин пластинкалардан ҳар бирини қайтарувчи сиртларига металл қатлам қопланган иккита юпқа пластинка билан алмаштириш мумкин. Бу юпқа пластинкалар қалин пластинканинг олдинги ва кетинги сиртлари ўрнида туради. Олдинги пластинкага ярим шаффоф металл қатлами қопланади, кетинги пластинкага ёруғликни яхши қайтарадиган зич қатлам қопланади. Бошқача айтганда, «қалин ҳаво пластинкаси» ҳосил бўлади. Бундай схемани Д. С. Рождественский интерференцияловчи дасталарни бир-биридан узоқлаштириш мақсадида ишлатган эди. Бу схеманинг яна бир афзал томони шуки, у ультрабинафша нурлар ютилишини камайтиради. Кварц ёки флюоритдан ясалган юпқа пластинкалардан узоқ ультрабинафша соҳада ўлчаш ишлари олиб боришга ярайдиган интерферометр ясаш мумкин.

Икки нур йўлига қўйилган трубкалардаги фарқлар туфайли ҳосил бўладиган анча катта йўл фарқини компенсация қилиш имкониятига эга бўлиш учун Жамен интерферометрида иккита бир хил шиша пластинкадан иборат бўлган компенсатор қўлланилади, бу пластинкалардан бирининг оғмалигини бир текис ўзгартириш мумкин. Пластинка оғмалигининг ўзгартирилиши иккала дастанинг пластинкалар ичидаги йўллари фарқини жуда аниқ ва бир текис компенсациялашга имкон беради.

Жамен интерферометри нурларидан бирининг йўлига синдириш кўрсаткичи атрофдаги ҳавонинг синдириш кўрсаткичидан бошқача бўлган бирор модда қатлами, масалан, шиша ёки слюдадан ясалган юпқа пластинка ёки бирор газ устуни қўямиз. Нур йўлига қўйилган қатламнинг қалинлиги l га, синдириш кўрсаткичи n_2 га, ҳавонинг синдириш кўрсаткичи n_1 га тенг бўлсин. У ҳолда асбобда интерференциялашувчи нурлар орасидаги йўл фарқи $n_2l - n_1l = l(n_2 - n_1)$ миқдорда ўзгаради.

Агар текширилаётган монохроматик ёруғликнинг λ тўлқин узунлиги ҳисобида ифодаланган бу йўл фарқи $m\lambda$ га тенг бўлса, у ҳолда бутун интерференцион манзара m полосага силжийди, бу ерда m — каср сон бўлиши ҳам мумкин*. Бу силжишни ўлчаб, биз m нинг қийматини топамиз. $\frac{1}{10}$ полоса қадар ($m = 1/10$) силжиш жуда аниқ ва бемалол кўринишн тажрибадан маълум.

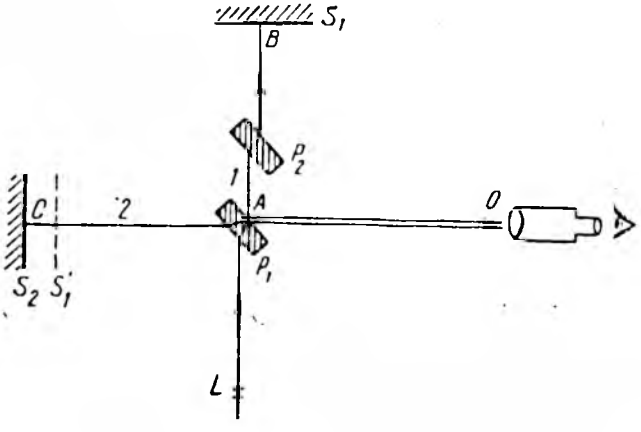
* Интерферометрга оқ ёруғлик тушириб туриб, слюда ёки шиша пластинка киритилмасдан олдинги ва киритилгандан кейинги интерференцион манзараларни кузатиш орқали m сони аниқланади.

m ни аниқлаб ва $l(n_2 - n_1) = m\lambda$ муносабатдан фойдаланиб, нурлар йўлига қатлам қўйилганда модданинг синдириш кўрсаткичининг $\Delta n = n_2 - n_1$ ўзгаришини ҳисоблаб чиқариш мумкин. Қатламнинг l қалинлигини анча катта (масалан, 10 см) қилиб олиш мумкин; шу сабабли $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см $= 5000$ Å бўлганда Δn ўзгаришни ярим миллиондан бирга етказиш мумкин. Махсус қурилмаларда синдириш кўрсаткичининг янада кичик ўзгаришлари кузатилган.

Шундай қилиб, газ температураси ўзгарганда ёки ёт аралашмалар қўшилганда синдириш кўрсаткичида бўладиган жуда кичик ўзгаришларни аниқлашда Жамен интерферометридан фойдаланиш мумкин. Шунинг учун бу асбоб кўпинча *интерференцион рефрактометр* деб аталади. Юқорида айтиб ўтилганидек, бу асбоб синдириш кўрсаткичининг жуда кичик ўзгаришларига ҳам сезгирдир. Бироқ синдириш кўрсаткичининг ўзининг абсолют қийматини бу асбоб билан аниқлаш анча қийин. Одатда Жамен интерферометрида бизни қизиқтираётган газ яхши ўрганилган бирор газ билан, масалан, ҳаво билан солиштирилади.

29- §. Майкельсон интерферометри

Интерференцион манзаралар ҳосил қилиш учун зарур бўлган схемалар яратувчи жуда кўп қурилмалар бор. Бундай асбоблардан бири фан тарихида муҳим роль ўйнаган Майкельсон интерферометридир.



7.2- расм. Майкельсон интерферометрининг схемаси.

S_1 ва S_2 — кўзгулар; P_1— ажратувчи пластинка; P_2— компенсацияловчи пластинка.

Майкельсон интерферометрининг асосий схемаси 7.2-расмда кўрсатилган. L манбадан чиқаётган даста юпқа кумуш ёки алюминий қатлами қопланган P_1 пластинкага тушади. P_1 пластинка орқали ўтган AB нур S_1 кўзгудан қайтади ва яна P_1 пластинкага тушиб, қисман ундан ўтади ва қисман AO йўналишда қайтади. AC нур S_2 кўзгудан қайтади ва P_1 пластинкага тушиб қисман AO йўналишда ўтади. AO йўналишда тарқалаётган иккала (*1* ва *2*) тўлқин L манбадан чиқаётган ажратилган тўлқинлар бўлгани учун улар ўзаро когерент бўлади ва бир-бири билан интерференциялаша олади. *2* нур P_1 пластинкани уч марта, *1* нур эса бир марта кесиб ўтгани учун, *1* нур йўлига P_1 пластинка билан бир хил бўлган P_2 пластинка қўйилади; бу пластинка оқ ёруғлик билан ишлаганда муҳим бўлган қўшимча йўл фарқини компенсациялаш мақсадида қўйилади.

Бу интерференцион манзара S_2 кўзгу билан S_1 кўзгунинг P_1 пластинкадаги мавҳум S'_1 тасвири орасида ҳосил бўлган ҳаво қатламидаги интерференцияга мос келади. Агар S_1 ва S_2 кўзгулар ҳозиргилга олинган ҳаво қатлами ясси-параллел қатлам бўладиган қилиб жойлашган бўлса, у ҳолда ҳосил бўладиган интерференцион манзара чексизликда локалланган (жойлашган) тенг оғмалик полосалари (доиравий ҳалқалар) билан тасвирланади ва бинобарин у манзарани чексизликка аккомодацияланган кўз билан (ёки чексизликка тўғриланган кўриш трубаси билан ёки линзанинг фокал текислигида жойлашган экранда) кўриш мумкин.

Албатта, ўлчами катта (кенг) ёруғлик манбаидан фойдаланиш ҳам мумкин (қ. 17-§). Ҳаво қатлами жуда юпқа бўлганда кўриш трубасининг кўриш майдонида катта диаметрли сийрак интерференцион ҳалқалар кўринади. Ҳаво қатлами қалин бўлганда, яъни интерферометр елкалари узунликларининг фарқи катта бўлганда манзаранинг маркази яқинида кичик диаметрли зич жойлашган интерференцион ҳалқалар кўринади. Ҳалқаларнинг бурчакли диаметри интерферометр елкалари узунликларининг фарқи ва интерференциянинг тартибига боғлиқ равишда $2dn\cos r = m\lambda$ муносабатдан аниқланади. Равшанки, r бурчакнинг қиймати жуда кичик бўлганда кўзгунинг чорак тўлқин узунлиги қадар сурилиши кўриш майдонида ёруғ ҳалқанинг қора ҳалқа ўрнига ва аксинча, қора ҳалқанинг ёруғ ҳалқа ўрнига ўтишига мос келади.

Кўзгу махсус йўналтиргичлар бўйлаб сурадиган микрометрик винт воситасида сурилади. Майкельсоннинг катта интерферометрларида кўзгу ўз-ўзига параллел равишда бир неча ўн сантиметрга сурилиши керак бўлганидан бу асбобнинг механик хоссалари ниҳоятда юксак бўлиши кераклиги келиб чиқади.

Кўзгулар ростлаш винтлари воситасида тўғриланади. Кўпинча кўзгулар шундай ўрнатиладики, бунда эквивалент ҳаво қатлами пона шаклида бўлади. Бу ҳолда пона шаклидаги ҳаво қатламининг қиррасига параллел жойлашадиган тенг қалинлик интерференцион

полосалари кўринади*. Кўзгулар орасидаги масофалар катта бўлганда интерференциялашувчи нурлар орасидаги йўл фарқи ғоят катта ($10^6\lambda$ дан ортиқ) қийматларга етиши мумкин, яъни миллионинчи чамасидаги полосалар кўринади.

Равшанки, бу ҳолда монохроматиклик даражаси жуда юқори бўлган ёруғлик манбалари керак. В. П. Линник «микроинтерферометр» ясади, бу асбоб Майкельсоннинг кичик интерферометри бўлиб, одатдаги микроскопга кийгизилади. Бу асбоб сиртдаги жуда майда нотекисликларни кузатиш ва ўлчашга имкон беради ҳамда сиртлар сифатини текширишда ишлатилиши мумкин.

30-§. Кўп марта бўлинган ёруғлик дасталари билан ишлайдиган интерференцион асбоблар

Шу чоққача биз бирор фазалар фарқига эга бўлган иккитагина тўлқин учрашганда интерференциялашувчи фақат икки нур билан иш кўриб келдик.

Бироқ пластинка ясси-параллел бўлган ҳолда ёруғликнинг пластинка сиртидан кўп марта қайтишини ҳисобга олиш керак, чунки иккиламчи когерент дасталарнинг ҳаммаси ҳам бир-бирига параллел бўлиб қолиб, чексизликда локалланган тенг оғмалик полосалари ҳосил қилиб интерференциялашади.

Пластинкадан чиққан икки қўшни дастанинг йўл фарқи $2dn\cos r$ га тенг, бу ерда d — пластинканинг қалинлиги, n — пластинка моддасининг синдириш кўрсаткичи ва r — синиш бурчаги.

d билан n ўзгармас миқдорлар бўлгани учун кўринаётган полосалар r нинг берилган қийматларига ва демак, i нинг ҳам берилган қийматларига мос келади, яъни бу полосалар тенг оғмалик полосалари бўлади.

Албатта *1*, *2*, *3*, ... дасталарнинг интенсивлиги бир хил эмаслигини ҳисобга олиш керак. Ҳақиқатан ҳам, масалан, қайтиш коэффициенти 0,05 га тенг бўлсин, яъни тушаётган ёруғликнинг фақат 5% қайтади, 95% эса ўтади. Бу ҳолда *1* дастанинг интенсивлиги тушаётган даста интенсивлигининг 5% ига тенг бўлади, *2* дастаники 4,5% га, *3* дастаники атиги 0,01% га тенг бўлади. Бошқача айтганда, учинчи ва ундан кейинги дасталар йўқ деса бўлади. Қайтиш коэффициентининг қийматига қараб интенсивлиги ҳали етарлича катта бўлган нурлар сони (эффектив нурлар сони) ортади ва демак, қайтиш коэффициенти қанча катта бўлса, интерференцион манзара ҳосил бўлишда шунча кўп нурлар актив иштирок этади.

Натижаловчи дастанинг интенсивлиги қўшни дасталар орасидаги фазаларнинг

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} 2dn\cos r$$

фарқига боғлиқ бўлади. Агар қайтиш коэффициенти, яъни қайтган даста интенсивлигининг тушаётган даста интенсивлигига нис-

* Бу ҳолда албатта интерференцион полосалар чексизликда локалланган бўлмайди, қ. 25-§.

бати R билан, ўтказиш коэффициенти T билан белгиланса, полосалардаги интенсивликнинг ψ га боғланиш муносабати

$$I = \frac{T^2}{(1-R)^2} \frac{I_0}{1+[4R/(1-R)^2]\sin^2 1/2\,\psi} \qquad (30.1)$$

формула билан ифодаланади (қ. 47-машқ), бунда интерферометрга тушаётган ёруғликнинг интенсивлиги I_0 га тенг. $\sin^2 1/2\,\psi$ функция 0 дан 1 гача ўзгаргани учун интенсивлик $I_{max} = \frac{T^2 I_0}{(1-R)^2}$ дан $I_{min} = \frac{T^2 I_0}{(1+R)^2}$ гача муттасил ўзгаради. Минимум ҳеч қаерда нолга тенг бўлмайди ва унинг сон қиймати T ва R нинг қийматига боғлиқ бўлади. Агар қайтарувчи қатлам ёруғлик ютмайди деб, яъни $T + R = 1$ деб ҳисобласак (умумий ҳолда $T + R + A = 1$, бу ерда A — ютиш коэффициенти) $I_{max} = I_0$ бўлади, яъни максимумдаги интенсивлик интерферометрга тушаётган ёруғлик интенсивлигига тенг, $I_{min} = \frac{(1-R)^2}{(1+R)^2} I_0$ бўлади, яъни қайтиш коэффициенти 1 га қанчалик яқин бўлса, минимумда интенсивлик нолга шунча яқин бўлади.

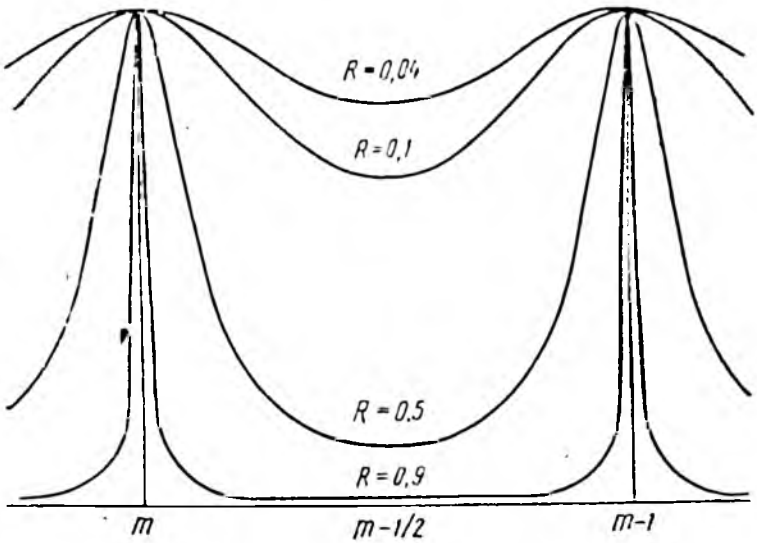
Йўл фарқини тўлқин узунлиги орқали ($\Delta = 2dn\cos r = m\lambda$) ёки фазалар фарқини 2π нинг улушлари орқали ($\psi = 2\pi m$, бу ерда m нинг бутун қисми—интерференцион полосанинг тартиби) ифодалаб, интенсивликнинг максимумлари m нинг бутун қийматларига, минимумлари m нинг яримли бутун қийматларига мос келишини топамиз (m бутун бўлганда $\sin^2 1/2\,\psi = \sin^2 \pi m$ ифода 0 га тенг, m яримли бутун бўлганда бу ифода 1 га тенг бўлади); m нинг оралиқ қийматлари максимумлар билан минимумлар орасидаги қисмларга қаратилган йўналишларга мос келади. Шундай қилиб, минимум иккита максимум ўртасида ётади.

Интерференциянинг турли тартиблари учун интенсивлик тақсимотининг график тасвири 7.3-расмда кўрсатилган. (30.1) формула ва 7.3-расмдан кўринишича, R қанча катта бўлса, минимумлардаги интенсивлик нолга шунча яқин ва интенсивлик максимумлар яқинида шунча кескин пасаяди.

Интенсивлиги яқин бўлган кўп дасталар интерференцияланадиган шароитлар икки асбобда бор.

а. Фабри—Перо эталони. Бу асбоб одатда ҳаво қатламли ясси-параллел пластинкадан иборат. Бу пластинка яхшилаб силлиқланган ва жилоланган шиша ёки кварц пластинкаларнинг иккита ясси сирти орасида ҳосил бўлади; шиша ёки кварц пластинкаларнинг бир-бирига қараган сиртлари қатъий параллел бўладиган қилиб ўрнатилади (7.4-расм)*. Ташқи сиртлар одатда

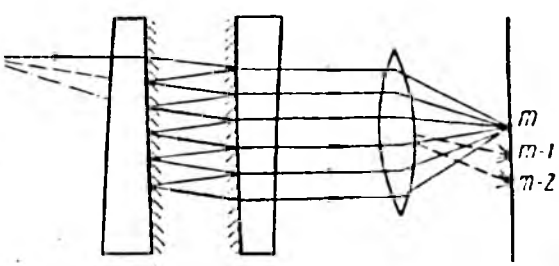
*Батафсил ҳисобнинг кўрсатишича, шиша пластинкаларнинг борлиги қўшни нурлар орасида $\Delta = 2\,dn\cos r$ (қ. (25.1) га тенг бўлган йўл фарқига таъсир қилмайди, одатда ҳавонинг синдириш кўрсаткичини бемалол $n = 1$ деб ҳисоблаш мумкин.



7.3- расм. Қайтиш коэффициенти (R) ҳар хил бўлган ҳолда интерференция тартибига (m га) қараб интенсивликнинг ўтувчи ёруғликда тақсимланиш эгри чизиқлари.

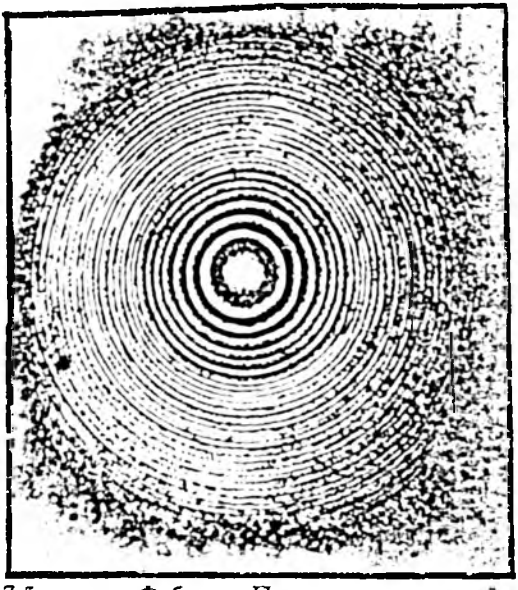
A ютиш коэффициенти нолга тенг деб олинган.

ичкилари билан бирор бурчак ҳосил қилади, бундай қилинганда ташқи сиртлардан қайтган ёруғлик шуъласи (блик) асосий манзарани кузатишга халақит бермайди. Сиртларни бир-биридан маълум масофада параллел ўрнатиш учун пластинкалар орасига инвардан* ясалган ҳалқа қўйилади. Бу ҳалқанинг иккала томонида учтадан чиқиғи бўлиб, буларга пластинкалар учта пружина билан қисиб

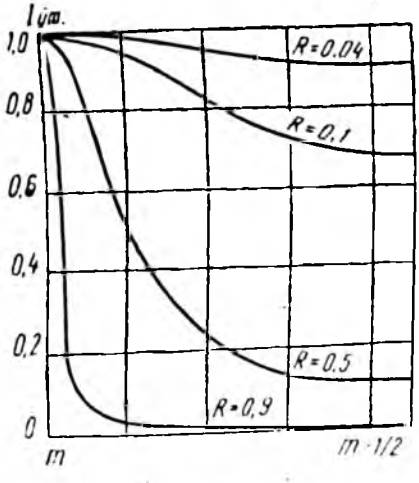


7.4- расм. Фабри — Перо интерференцион эталонининг схемаси.

* Инвар—махсус пўлат бўлиб, унда 36,4% Ni бор; уй температурасида инварнинг термик кенгайиш коэффициенти ниҳоятда кичик ($1{,}5 \cdot 10^{-6}\ °C^{-1}$). Баъзан инвар ҳалқа ўрнига термик кенгайиш коэффициенти $5 \cdot 10^{-6}°C^{-1}$ бўлган эритилган кварцдан ясалган ҳалқалар қўйилади.



7.5- расм. Фабри — Перо эталонида кўринадиган интерференцион манзара (тенг оғмалик чизиқлари).



7.6- расм. R нинг қийматлари турлича бўлган ҳолда интерференция полосаларидаги интенсивликнинг йўл фаркига боғланиши ($I_0 = 1$).

қўйилади. Чиқиқлар кўзгулар бир-бирига параллел турадиган қилиб силлиқлаб ишланган. Бир оз параллел бўлмай қолганда тегишли пружинани босиш билан кўзгулар параллел ҳолатга келтирилади.

Яхши асбобларда пластинкалар сирти 1/200 тўлқин узунлигигача аниқликда ясси қилинади. Пластинкаларнинг ички юзларига (орасида ҳаво қатлами жойлашган юзларига) кумуш ёки бошқа металл ялатилади (қопланади), шундай қилинганда нурларнинг қайтиш коэффициенти анча юқори бўлади. Интерференцион манзара тенг оғмалик ҳалқалари шаклида (7.5-расм) бўлади, чунки эталонга энлик ёруғлик манбаидан ёйилувчи ёруғлик дастаси туширилади (7.4-расмда бу дастадаги нурлардан *биринг* йўли кўрсатилган). Интерференция тартиби пластинкалар орасидаги масофа билан аниқланади (бу масофа 1 дан 100 мм гача, махсус эталонларда эса анча катта — 1 м гача бўлади). Шунинг учун кузатиладиган интерференция тартиблари жуда юқоридир. $d = 5$ мм бўлганда $m \approx 20000$.

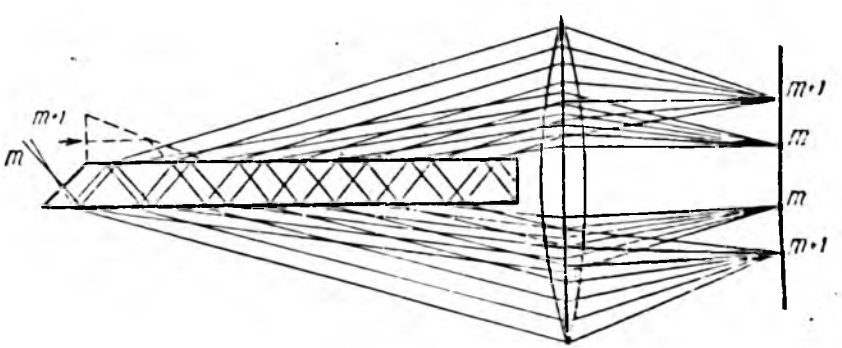
Металл қатламидан қайтиш коэффициенти қанча катта бўлса, интерференцион манзаранинг аниқлиги шунча юқори бўлади (7.6-расм). Шиша сиртига металл қатлами қопланмаганда $R = 0{,}04$ бўлади. Шиша сиртига металл қоплашнинг ҳозирги замон усуллари R ни $R = 0{,}90 — 0{,}95$ га етказишга имкон беради. Кейинги вақтларда қоплама бир неча қаватли қилиб

ишланиб, қайтариш коэффициенти 0,99 га етказилади. Одатда R нинг қийматлари тўлқин узунлигига бирмунча боғлиқ.

Фабри — Перо интерферометрининг олдинги моделларида кўзгулар орасидаги масофани ўзгартирадиган мослама бўлар эди. Бу иш худди Майкельсон интерферометридаги каби бажарилар эди. Ўз-ўзидан равшанки, сурилма интерферометрда эталонларда эришиш мумкин бўлган юксак аниқлик йўқ. Шунинг учун жуда аниқ ўлчаш керак бўлган ҳолларда кўзгулар орасига қўйиладиган ҳалқаларининг қалинлиги ҳар хил бўлган эталонлар тўпламидан фойдаланган маъқул.

Баъзан Фабри — Перо эталони ясси-параллел шиша пластинка шаклида ишланиб, пластинканинг ташқи сиртларига ёруғлик қайтарувчи қатлам қопланади. Бундай асбоблар арзон туради ва осон ишлатилади. Бироқ уларнинг иш сифати ҳаво қатламли эталонларникича юксак даражада бўлмайди. Эталон қўлланилганда ўтувчи ёруғликда ишлаш маъқул кўрилади, бунда қора фонда аниқ максимумлар кузатилади; қайтган ёруғликда орасига ёйилиб кетган кенг максимумлар тушган аниқ минимумлар кузатилади (қ. 48-машқ), шу туфайли муқаррар равишда бўладиган сочилган ёруғликнинг зарарли таъсири ортади*.

Эталон орқали ўтадиган ёруғликнинг интенсивлиги тўғрисидаги масала жуда муҳим аҳамиятга эга. R қайтиш коэффициенти орта борган сари ёруғлик ютилмаган ҳолда максимумлар интенсивлиги ўзгармайди ва R нинг ҳар қандай қийматида тушаётган дастанинг интенсивлигига тенг бўлади. R ни орттиришнинг муҳимлиги шундаки, R ортиши туфайли интерференцион манзаранинг контрастлиги (кескинлиги) ортади, яъни максимумлар ўзгармаган



7.7- расм. Люммер — Герке пластинкасининг схемаси.

(Бурчаклар фарқи жуда катталаштириб кўрсатилган.

*Қайтарувчи (қисман, ютувчи) қопламаларни махсус танлаб олиш йўли билан шунга эришиш мумкинки, қайтган ёруғликда максимумлар одатдаги асбобларда ўтувчи ёруғликда кўринадиган максимумлар каби аниқ бўлади (Ю. В. Троицкий).

ҳолда минимумлар заифлашади. Ёруғлик ютилган ҳолда максимумлар интенсивлиги камаяди. Бу ҳолда (30.1) формула ўз кучида қолади, бироқ бунда $T \neq (1-R)$ бўлиб, $T+R+A=1$ тенглик ўринли бўлади. Максимумдаги интенсивлик ифодаси қуйидаги кўринишга келади:

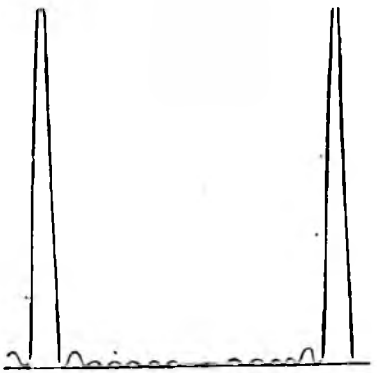
$$I_{max} = \frac{T^2 I_0}{(1-R)^2} = \frac{T^2 I_0}{(T+A)^2}.$$

Қайтарувчи металл қоплама яхши ва янги бўлганда A ютиш коэффициенти 1% дан ортмайди. Бундай ҳолда $R=90\%$, $T=9\%$ бўлганда I_{max} интенсивлик тушаётган ёруғлик интенсивлигининг 80% га тенг бўлади; $R=95\%$, $T=4\%$ бўлганда $I_{max} \approx 65\%$. Амалда қопламалар металлдан ишланган ҳолда I_{max} нинг қиймати кичикроқ бўлади. Қопламалар диэлектрикдан кўп қаватли қилиб ясалганда I_{max} нинг қиймати қопламалар металлдан ишлангандагига қараганда яхшироқ бўлади.

Фабри — Перо эталонида R ва A нинг қийматларини, шунингдек ҳаво қатламининг қалинлигини ўзгартириш мумкинлиги туфайли бу асбоб бошқа асбоблар олдида, масалан, Люммер — Герке пластинкаси олдида катта афзалликларга эга бўлган жуда пухта асбоб ҳисобланади.

б. Люммер — Герке пластинкаси бир жинсли шишадан жуда юқори аниқликда ясалган ясси-параллел пластинкадир. Пластинканинг бир учи кесиб қўйилган ёки унга қўшимча призмача бириктирилган (7.7-расм), бундай қилинганда ёруғлик пластинканинг кириш ёғига нормал ҳолда тушади ва, бинобарин, ёруғлик қайтишга кам исроф бўлади. Нурлар шундай йўналишда тушириладики, шиша — ҳаво чегарасида тушиш бурчаги тўлиқ ички қайтиш бурчагига яқин, бироқ ундан сал кичик бўлади. Бундай шароитларда ёруғлик шиша — ҳаво сиртидан деярли бутунлай қайтади ва унинг жуда оз қисмигина пластинка сирти билан жуда кичик бурчак ҳосил қилувчи йўналишда пластинкадан (унинг юқориги ёки пастки томони орқали) чиқади. Ҳар бир қайтишда ёруғлик деярли бутунлай пластинка ичида қолгани ва унинг жуда оз қисмигина пластинкадан ташқарига чиққани учун кетма-кет нурларнинг интенсивлиги бир-биридан оз фарқ қилади. Шундай қилиб, Люммер — Герке пластинкаси воситасида интенсивлиги бир-бирига яқин бўлган 10—15 тагача нурлар олиш мумкин; бунда, албатта, пластинка анча узун (пластинканинг қалинлигига қараб 10 дан 30 см гача) бўлиши керак.

Агар Люммер — Герке пластинкасига ёруғлик кенг манбадан тушаётган бўлса, у ҳолда тушувчи ва бинобарин, синган нурлар r нинг *турли* қийматларига мос келади. Шунинг учун йиғувчи линзанинг фокал текислигида (ёки чексизликка тўғриланган кўриш трубасида) $2dn\cos r = m\lambda$ формуладан аниқланган турли r_m, r_{m+1}, r_{m+2}, ... бурчакларга мос бўлган турли m, $m+1$, $m+2$, ...



7.8- расм. Люммер — Герке пластинкасида кўп нурлар интерференциялашган ҳолда интенсивликнинг тақсимот графиги.



7.9- расм. Люммер—Герке пластинкаси воситасида ҳосил қилинган интерференцион манзаранинг фотосурати.

тартибли полосалар системаси ҳосил бўлади. Интенсивлик тақсимоти 7.8-расмда кўрсатилган. Люммер—Герке пластинкаси воситасида ҳосил қилинган интерференцион манзаранинг (тенг оғмалик чизиқларининг) фотосурати 7.9-расмда кўрсатилган: бу манзара қора фондаги бир қатор равшан тор максимумлардан иборат.

Одатда Люммер — Герке пластинкасининг қалинлиги 3 дан 10 мм гача бўлиб, r бурчаги 45° дан кўп фарқ қилмайди. Шундай қилиб, m сони бир неча ўн минг билан ифодаланадиган сон: Люммер—Герке пластинкасида жуда юқори тартибли интерференцион полосалар кўринади.

31-§. Йўл фарқи катта бўлганда юз берадиган интерференция

Майкельсон интерферометри ёки Фабри — Перо эталонига ўхшаш асбобда биз йўл фарқи ниҳоятда катта (миллион тўлқин узунлиги чамасида) бўлган нурларнинг интерференцияси билан иш кўрамиз. Шу сабабли интерференцияни кузатиш учун ёруғлик жуда юқори даражада монохроматик бўлиши керак. Йўл фарқи катта бўлганда номонохроматик ёруғлик интерференцион манзара ҳосил қилмаслигининг физик сабаби қуйидагичадир. 4-§ да кўриб ўтганимиздек, монохроматиклик даражаси ёруғлик нурланганда бўладиган мунтазам синусоидал тебранишнинг давом этиш вақти билан

аниқланади. Бошқача айтганда, атомнинг нурланиши тамом бўлгунча атомда амплитудаси ва фазаси ўзгармас бўлган мунтазам синусоидал тебраниш қанча кўп бўлса, атом чиқараётган ёруғлик шунчалик монохроматикроқ бўлади. Мунтазам синусоидал тебранишнинг ҳар қандай узилиши, яъни атомлар чиқараётган мунтазам синусоидал тўлқинлар тизмаси (цуг)нинг узилиши монохроматикликнинг камайишини билдиради. Равшанки, агар атом бир неча ўн минг мунтазам синусоидал тебранишлар тўплами чиқариб туриб, кейин унинг нурланиши узилиб қолса (бошқача айтганда, бу нурланиш монохроматик нурланишга унча яқин бўлмаса), у ҳолда йўл фарқи юз минг тўлқин узунлигига тенг бўлганда интерференция юз бермайди, албатта: узунроқ оптик йўлдан келаётган тўлқинлар цугининг боши етиб келганда қисқароқ йўлдан келаётган тўлқинлар цуги бутунлай ўтиб кетиб, бошқа атомлар юборган ёки бошқа чиқариш актида юборилган цуг билан алмашиб улгуради. Шундай қилиб, учрашувчи цуглар когерент бўлмайди ва интерференция юз бермайди.

Равшанки, атом чиқараётган цуг қанчалик узун, яъни ёруғлик монохроматикроқ бўлса, йўл фарқи катта бўлганда интерференция юз бериши мумкин. Ёруғлик газ-разрядли манбалардан туширилганда йўл фарқи ярим миллион тўлқин узунлигига яқин бўлганда Майкельсон интерферометрида интерференция ҳодисасини кузатиш мумкин бўлди. Бундай тажрибалар атом нурланишида юз берадиган процессларни характерлай олади (қ. 22-§). Аксинча, монохроматик тўлқинлар манбаи ишлатилганда йўл фарқи ниҳоятда катта бўлганда интерференцияни юзага келтириш ва шундай қилиб, тўлқин узунлигини ниҳоятда аниқ топиш мумкин. Баъзи лазерларда (масалан, гелий-неонли лазерда) нурланиш спектрининг кенглиги 10^6—10^4 $с^{-1}$ бўлади, бу эса йўл фарқи 10^8—10^{10} тўлқин узунлигига тенг бўлганда интерференция юз беришига имконият яратади.

Қайта ҳосил қилиниши жуда осон монохроматик нурланиш берадиган ёруғлик манбаи яратиш билан биз узунлик эталонини олиш имконига эга бўламиз. Нормал метрни бундай манбанинг бирор чизиғининг тўлқин узунликлари орқали ифодалаб, биз нормал метр эталонини мана шундай эталон ёруғлик манбаи билан алмаштира оламиз.

Ёруғлик манбаи қайта ҳосил қилиш мумкин бўлган ўртача тўлқин узунликли етарлича монохроматик нурланиш чиқариши учун нурланишни ғалаёнлантирадиган ҳамма сабабларни иложи борича йўқотиш керак. Атомларнинг ўзаро тўқнашуви натижасида юз берадиган ғалаёнланишларнинг олдини олиш учун нурланиш паст босимли буғларда ҳосил қилиниши, шунингдек, электрон ва ионлар концентрацияси катта бўлганда ҳосил бўладиган электр майдонларининг ғалаёнлантириш таъсирини камайтириш мақсадида (Штарк эффекти) нурланиш унча катта бўлмаган разряд токида ҳосил қилиниши керак. Нурланувчи атомларнинг иссиқлик

ҳаракати туфайли ҳосил бўлган Допплер эффектининг таъсирини (қ. 128-§) ва нурланувчи атомларнинг структурасига алоқадор бўлган оқибатларни бартараф қилиш анча қийин. Допплер эффектини сусайтириш учун нурлатгич сифатида массаси иложи борича катта бўлган ва паст температураларда буғининг эластиклиги етарлича бўлган (қ. 22-§) модда олиш мақсадга мувофиқдир. Нурланаётган спектрал чизиқларнинг мураккаблигига (спектрал чизиқларнинг ўта нозик структураси) атом ядроси моментининг электрон қобиққа кўрсатадиган таъсири сабаб бўлади. Ядро моменти (спин) нинг мавжудлиги атом оғирликнинг жуфт ёки тоқлигига боғлиқ. Бироқ табиий атомлар деярли ҳамиша изотоплар аралашмасидан ташкил топган бўлади, шунинг учун спектрал чизиқларнинг кўпчилиги зич жойлашган компонента лар тўпламидан иборат бўлади.

Ядро физикасининг ютуқлари айрим изотопларни сунъий равишда олиш имконини берди. Масалан, олтинга нейтронлар ёғдирилганда симобнинг массаси жуфт бўлган стабиль $_{80}Hg^{193}$ изотопини олиш мумкин, бу изотоп ўта нозик структурага эга бўлмаслиги керак.

Қатор моддаларнинг нурланиш спектридаги кўп чизиқларни ўрганиш натижасида бир неча спектрал чизиқлар топилди, бу чизиқлар маълум шароитларда жуда юксак даражада монохроматик бўлиб, уларнинг ўртача тўлқин узунлигини қайта ҳосил қилиш осон. 1960 йилда Ўлчов ва тарозиларнинг бош конференцияси метрни узунликнинг янги эталони билан алмаштириш тўғрисида қарор қабул қилди. Криптон изотопларидан бирининг (Kr^{86}) қирмизи чизиғи асос қилиб олинди; бу нурланишнинг тўлқин узунлигини метрнинг узунлигига жуда пухта қилиб солиштиргандан сўнг таърифга кўра 1 м = 1650763,73 $\lambda_{вак}$ Kr^{86} деб олинди. Бу нурланишнинг вакуумдаги тўлқин узунлиги $\lambda_{вак} = 6057{,}8021 \cdot 10^{-10}$ м. Стандарт ҳаво деб аталувчи (босим 760 мм сим. уст., температура 15°C, CO_2 нинг миқдори 0,03 %) ҳавода бу чизиқнинг тўлқин узунлиги $\lambda_{ҳаво} = 6056{,}12525 \cdot 10^{-10}$ м. Эталонли нурланиш ҳосил қилишда ёруғлик манбаи турадиган шароитлар аниқ кўрсатилган: иссиқ катодли газ-разрядли лампа, унинг ичига криптоннинг Kr^{86} изотопи (тозалиги 99 % дан ортиқ) қамалган бўлиб, 63 К температурагача (азотнинг учланган нуқтасигача) совитилади. Разряд трубкасининг диаметри, разряд токининг зичлиги ва шу кабилар қарорда олдиндан кўрсатиб қўйилган. Тажрибанинг кўрсатишича, тўлқиннинг эталон узунлигини қайта ҳосил қилишнинг нисбий аниқлиги $1 \cdot 10^{-8}$ га тенг.

Жадвалда иккиламчи нормаллар сифатида қабул қилинган ва айниқса яхши ўрганилган баъзи чизиқлар тўлқин узунликларининг қийматлари берилган.

Иккиламчи нормаллар Kr^{86} нинг эталон сифатида олинган қирмизи чизиғининг тўлқин узунлиги билан интерферометрик усулда таққослаш орқали ҳосил қилинади. Турли мамлакатларнинг (СССР,

АҚШ, Канада ва бошқалар) қатор лабораторияларида бу иш қилиб кўрилган; жадвалнинг охирги устуни ўтказилган ўлчаш натижаларининг фарқи тўғрисида тушунча беради.

Баъзи газли лазерлар нурланишининг монохроматиклиги (нисбий ўлчовда) 10^{-10} ва ҳатто 10^{-11} бўлади, бу эса эталон сифатида олинган нурланишнинг монохроматиклигидан (тахминан 10^{-7} дан) анча аниқдир. Бироқ бу лазерлар нурланишининг тўлқин узунлигини қайта ҳосил қилиш (яъни турли лабораторияларда қурилган лазерлар тўлқин узунликларининг мос тушиш даражаси) ҳозирги вақтда эталон тўлқин узунлигини қайта ҳосил қилишдан ортиқ эмас. Лазерлар техникасини такомиллаштириш ва лазерлар тўлқин узунлигининг абсолют қийматига таъсир этадиган сабабларни чуқур ўрганиш узунликнинг янги, лазерли эталонига ўтишга имкон яратади, деб ўйлаш мумкин.

7.1-жадвал

Иккиламчи нормалларнинг тўлқин узунликлари

Элемент	Тўлқин узунлиги, 10^{-10} м (вак.)	Тўлқин узунлигини қайта ҳосил қилишнинг нисбий аниқлиги
Kr^{86}	6458,0720 6422,8006 5651,1286 4503,6162	$1 \cdot 10^{-8}$
Hg^{198}	5792,2683 5771,1983 5462,2705 4359,5624	$(2-3) \cdot 10^{-8}$
Cd^{114}	6410,2480 5087,2379 4801,2521 4679,4581	$(3-4) \cdot 10^{-8}$

32- §. Интерференцион методларнинг тадқиқот ишларидаги баъзи татбиқлари

Ҳозирги вақтда илмий мақсадларда ўтказиладиган ўлчашларгина эмас, техник ўлчашлар ҳам узунликни жуда катта аниқликда топишни талаб қилади. Узунликларни катта аниқликда ўлчаш намуналари (эталонлари) сифатида *учли ўлчовлар* (*Иоганссон плиткалари*)ишлатилади; бу плиткалар қалинлиги турлича бўлган пўлат пластинкалар бўлиб, уларнинг қарама-қарши сиртлари яхшилаб

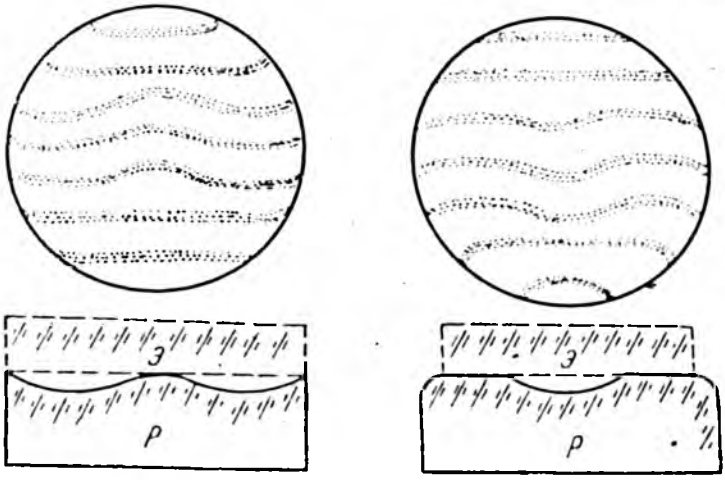
силлиқланган, жуда текис ва бир-бирига параллел қилинган. Бундай плиткалар тўплами бор бўлса, уларни бир-бирига зич қилиб сиқиб (ишқаб жипслаб), узунлиги жуда катта аниқликда топилган турли хил комбинациялар тузиш мумкин; қуйидаги рақамлар ўлчаш аниқлиги ҳақида тасаввур беради.

Учли ўлчовнинг узунлиги, мм ҳисобида	1	10	50	100	1000
Йўл қўйиладиган фарқлар, мкм ҳисобида	0,1	0,1	0,2	0,3	2

Учли ўлчовларни ясашда ва текширишда бундай аниқликка эришиш учун интерференцион методлар қўлланилади. Бу методларнинг хиллари кўп, лекин уларнинг ҳаммасининг моҳияти Майкельсон ёки Фабри — Перо интерферометридан фойдаланишга келтирилади; бу интерферометрда қайтарувчи сиртлардан бири текширилаётган учли ўлчовнинг сирти бўлиб, учли ўлчовнинг қалинлиги иккинчи қайтарувчи сиртгача бўлган масофани аниқлайди (баъзан яна қўшимча кўзгулар қўйилади). Бу турдаги интерференцион компараторлар хилма-хил бўлиб, улар иккита учли ўлчовнинг узунлигини солиштиришга ёки бу узунликнинг ўзини аниқлашга мослаштирилган. Энг яхши давлат метрологик лабораторияларида ишлатиладиган бундай компараторлар 100 мм гача бўлган Иогансон плиткаларини 0,010 дан 0,005 мкм гача аниқликда, 1000 мм гача бўлган плиткаларни 0,1 дан 0,05 мкм гача аниқликда топишга имкон беради.

Интерференцион методика масофаларни аниқ ўлчаш билан бирга силлиқланган сирт сифатини катта аниқликда топишга ҳам имкон беради. Кўзгу, линза ва призмалар сиртини ниҳоят даражада аниқ қилиб тайёрлаш юқори сортли замонавий оптик асбоблар яратишнинг зарурий шартидир. Энг яхши оптик системаларда бу сиртларнинг лойиҳада кўрсатилгандан фарқи тўлқин узунлигининг ўндан бир ва ҳатто юздан бир улушидан ортиқ бўлмаслиги керак. Бундай сиртлар сифатини текширишда интерференцион методлар жуда қўл келади, бу методлар оптика-механика саноатида кўпдан бери кенг ишлатилиб келмоқда.

Одатда интерференцион методларнинг қўлланилиши жуда пухта қилиб ишланган намунали эталонни қўлланишга асосланади. Ҳамма эҳтиётқорлик чораларига амал қилган ҳолда (чангдан тозалаб, температураларини тенглаштириб), биз берилган эталон сирт устига текшириладиган сиртни қўямиз (7.10-расм), у ҳолда бу сиртлар орасида юпқа ҳаво қатлами ҳосил бўлади, қайтган ёруғликда бу қатлам аниқ интерференцион манзара ҳосил қилади. Интерференцион полосаларнинг шакли ва кенглигига қараб, тайёрланган сиртнинг камчиликлари тўғрисида фикр юритиш, сиртнинг қайси қисмлари керагидан фарқ қилишини, қайси томонга фарқ қилишини (ботиқ ёки қавариқ бўлиб қолганини) кўриш ва фарқлар катталигини тахминан аниқлаш мумкин. Агар синалаётган сиртнинг камчиликлари унча кўп бўлмаса, у ҳолда интерференцион ҳалқалар



7.10- расм. Сиртлар сифатини контроль қилишнинг интерференцион методи.

Р — синаладиган пластинка; *Э* — эталон пластинка. Интерференцион манзарянинг (тенг қалинлик чизиқларининг) схематик тасвири юқорида кўрсатилган.

кенгроқ бўлади, ҳеч қандай фарқ бўлмаганда бутун сиртнинг ранги бир текис бўлади.

Ясси сиртларни текширишда эталон сирт билан текширилаётган сиртни шундай ёпиштириш керакки, бунда улар орасида бурчаги жуда кичик бўлган понага ўхшаган ҳаво қатлами қолиши керак (бунинг учун бир-бирининг устига қўйилган сиртларни бир томондан бирмунча сиқиб қўйиш етарли). Идеал текисликлар орасида тенг қалинлик полосалари понанинг қиррасига параллел тўғри чизиқлар шаклида бўлади.

Текисликлар салгина фарқ қилса, бу чизиқлар сезиларли даражада эгриланади: эгриланишнинг шаклига қараб «чуқурни» «дўнгдан» осон фарқ қилиш ва текисликка нисбатан бўлган фарқни 0,01 мкм дан кам бўлмаган аниқликда топиш мумкин. Пона қиррасининг вазиятини ўзгартириб (бунинг учун текисликларни гоҳ бир томондан, гоҳ бошқа томондан сиқиш керак), сиртнинг сифатини ҳамма йўналишларда тезгина текшириб чиқиш мумкин.

Сиртни жуда синчиклаб тадқиқ қилишда деярли нормал дасталардан ва монохроматик ёруғликдан фойдаланиш лозим, шундай қилинганда интерференцион манзаралар жуда аниқ бўлади.

Агар синалаётган пластинка ва синов шишасининг (эталоннинг) сиртларига кумуш ялатилса, ёруғликнинг кўп марта қайтиши туфайли янада тор ва кескин полосалар кўринади, бу ҳол назорат аниқлигини 0,003 мкм гача кўтаришга имкон беради (М. Ф. Рома-

нова, 1932 й. Толанский, 1944 й.). Бунда текшириладиган сиртлар юпқа ҳаво қатлами билан ажралиб туради.

Тайёр оптик системалар (объективлар) сифатини контроль қилишга мўлжалланган интерферометрлар (В. П. Линник, Твайман) бор, бунда сиртга ишлов берилиш сифатигина эмас, балки система ясалган шишанинг бир жинслилиги ҳам контроль қилинади.

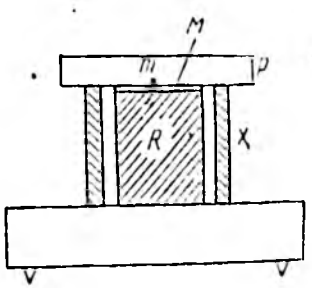
Бир неча метрга борадиган катта ўлчамли сиртларни текширишда, албатта, синов шишасини (эталонни) қўлланиб бўлмайди. В. П. Линник шундай бир интерферометр ясади, унда ёруғлик катта сиртга жуда қия бўлиб тушади, шу туфайли қайтган дастанинг кесими кўп камаяди ва интерференцион манзарани кузатиш мумкин бўлади. Линникнинг интерферометри узунлиги 5 м гача бўлган сиртларнинг тўғрилигини 1 мкм гача аниқликда контроль қилишга имкон беради.

Металл сиртларга ишлов бериш тозалигининг сифатини контроль қилишда ҳам интерференцион методлар кенг қўлланилади. Бундай асбоблар жумласига В. П. Линникнинг 29-§ да тилга олинган микроинтерферометри киради.

Юпқа пардаларда бўладиган интерференция ҳодисаси бир қатор асбобларда бирор ҳаво қатламининг қалинлиги арзимаган даражада ўзгарганлиги тўғрисида фикр юритишга имкон берадиган сезгир метод сифатида ишлатилади. Масалан, Физо — Аббе дилатометрида иссиқлик таъсиридан бўладиган арзимаган кенгайиш синалаётган жисм билан эталон шиша орасидаги ҳаво қатламининг қалинлигини ўзгартириб юборади.

Энг такомиллаштирилган дилатометрда эритилган кварцдан ясалган X ҳалқа бўлиб (унинг термик хоссалари яхши маълум), унинг устига шишадан ясалган P эталон пластинка қўйилган (7.11-расм). Ҳалқанинг ичига текисликлари яхшилаб силлиқланган R устунча шаклида ишланган синаладиган модда қўйилади. Сиртлар орасида ҳосил бўлган юпқа M ҳаво қатлами (одатда бу қатлам пона шаклида бўлади) монохроматик ёруғлик билан ёритилади ва интерференцион манзара ҳосил қилади.

X ва R нинг кенгайиш коэффициентлари бир-биридан фарқ қилгани туфайли, иситилганда M ҳаво қатламининг қалинлиги ўзгаради, бунинг оқибатида интерференцион полосалар силжийди, бу силжиш m тамға воситасида қайд қилинади. Полосаларнинг бирга тенг силжиши йўл фарқининг λ/га ўзгарганини, яъни ҳаво қатламининг $\lambda/2$ га ўзгарганини билдиради. Шундай қилиб, интерференцион манзарани кузатиб, ҳаво қатлами қалинлигининг ўзгаришини аниқ ўлчаш ва бунга қараб кенгайиш коэффициентини



7.11- расм. Интерференцион дилатометрнинг схемаси.

ҳисоблаб топиш мумкин. Бу турдаги аниқ ўлчашларда ҳавонинг синдириш кўрсаткичининг температурага боғлиқ эканлигини эътиборга олишга тўғри келади.

Ясси-параллел пластинкаларни контроль қилиш методи 27-§ да баён этилган эди.

Юқорида эслатиб ўтилганидек (қ. 28-§) интерференцион методлар синдириш кўрсаткичининг арзимаган ўзгаришларини катта аниқлик билан топишга имкон беради, бу ўзгаришлар оқибатида эса оптик йўл узунлиги ўзгаради ва бинобарин, интерференцион манзара силжийди.

Жаменнинг юқорида айтиб ўтилган рефрактометридан ташқари, бу мақсадда кўпдан-кўп интерференцион рефрактометрлар ишлатилади; улар техник характерда бўлиб, газ ва суюқликларнинг аралашмалар қўшилиб қолиши туфайли синдириш кўрсаткичларининг кичик ўзгаришларини ўлчашга мослаштирилган (масалан, шахталардаги газ таркибини аниқлашга ва сувда эриган арзимас миқдордаги тузларни анализ қилишга мўлжалланган техник интерферометр). Кейинги вақтларда интерференцион рефрактометрия ҳатто касаллик туфайли қонда юз берадиган ўзгаришларни тадқиқ этиш учун клиник лабораторияларда ҳам қўлланила бошлаяпти. Ниҳоят, қаттиқ жисмларнинг синдириш кўрсаткичларини аниқлашда қўлланиладиган интерференцион рефрактометрлар ҳам оз эмас. Кейинги вақтларда синдириш кўрсаткичларининг бу методлар билан топилган натижаларига ҳамма зарур тузатмалар киритилганда синдириш кўрсаткичлари саккизинчи ўнли рақамгача аниқликда топилди.

Интерференцион ҳодисалар бурчакларни аниқ белгилашда ҳам қўлланилади. Бу ерда ҳам хилма-хил усуллардан фойдаланиш имкони бор. Масалан, шиша призмалардаги бурчакларнинг тўғрилигини контроль қилишда юпқа пластинкаларда (пона шаклидаги ҳаво қатламида) юз берадиган ҳодисалардан фойдаланилади. Шишадан стандарт гўния ясаб олиб ва уни призманинг ёқларига қўйиб, призма бурчагининг тўғрилигини интерференцион манзарага қараб топиш мумкин, бундаги аниқлик катети 0,03 мкм дан ортмайдиган ҳаво понасига мос келади.

Майкельсон қўшалоқ юлдузлар орасидаги жуда кичик бурчакли масофаларни, шунингдек юлдузларнинг бурчакли диаметрини баҳолашда интерференцион методни татбиқ этган. Майкельсон методи ва субмикроскопик зарралар ўлчамларини аниқлашга бу методнинг қўлланиши кейинроқ (қ. 45-§) баён этилади. Ниҳоят, тўлқин узунлигини ғоят катта аниқликда топишга имкон берувчи интерференцион методлар бениҳоя нозик бўлган спектроскопик тадқиқотларда (спектрал чизиқларнинг нозик структураси, спектрал чизиқларнинг шакли ва энини тадқиқ этиш, спектрал чизиқлар тузилишидаги жуда кичик ўзгаришлар) ҳам қўлланилиши равшандир. Интерференцион спектроскоплар, уларнинг афзаллик ва камчилик томонлари бошқа спектрал асбоблар (дифракцион панжара, призма) билан бирга 50-§ да ўрганилади.

ЁРУҒЛИКНИНГ ДИФРАКЦИЯСИ

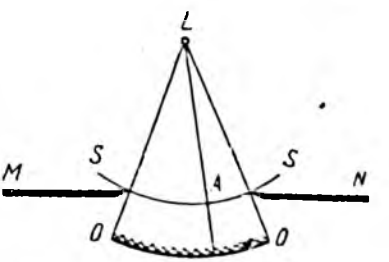
VIII боб

ГЮЙГЕНС ПРИНЦИПИ ВА УНИНГ ТАТБИҚЛАРИ

33- §. Гюйгенс—Френель принципи

Ёруғликнинг хилма-хил интерференция ҳодисаларининг ҳаммаси ёруғлик процессларининг тўлқин табиатли эканлигининг ишончли далилидир. Бироқ *ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиши* қонунидек асосий ва тажрибада яхши тасдиқланган қонунни тўлқин нуқтаи назаридан талқин этмай туриб, тўлқин тасаввурлар узил-кесил ғалаба қозонмас эди.

Тўлқин тасаввурларнинг Гюйгенс ривожлантирган илк шакллари («Трактат о свете», 1690) бу саволга қаноатланарли жавоб топа олмас эди. Ёруғликнинг тарқалиши тўғрисидаги таълимотга Гюйгенс принципи деб аталадиган принципни асос қилиб олган. Гюйгенс тасаввурларига биноан, ёруғлик товушга ўхшаб, бутун фазони эгаллайдиган махсус муҳитда, яъни эфирда тарқаладиган тўлқин деб қаралади; жумладан, эфир ҳар қандай модданинг зарралари орасидаги оралиқларни тўлдиради; бу зарралар эфир океанига ғарқ бўлгандай туюлади. Бу нуқтаи назардан қараганда, эфир зарраларининг тебранма ҳаракати ёруғлик нури «йўлида», яъни L ёруғлик манбаини (8.1-расм) текширилаётган A нуқта билан туташтирувчи тўғри чизиқда ётган заррагагина эмас, балки A га яқин турган ҳамма зарраларга узатилади, деб ҳисоблаш табиий бўлар эди. Бошқача айтганда, ёруғлик тўлқини A дан ҳамма томонга гўё A нуқта ёруғлик манбаи бўлиб қолгандек тарқалади. Бу иккиламчи тўлқинларнинг ўрамаси бўлган сирт тўлқин фронтининг сиртидир. 8.1-расмда тасвирланган ҳол учун бу ўрама (қалин ёй) маркази L нуқтада бўлган шар сиртининг MN экрандаги доиравий тешикнинг четларига тортилган конус билан чегараланган қисми бўлади. Муқаддимада айтиб ўтилганидек, Гюйгенс принципи ёруғликнинг



8.1- расм. Гюйгенс принципига доир.

L — манба; *SS*—ёрдамчи сирт; *OO*—*SS* дан чиқувчи иккиламчи тўлқинларнинг ўрамаси.

қайтиши ва синиши масалалари билан бирга нурнинг иккига ажралиб синиши тўғрисидаги мураккаб муаммони ҳам изоҳлаб беришга имкон яратди; бироқ ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиши тўғрисидаги масала аслида ҳал қилинмади, чунки бу масала ёруғликнинг тўғри чизиқдан четга чиқиш ҳодисаларига, яъни дифракция ҳодисаларига боғлаб қўйилган эмас эди.

Сабаби шундаки, Гюйгенс принципининг дастлабки шакли геометрик оптика соҳасида қўлланиладиган принцип эди. Тўлқин оптикаси тили билан айтганда, бу принцип тўлқин узунлигини тўлқин фронтининг ўлчамларига нисбатан чексиз кичик деб ҳисоблаш мумкин бўладиган ҳолларга оид принцип эди. Шунинг учун Гюйгенс принципи ёруғлик фронтининг тарқалиш йўналиши тўғрисидаги масаланигина ҳал қилишга имкон бериб, турли йўналишларда борувчи тўлқинларнинг интенсивлиги тўғрисидаги масалага даҳли бўлмаган. Бу камчиликка Френель барҳам берди: у Гюйгенс принципига тўлқинлар *интерференцияси* тўғрисидаги ғояни киритиб, бу принципга физик маъно берди. Шу туфайли элементар тўлқинларнинг Гюйгенс томонидан соф формал равишда киритилган ўрама сирти аниқ физик мазмунга эга бўлиб, бу сиртда элементар тўлқинларнинг ўзаро интерференцияланиши туфайли натижаловчи тўлқин интенсивлиги сезиларли бўлади.

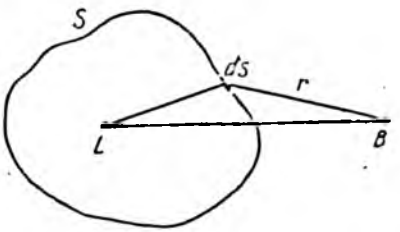
Шу тариқа ўзгартирилган Гюйгенс — Френель принципи тўлқин оптиканинг асосий принципи бўлиб қолади ва турли йўналишлардаги натижаловчи тўлқиннинг интенсивлигига тааллуқли масалаларни тадқиқ этишга, яъни ёруғликнинг дифракцияси тўғрисидаги масалаларни (қ. кейинроқ) ҳал қилишга имкон беради. Шу муносабат билан ёруғликнинг тўғри чизиқли (адил) тарқалиш қонунининг татбиқ этилиш чегаралари тўғрисидаги масала ҳал қилинди ва Гюйгенс — Френель принципи узунлиги ҳар қандай бўлган тўлқинларнинг тарқалиш қонунини аниқлашга татбиқ этиладиган бўлиб қолди.

Натижаловчи тўлқиннинг интенсивлигини (амплитудасини) топиш учун Френель Гюйгенс принципини қуйидагича таърифлаш керак деган.

L манбани ихтиёрий шаклдаги хаёлий ёпиқ S сирт билан ўраймиз (8.2- расм). S дан ташқаридаги ҳар қандай B нуқтада ғалаёнланиш интенсивлигининг (амплитудасининг) тўғри қиймати қуйидагича топилиши мумкин: L ни олиб ташлаймиз. S сиртни эса ёруғланувчи сирт деб ҳисоблаймиз, бу сиртнинг айрим элементларидан чиққан нурлар B нуқтага келиб, ҳаммаси биргаликда шу нуқтадаги таъсирни аниқлайди. S сиртнинг ҳар бир ds элементининг нурланишини B нуқтага

$$\frac{a_0}{r}\sin(\omega t - kr - \varphi) \qquad (33.1)$$

тебраниш (қ. 6.1) олиб келадиган сферик тўлқин (иккиламчи тўлқин) деб тасаввур этинг, бу ерда a_0 — B нуқтадан r масофада турган ds элементга L манбадан етиб келган ҳақиқий тебранишнинг амплитудаси орқали, φ эса ўша тебранишнинг фазаси орқали аниқланади. Бунда ds элементнинг ўлчамлари шунчалик кичик деб фараз қилинадики, бу элементнинг ҳар бир қисми учун φ ва r бир хил қийматларга эга бўлади. Бошқача айтганда, ҳар бир ds элемент бирор ёрдамчи манба деб қаралади, шундай экан, a_0 амплитуда ds юзга пропорционал.



8.2- расм. Гюйгенс — Френель принципига доир.

Френелнинг a_0 билан φ ни ds элементга етиб келган тебранишнинг амплитудаси ва фазаси орқали аниқлашга имкон берадиган *постулати* бирор *гипотеза* бўлиб, унинг яроқли эканлиги унинг ёрдамида чиқариладиган хулосаларни тажриба натижаларига солиштириш йўли билан аниқланади. Биз бу масалага 38-§ да яна қайтамиз.

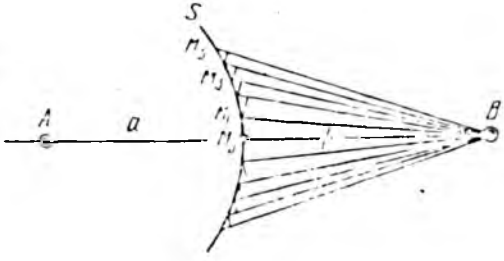
Барча ёрдамчи манбаларнинг фазалари L дан келаётган ғалаёнланиш билан аниқлангани учун бу манбалар ўзаро қатъий уйғунлашган ва демак, ёрдамчи манбалар *когерент* манбалардир. Шунинг учун бу манбалардан чиқувчи иккиламчи тўлқинлар ўзаро интерференциялашади. Уларнинг биргаликдаги таъсири ҳар бир нуқтада интерференцион эффект сифатида аниқланиши мумкин, бинобарин, Гюйгенснинг ўрама махсус аҳамиятга эга эканлиги тўғрисидаги ғояси энди фараз бўлмай, балки интерференция қонунларининг натижасигина бўлиши керак. Френелнинг юқорида айтиб ўтилган постулатига асосан, ёрдамчи S сирт танлаб олинган ҳамона L нинг ўрнини босадиган ёрдамчи манбалар тўғрисидаги масала бир қийматли равишда ҳал қилинади. Бу S сирт ихтиёрий равишда танланади; шу сабабли ҳар бир конкрет масала учун бу сиртни масала энг қулай ечиладиган қилиб танлаш лозим. Агар ёрдамчи S сирт L дан келаётган тўлқин фронти билан бир хил бўлса (маркази L да турган сфера бўлса), у ҳолда ҳамма ёрдамчи манбаларнинг фазаси бир хил бўлади. Агар S бундан бошқача танланган бўлса, у ҳолда ёрдамчи манбаларнинг фазалари бир хил бўлмайди, бироқ манбалар когерент манбалар бўлганича қолаверади, албатта.

L манбалар билан кузатиш нуқтаси орасида кўп тешикли ношаффоф экранлар турган ҳолда бу экранлар таъсирини қуйидагича ҳисобга олиш мумкин. Биз S сиртни шундай танлаб оламизки, бунда у ҳамма ерда экранлар сирти билан бир хил бўлсин, экранлардаги тешикларни эса текширилаётган масалага боғлиқ ҳолда ихтиёрий тарзда бекитсин. Ношаффоф экранлар сиртида ёрдамчи

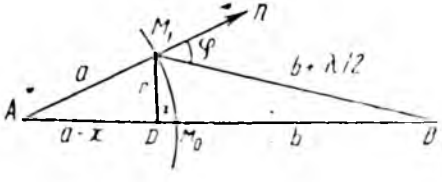
манбаларнинг амплитудалари нолга тенг деб ҳисобланиши керак: экранлар тешигидан ўтадиган сиртларда эса амплитуда Френель постулатига мувофиқлаштириб танланади, яъни экран бўлмаган ҳолдагидек танланади. Шундай қилиб, экран шаффоф бўлмасагина* экраннинг материали аҳамиятсиз, деб фараз қилинади.

Ёрдамчи манбалар юбораётган элементар тўлқинлар интерференциясининг натижаларини ҳисоблаш билан биз ихтиёрий B нуқтадаги амплитуданинг (интенсивликнинг) қийматини топамиз, яъни ёруғлик тарқалишининг қонуниятини аниқлаймиз. Бу ҳисоб натижаларини тажрибадан топилган маълумотлар тасдиқлайди. Шундай қилиб, ёруғлик тўлқинлари эркин (тўғри чизиқ бўйлаб) тарқалган ҳолда ҳам, ёруғликни тўсиб қоладиган экранлар бор бўлган (дифракция) ҳолда ҳам биз Гюйгенс—Френель методидан фойдаланиб, ёруғлик интенсивлигининг тақсимоти тўғрисидаги масалани тўғри ҳал қила оламиз.

Гюйгенс принципининг янги таърифини майдонга ташлаганда Френель кўриб чиқиши лозим бўлган биринчи масала ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиши тўғрисидаги масала эди. Бу масалани Френель иккиламчи тўлқинларнинг ўзаро интерференциясини кўриб чиқиш йўли билан ҳал қилди; бунда у жуда мураккаб ҳисоб ишлари ўрнини босадиган ва тўлқинлар тарқалиши тўғрисидаги масалаларни кўриб чиқишда умумий аҳамиятга эга бўлган ниҳоятда аёний усулни татбиқ этди. Бу метод *Френель зоналари* методи деб аталадиган бўлди.



8.3- расм. Френель зоналари ясаш.



8.4- расм. Френелнинг марказий зонаси юзини ҳисоблаш.

A нуқтадан чиқарилган ёруғлик тўлқинининг кузатилаётган бирор B нуқтадаги таъсирини кўриб чиқамиз. Гюйгенс—Френель принципига асосан, A манбанинг таъсирини ёрдамчи S сиртда жойлашган фразий манбаларнинг таъсири билан алмаштирамиз.

Бундай ёрдамчи S сирт сифатида A нуқтадан келаётган тўлқин фронти-

*Френелнинг ўзи ўтказган тажрибалар кузатиш натижаларининг ношаффоф экран ясалган моддага боғлиқ эмаслигини тасдиқлади. Бироқ янада синчиклаб ўтказилган тажриба ва изчил назариянинг кўрсатишича, экран четига бевосита яқин жойларда, яъни тўлқини узунлигига таққосласа бўладиган масофаларда ёруғлик майдонининг характерига экраннинг материали таъсир этади.

нинг сиртини (маркази A да турган сфера сиртини, 8.3-расм) оламиз. Агар Френель кўрсатган қуйидаги усулдан фойдалансак, иккиламчи тўлқинлар интерференциясининг натижаси осон ҳисоблаб топилади, ёруғликнинг B нуқтадаги таъсирини ҳисоблаб топиш учун A ни B билан туташтириб, S сиртни шундай зоналарга бўламизки, бунда зонанинг четларидан B гача бўлган масофалар $^1/_2\,\lambda$ га фарқ қилсин, яъни

$$M_1B - M_0B = M_2B - M_1B = M_3B - M_2B = \ldots = {}^1/_2\lambda.$$

(қ. 8.3-расм). Шу тариқа ҳосил қилинган зоналарнинг ўлчамларини ҳисоблаб топиш қийин эмас. Биринчи зона учун 8.4-расмдан қуйидаги тенгламани тузамиз:

$$r^2 = a^2 - (a - x)^2 = (b + {}^1/_2\lambda)^2 - (b + x)^2.$$

a ёки b га нисбатан λ жуда кичик бўлгани учун

$$x = \frac{b}{a+b}\,\frac{\lambda}{2}$$

ва демак, биринчи (марказий) зонани тасвирловчи сферик сегментнинг юзи

$$2\pi ax = 2\pi a\,\frac{b}{a+b}\,\frac{\lambda}{2} = \frac{\pi ab}{a+b}\,\lambda.$$

Дастлабки икки зонани тасвирловчи сегмент юзининг қиймати $2\,\frac{\pi ab}{a+b}\,\lambda$ бўлади, яъни иккинчи зонанинг юзи ҳам $\frac{\pi ab}{a+b}\lambda$ га тенг. Бундан кейинги зоналардан ҳар бирининг юзи ҳам деярли шундай бўлади. Шундай қилиб, Френель сферик тўлқин сиртини ҳар бирининг юзи

$$\pi\,\frac{ab}{a+b}\,\lambda$$

бўлган тенгдош зоналарга ажратган.

Ҳисобнинг бундан кейинги қисмида мана шу фактни эътиборга олиш керак: зона сиртига ўтказилган нормаль билан B га қаратилган йўналиш орасидаги φ бурчак қанча катта бўлса, айрим зоналарнинг B нуқтага кўрсатадиган таъсири шунча кичик бўлади. Шундай қилиб, зоналарнинг таъсири марказий зонадан (M_0 яқинидан) бошлаб четки зоналарга томон тобора камайиб боради. Сусайтирувчи бу ёрдамчи кўпайтувчининг ихтиёрий равишда киритилиши Френель методининг камчиликларидан биридир.

Охирги натижани топиш учун бундай мулоҳаза юритиш мумкин: марказий зонанинг B нуқтадаги таъсири s_1 амплитудали тебраниш ҳосил қилсин, қўшни зонанинг таъсири s_2 амплитудали тебраниш, ундан кейинги зонанинг таъсири s_3 амплитудали тебраниш ҳосил қилсин ва ҳоказо. Юқорида айтиб ўтилганидек, зоналарнинг таъ-

сири марказдан четга томон аста-секин камайиб боради, оқибатда $s_1 > s_2 > s_3 > s_4$ ва ҳоказо; агар n анча катта бўлса n- зонанинг s_n таъсири жуда кичик бўлади. Ундан ташқари, зоналарга ажратишнинг биз танлаб олган усулида қўшни зоналарнинг таъсирлари бир-бирини сусайтиради. Ҳақиқатан ҳам,

$$M_1B - M_0B = \lambda/2 \text{ ва } M_2B - M_1B = \lambda/2$$

бўлгани учун M_0M_1 зонанинг фаразий манбалари M_1M_2 зонанинг тегишли манбаларидан кўра B га $1/2\ \lambda$ қадар яқин жойлашган; шу сабабли юборилаётган тебранишлар B га қарама-қарши фазали бўлиб боради. Шундай қилиб, B нуқтада марказий зонанинг таъсирини қўшни зонанинг таъсири сусайтиради ва ҳоказо. Бу мулоҳазаларни давом эттириб, ҳамма зоналар тўпламидан, яъни бутун ёруғлик тўлқинидан B нуқтада ҳосил бўлган тебраниш *амплитудасининг* охирги қиймати s га тенг бўлишини топамиз:

$$\begin{aligned} s &= s_1 - s_2 + s_3 - s_4 + s_5 - s_6 + \ldots = \\ &= s_1 - (s_2 - s_3) - (s_4 - s_5) - (s_6 - s_7) - \ldots \end{aligned} \qquad (33.2)$$

$s_1 > s_2 > s_3 > s_4 \ldots$ шартдан қавслар ичидаги ҳамма ифодалар мусбат эканлиги келиб чиқади, шунинг учун $s < s_1$ бўлади. Кузатилаётган B нуқтадаги E ёритилганлик натижавий тебранишларнинг амплитудаси квадратига пропорционалдир. Бинобарин, $E \infty s^2 < s_1^2$.

Демак, B нуқтага биз текшираётган сферик тўлқиннинг турли қисмларидан келадиган ёруғликнинг ўзаро интерференциялашиши оқибатида ҳосил бўладиган натижавий тебранишнинг s амплитудаси фақат битта марказий зона таъсирида ҳосил бўладиган амплитудадан кичик. Шундай қилиб, бутун тўлқиннинг B нуқтага кўрсатадиган таъсири марказий зонадан (унинг юзи $\frac{\pi ab}{a+b}\lambda$ га тенг) кичик бўлган қисмининг таъсири билан бир хил бўлади. Ёруғлик тўлқинининг λ узунлиги жуда кичик (яшил ёруғлик учун $\lambda = 5 \cdot 10^{-4}$ мм). Шунинг учун a ва b ҳатто 1 м тартибида бўлганда ҳам тўлқиннинг таъсир кўрсатадиган қисмининг юзи 1 мм^2 дан кичик бўлади. Бинобарин, ҳақиқатда ёруғлик A дан B га томон шундай тарқала борадики, бунда гўё ёруғлик оқими AB бўйлаб жойлашган жуда ингичка канал орқали ўтиб келгандек, яъни ёруғлик *тўғри чизиқ бўйлаб* тарқалгандек бўлади.

Бироқ бундан AB чизиққа шаффоф бўлмаган кичикроқ экран қўйилганда ёруғлик B нуқтага етиб бормайди, деган маъно келиб чиқмайди; биз қўйган экран биринчи зонани тўсиб қўйиб, бизнинг мулоҳазаларимизни бузиб юборади. Бу ҳолда ўзгарувчан ишорали (33.2) қаторнинг биринчи ҳади тушиб қолади ва $s < |s_2| \ldots$ бўлиб қолади, яъни s амплитуда s_mнинг модулидан кичик бўлиб қолади, бу ерда m — экран четидаги биринчи очиқ зонанинг номери.

Агар m унча катта бўлмаса, масалан, $m < 10$ бўлса, у ҳолда *экран йўқида* кузатилаётган B нуқтадаги ёритилганлик деярли экран бўлмаган ҳолдагидек бўлади (қ. 36-§). Агар кичкина экраннинг четларидаги кертиклар ўлчами бу чекка ўтадиган Френель зонасининг энига солиштирадиган даражада бўлса, у ҳолда экран кузатилаётган B нуқтадаги интенсивликни жуда камайтириб юборади.

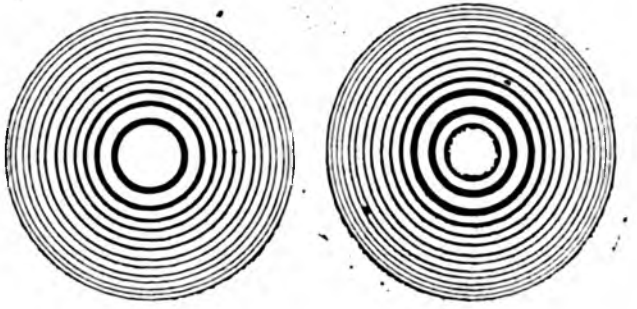
34-§. Зонали пластинка

Зонали пластинка билан ўтказиладиган тажриба Френелнинг ҳозиргина айтиб ўтилган мулоҳаза қилиш методини яхшигина тасдиқлайди. Юқорида айтиб ўтилганлардан Френелнинг m-зонасининг радиуси қуйидагига тенг:

$$r_m = \sqrt{m\frac{ab}{a+b}\lambda}. \qquad (34.1)$$

Юзига галма-галдан алмашиб келган шаффоф ва хира ҳалқалар туширилган экран тайёрлаймиз: бу ҳалқаларнинг радиуси a, b ва λ нинг бирор қийматларида (34.1) муносабатга бўйсунади. Бу мақсадда масалан, катта масштабда бундай расм тайёрлаб, кейин ундан керакли ўлчамда фотонусха олиш мумкин*. Шу тариқа тайёрланган экран *зонали пластинка* (Соре, 1875 й.) деб аталади.

Бундай пластинкалар тасвири 8.5-расмда кўрсатилган. Агар 8.5-а расмда кўрсатилган пластинкани сферик тўлқиннинг тегишли



8.5-расм. Зонали пластинкалар.

а — тоқ зоналар очиқ; *б* — жуфт зоналар очиқ.

* Зонали пластинкадаги радиуслар кетма-кетлиги тўлқин узунлиги λ бўлган монохроматик ёруғликда ҳосил бўладиган Ньютон ҳалқаларининг радиуслари кетма-кетлиги бўйсунадиган қонунга бўйсунади (қ. 26-§). Шунинг учун бундай ҳалқалар чизиш ўрнига уларни Ньютон схемасида ҳосил қилиш ва бу интерференцион манзарани керакли масштабда фотосуратга тушириш мумкин.

сири марказдан четга томон аста-секин камайиб боради, оқибатда $s_1 > s_2 > s_3 > s_4$ ва ҳоказо; агар n анча катта бўлса n- зонанинг s_n таъсири жуда кичик бўлади. Ундан ташқари, зоналарга ажратишнинг биз танлаб олган усулида қўшни зоналарнинг таъсирлари бир-бирини сусайтиради. Ҳақиқатан ҳам,

$$M_1B - M_0B = \lambda/2 \text{ ва } M_2B - M_1B = \lambda/2$$

бўлгани учун M_0M_1 зонанинг фаразий манбалари M_1M_2 зонанинг тегишли манбаларидан кўра B га $1/2\ \lambda$ қадар яқин жойлашган; шу сабабли юборилаётган тебранишлар B га қарама-қарши фазали бўлиб боради. Шундай қилиб, B нуқтада марказий зонанинг таъсирини қўшни зонанинг таъсири сусайтиради ва ҳоказо. Бу мулоҳазаларни давом эттириб, ҳамма зоналар тўпламидан, яъни бутун ёруғлик тўлқинидан B нуқтада ҳосил бўлган тебраниш *амплитудасининг* охирги қиймати s га тенг бўлишини топамиз:

$$s = s_1 - s_2 + s_3 - s_4 + s_5 - s_6 + \ldots =$$
$$= s_1 - (s_2 - s_3) - (s_4 - s_5) - (s_6 - s_7) - \ldots \qquad (33.2)$$

$s_1 > s_2 > s_3 > s_4 \ldots$ шартдан қавслар ичидаги ҳамма ифодалар мусбат эканлиги келиб чиқади, шунинг учун $s < s_1$ бўлади. Кузатилаётган B нуқтадаги E ёритилганлик натижавий тебранишларнинг амплитудаси квадратига пропорционалдир. Бинобарин, $E \infty s^2 < s_1^2$.

Демак, B нуқтага биз текшираётган сферик тўлқиннинг турли қисмларидан келадиган ёруғликнинг ўзаро интерференциялашиши оқибатида ҳосил бўладиган натижавий тебранишнинг s амплитудаси фақат битта марказий зона таъсирида ҳосил бўладиган амплитудадан кичик. Шундай қилиб, бутун тўлқиннинг B нуқтага кўрсатадиган таъсири марказий зонадан (унинг юзи $\frac{\pi ab}{a+b}\lambda$ га тенг) кичик бўлган қисмининг таъсири билан бир хил бўлади. Ёруғлик тўлқинининг λ узунлиги жуда кичик (яшил ёруғлик учун $\lambda = 5 \cdot 10^{-4}$ мм). Шунинг учун a ва b ҳатто 1 м тартибида бўлганда ҳам тўлқиннинг таъсир кўрсатадиган қисмининг юзи 1 мм^2 дан кичик бўлади. Бинобарин, ҳақиқатда ёруғлик A дан B га томон шундай тарқала борадики, бунда гўё ёруғлик оқими AB бўйлаб жойлашган жуда ингичка канал орқали ўтиб келгандек, яъни ёруғлик *тўғри чизиқ бўйлаб* тарқалгандек бўлади.

Бироқ бундан AB чизиққа шаффоф бўлмаган кичикроқ экран қўйилганда ёруғлик B нуқтага етиб бормайди, деган маъно келиб чиқмайди; биз қўйган экран биринчи зонани тўсиб қўйиб, бизнинг мулоҳазаларимизни бузиб юборади. Бу ҳолда ўзгарувчан ишорали (33.2) қаторнинг биринчи ҳади тушиб қолади ва $s < |s_2| \ldots$ бўлиб қолади, яъни s амплитуда s_mнинг модулидан кичик бўлиб қолади, бу ерда m — экран четидаги биринчи очиқ зонанинг номери.

Агар m унча катта бўлмаса, масалан, $m < 10$ бўлса, у ҳолда *экран ўқида* кузатилаётган B нуқтадаги ёритилганлик деярли экран бўлмаган ҳолдагидек бўлади (қ. 36-§). Агар кичкина экраннинг четларидаги кертиклар ўлчами бу чекка ўтадиган Френель зонасининг энига солиштирадиган даражада бўлса, у ҳолда экран кузатилаётган B нуқтадаги интенсивликни жуда камайтириб юборади.

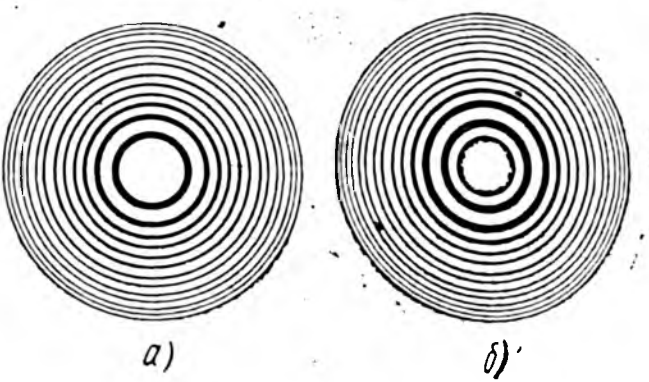
34- §. Зонали пластинка

Зонали пластинка билан ўтказиладиган тажриба Френелнинг ҳозиргина айтиб ўтилган мулоҳаза қилиш методини яхшигина тасдиқлайди. Юқорида айтиб ўтилганлардан Френелнинг m-зонасининг радиуси қуйидагига тенг:

$$r_m = \sqrt{m\frac{ab}{a+b}\lambda}. \qquad (34.1)$$

Юзига галма-галдан алмашиб келган шаффоф ва хира ҳалқалар туширилган экран тайёрлаймиз: бу ҳалқаларнинг радиуси a, b ва λ нинг бирор қийматларида (34.1) муносабатга бўйсунади. Бу мақсадда масалан, катта масштабда бундай расм тайёрлаб, кейин ундан керакли ўлчамда фотонусха олиш мумкин*. Шу тариқа тайёрланган экран *зонали пластинка* (Соре, 1875 й.) деб аталади.

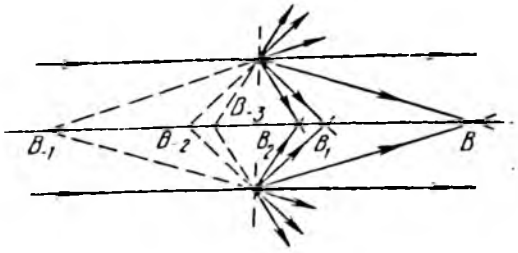
Бундай пластинкалар тасвири 8.5-расмда кўрсатилган. Агар 8.5-а расмда кўрсатилган пластинкани сферик тўлқиннинг тегишли



8.5-расм. Зонали пластинкалар.

а — тоқ зоналар очиқ; *б* — жуфт зоналар очиқ.

* Зонали пластинкадаги радиуслар кетма-кетлиги тўлқин узунлиги λ бўлган монохроматик ёруғликда ҳосил бўладиган Ньютон ҳалқаларининг радиуслари кетма-кетлиги бўйсунадиган қонунга бўйсунади (қ. 26- §). Шунинг учун бундай ҳалқалар чизиш ўрнига уларни Ньютон схемасида ҳосил қилиш ва бу интерференцион манзарани керакли масштабда фотосуратга тушириш мумкин.



8.6- расм. Одатдаги зонали пластинканинг фокуслари тўплами.

Кўндаланг йўналишда масштаб жуда катта қилиб олинган.

жойига қўйсак, яъни нуқтавий манба билан кузатиладиган нуқтани туташтирувчи чизиқда манбадан a масофада ва кузатиладиган нуқтадан b масофада турган жойга қўйсак, тўлқин узунлиги λ бўлган ёруғлик туширилганда зонали пластинка ҳамма жуфт зоналарни бекитиб, марказий зонадан бошлаб ҳамма тоқ зоналарни очиқ қолдиради.

Шу тариқа жойлашган зонали пластинкадан фильтрланиб ўтган тўлқин фронти B нуқтада $s = s_1 + s_3 + s_5 + s_7 + \ldots$ муносабат билан ифодаланувчи натижавий амплитуда ҳосил қилиши керак, яъни бу амплитуда йўлига зонали пластинка қўйилмаган ҳолда ҳосил бўладиган амплитудадан анча катта бўлиши керак. B нуқтага зонали пластинка бўлмаган ҳолдагидан кўп ёруғлик бориши керак. Тажриба бу хулосани тўлиқ тасдиқлайди: зонали пластинка йиғувчи линза каби ишлаб (қ. 88-машқ), B нуқтадаги ёритилганликни орттиради. Шуни назарда тутиш керакки, зонали пластинканинг мавҳум фокуслари ҳам бор, шунинг учун у бир вақтда йиғувчи ва сочувчи линзалар комбинацияси сифатида ишлайди (қ. 8.6-расм).

Агар бу масаланинг қўйилиши бир оз ўзгартирилса, зонали пластинка билан линза ўртасидаги ўхшашликни янада тўлароқ кўриш мумкин. Зонали пластинкани ва нурланишни характерлайдиган $f = r_m^2/m\lambda$ катталикни берилган деб ҳисоблаб, a ва b нинг зонали пластинкадаги шаффоф ҳалқалардан ўтадиган тўлқинлар синфазали (бир хил фазали) бўладиган ҳолдаги қийматларини топамиз. (34.1) муносабатдан

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \qquad (34.2)$$

эканини, яъни a билан b бир-бирига линза формуласи орқали боғланган эканини, f эса фокус масофаси эканини кўрамиз. Шундай қилиб, манбанинг вазияти маълум бўлганда унинг тасвири жойлашадиган нуқтани ҳамма вақт топса бўлади. Жумладан, зонали пластинкага ясси тўлқин ($a = \infty$) тушганда тасвир пластинкадан $b = f$ масофада турган нуқтада ҳосил бўлади. Агар $a < f$ бўлса, мавҳум тасвир ҳосил бўлиши ҳам мумкин; бу ҳол зонали пластинкадан чапда ётган нуқтадан чиқаётгандек бўлган ёйилувчи тўлқиннинг амплитудаси ортишига тўғри келади.

Линзадан фарқли ўлароқ, зонали пластинка манбанинг битта

эмас, балки кўп тасвирини ҳосил қилади. Ҳақиқатан ҳам, кузатилаётган нуқтани шундай бир B_1 вазиятга сурамизки, бунда зонали пластинкадаги ҳар бир шаффоф ҳалқа ичига Френелнинг битта эмас, балки учта зонаси сиғадиган бўлсин. Улардан иккитасининг таъсири бир-бирини компенсациялайди, B_1 нуқтадаги тебранишлар амплитудаси учинчи зонанинг таъсири билангина аниқланади. Шу билан бирга B нуқтага пластинканинг ҳамма ҳалқаларининг компенсацияланмаган зоналаридан келадиган тўлқинлар синфазали бўлганича қолаверади, яъни танлаб олинган B_1 нуқтадаги тебранишлар амплитудаси катта қийматларга эга бўлади. Қўшни ҳалқаларнинг компенсацияланмаган зоналаридан келган тўлқинларнинг фазалар фарқи уч марта ортади (B нуқтага нисбатан), B_1 нуқтанинг b_1 вазияти $\frac{1}{a}+\frac{1}{b_1}=\frac{3}{f}$ муносабатдан аниқланади. Агар пластинканинг ҳар бир ҳалқасига сиғадиган Френель зоналарининг сони ҳар қандай $2n+1$ тоқ сон бўлса, бу мулоҳазалар бошқа кузатиш нуқталари учун ҳам ўз кучида қолади. Бу нуқталарнинг вазияти қуйидаги муносабат билан ифодаланади:

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b_n}=\frac{2n+1}{f}=\frac{1}{f_n};\quad f_n=\frac{f}{2n+1};\ n=0,\ 1,\ 2\ldots,\ (34.3)$$

бу муносабатни зонали пластинканинг f_n фокус масофалари кўп, деб талқин этиш мумкин. (34.3) даги бутун сонларга манфий қийматлар бериш ҳам мумкин: $n=-1,-2,\ldots$ Бу қийматларга ёйилувчи тўлқинлар мос келади, чунки энг узоқдаги ва яқиндаги Френель зоналаридан келган ёйилувчи тўлқинлар фазалари фарқи манфий бўлади.

Демак, зонали пластинкадан кейинда ёритилганлиги пластинка ўқида юқори бўлган $B, B_1, B_2, \ldots B_{-1}, B_{-2}$ нуқталарга эга бўлган мураккаб тўлқин майдони пайдо бўлади, бу нуқталар 8.6-расмда кўрсатилган. Кўп тасвир ҳосил бўлишига тушувчи тўлқиннинг зонали пластинкадан иборат бўлган мураккаб экранда дифракцияланиши сабаб бўлади (88-машқ).

Зонали пластинкаларнинг фокусловчи хоссалари улардан линза сифатида фойдаланишга имкон беради. Бунда юз берадиган анча катта хроматик аберрацияларни назарда тутиш керак, чунки фокус масофаси ролини ўтайдиган f миқдор тўлқин узунлигига тескари пропорционалдир.

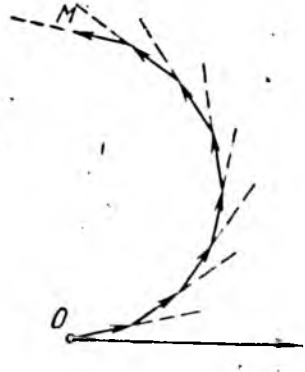
Агар B нуқтага жуфт зоналардан келадиган тебранишларни тутиб қолмай, балки уларнинг фазаларини π қадар ўзгартирсак, у ҳолда тасвирларни янада равшан қилиш мумкин. Бундай фазавий зонали пластинкани биринчи бўлиб Р. Вуд ясади. Бунинг учун у шиша юзига лак суркади, кейин лак қатламини ўйиб зонали пластинка тайёрлади; тоқ зоналарнинг оптик қалинлиги жуфт зоналар қалинлигидан $^1/_2\lambda$ миқдорида фарқ қилган.

Шаффофлигининг тақсимоти бошқача бўлган одатдаги зонали пластинкадан ёруғлик ўтиши XI бобдаги 59-§ да кўриб чиқилади.

35- §. Натижавий амплитудани график равишда ҳисоблаш

Бирор фазалар фарқига эга бўлган тебранишларни қўшишнинг график усулидан фойдаланганда ёруғлик тўлқинининг B нуқтадаги таъсири тўғрисидаги (қ. 8.4-расм) ва шунга ўхшаган кўпгина бошқа масалалар осон кўриб чиқилади. *Бутун бир зонанинг* таъсирини график равишда тасвирлаш учун бу зонани шундай майда-майда тенг қисмларга ажратиш керакки, бундай қисмнинг турли хил фаразий манбаларидан B нуқтада ҳосил бўладиган тебранишлар фазаси деярли ўзгармайди деб ҳисоблаш мумкин бўлсин. У ҳолда бутун қисмнинг таъсирини вектор билан ифодалаш мумкин, бу векторнинг узунлиги натижавий амплитудани кўрсатади, йўналиши эса шу қисмга боғлиқ бўлган фазани билдиради. Қўшни қисмнинг таъсирини биринчи векторга нисбатан бир оз бурилган иккинчи вектор билан тасвирлаш мумкин, чунки иккинчи қисмдаги барча манбалар билан аниқланадиган фаза биринчи қисмга боғлиқ бўлган фазадан бир оз фарқ қилади. Иккинчи векторнинг узунлиги биринчининг узунлигидан деярли фарқ қилмайди, чунки тўлқин фронтининг тенгдош қисмларидан ҳосил бўлган тебранишнинг амплитудаси тўлқин фронтининг B нуқтага ўтказилган чизиққа оғмалигининг ўзгариши натижасидагина фарқ қилади, иккита қўшни қисмлар учун бу ўзгариш жуда кичикдир. Ҳатто бир зонадан ёнидаги зонага ўтишда ҳам оғмалик ўзгаришининг таъсири жуда кичик бўлишини кўрдик. Шундай қилиб, бутун бир зонани ташкил этувчи қатор қисмлар таъсирини аниқловчи вектор диаграмма 8.7-расмда кўрсатилган синиқ чизиқ билан тасвирланади.

Бу ерда биз аниқлик учун зона 8 та элементар қисмга ажратилган деб фараз қилганмиз. Агар зонани чексиз кўп бўлган чексиз кичик қисмларга ажратсак, у ҳолда синиқ чизиқ ярим айланадан кам фарқ қиладиган ёйга айланади. Бунда ёйга M нуқтада уринма бўлган векторнинг йўналиши O нуқта яқинидаги тегишли векторнинг йўналишига қарама-қарши бўлади, чунки зонанинг охирги қисми таъсиридан B нуқтада ҳосил бўлган тебранишнинг фазаси зонанинг бошланғич қисмидан чиқаётган тебранишлар фазасига қарама-қаршидир; шундай қилиб, марказий зона таъсирининг вектор диаграммасини 8.8-расмда кўрсатилган шаклда ва фақат марказий зонанинг таъсиридан B да ҳосил бўлган тебранишни характерловчи натижавий векторни OM_1 билан тасвирлаш мумкин.



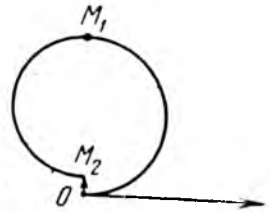
8.7- расм. Зонанинг алоҳида қисмлари таъсирини қўшувчи векторли диаграмма.

Иккинчи зонанинг таъсирини ҳисобга



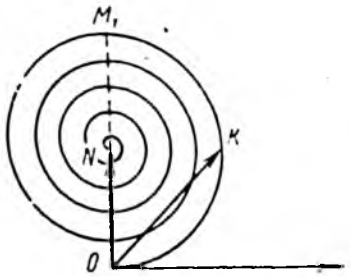
8.8- расм. Марказий (биринчи) зона таъсирининг вектор диаграммаси.

OM_1 — натижаловчи вектор.



8.9- расм. Биринчи ва иккинчи зона таъсирларининг векторли диаграммаси.

OM_2 — натижаловчи вектор.



8.10- расм. Бутун тўлқин таъсирининг векторли диаграммаси.

Натижаловчи ON вектор биринчи зона таъсирини ифодаловчи векторнинг ярмига тенг. OK вектор биринчи зона ярмининг таъсирини ифодалайди.

олиш учун бу вектор диаграммани давом эттириш керак. У ҳолда 8.9-расм ҳосил бўлади, бунда зонанинг оғмалиги орта боргани сабабли M_1M_2 ёй ватари OM_1 ёй ватаридан бирмунча кичик. Биз бу диаграммани ясашда давом этиб, бутун тўлқин таъсирининг 8.10-расмда кўрсатилган диаграммасини ҳосил қиламиз.

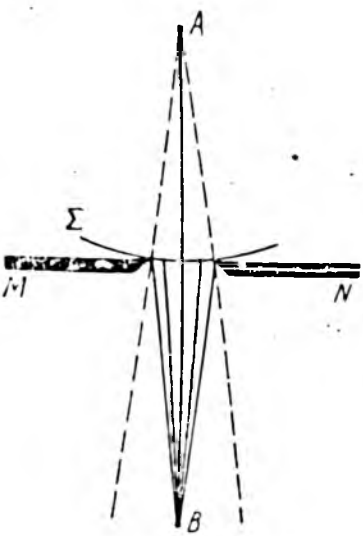
Бутун тўлқин фронтининг таъсирини характерловчи натижавий вектор $ON = s$ вектор билан ифодаланади. 8.10-расмдан кўринишича, бу вектор марказий зонанинг таъсирини кўрсатувчи $OM_1 = s_1$ векторнинг тахминан ярмига тенг бўлиб, иккаласининг йўналиши бир хил. Бошқача айтганда, бутун тўлқин фронти таъсиридан B нуқтада ҳосил бўлган тебранишнинг фазаси марказий зона таъсиридан ҳосил бўладиган тебраниш фазаси билан бир хил бўлиб, бутун тўлқин фронти таъсиридан B да ҳосил бўладиган тебраниш амплитудаси марказий зона таъсиридан ҳосил бўладиган тебраниш амплитудасининг тахминан ярмига тенг. Бу мулоҳазалар бутун тўлқин фронтидан ҳосил бўлган таъсир (амплитуда) марказий зона ярмининг таъсирига эмас, балки марказий зона таъсирининг тахминан *ярмига* тенг эканини кўрсатади. Кўпинча бу ўринда натижавий таъсир марказий зона ярмининг таъсирига тенг деб нотўғри даъво қилинади. Ҳақиқатан ҳам, марказий зона ярмининг таъсири тўғри топилган ON вектордан фарқ қиладиган OK вектор билан ифодаланган бўлар эди.

36- §. Энг содда дифракцион муаммолар

Френель методининг татбиқ этилиши ёруғлик тўлқинларининг тарқалишида намоён бўладиган хусусиятларини олдиндан билишга ва изоҳлаб беришга имкон яратади: бу хусусиятлар ёруғликнинг тўлқин фронтининг бир қисмини тўсиб қоладиган тўсиқлар орасида тарқалиши туфайли, келаётган тўлқин фронтининг бир қисми

таъсир қилмай қўйган ҳолда намоён бўлади. Тўсиқларни (экранларни ва диафрагмалар четини) *айланиб ўтиш* ҳодисалари *дифракция* ҳодисалари дейилади.

Бир неча содда ҳолларни кўриб чиқамиз. Биз Френелнинг ўз мулоҳазаларига асос қилиб олинган гипотезадан фойдаланамиз, яъни ёруғлик тўлқини фронтининг ношаффоф экран билан тўсилган қисми ҳеч таъсир қилмайди, фронтнинг бекилмаган қисмлари экран бўлмаган ҳолдагидек таъсир қилаверади, деб фараз қиламиз. Бу гипотеза унчалик ойдин эмас ва тешикнинг четларига бевосита яқин жойларда унчалик тўғри эмас (қ. 33-§ даги изоҳ). Бироқ тешикнинг ўлчамлари тўлқиннинг λ узунлигидан анча катта бўлган ва амалий жиҳатдан қизиқарли бўлган кўп ҳолларда Френель методи дифракция ҳодисасини етарлича яхши тавсифлайди. Френель методи муваффақиятининг сабаби шундаки, экран материалининг таъсири экраннинг четига бевосита яқин жойларда, яъни тўлқин узунлиги тартибидаги масофаларда сезилади. Тешиклар етарлича катта бўлганда четдаги бу зонанинг таъсири жуда кичик бўлиб, уни амалда эътиборга олмаса ҳам бўлади. Бундай шароитларда Френель методидан самарали равишда фойдаланиш мумкин.



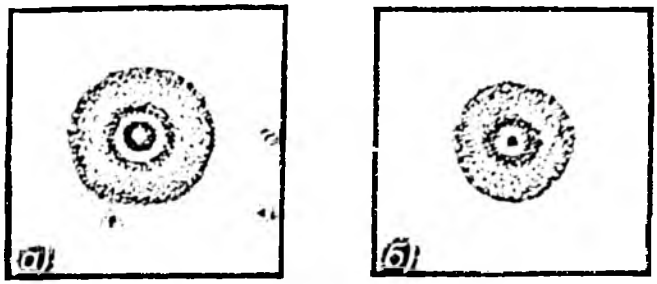
8.11- расм. Доиравий тешикдан ҳосил бўлган дифракция схемаси.

Зоналар майдонининг марказий B нуқтаси учун ясалган.

а. Доиравий тешикдан ҳосил бўладиган дифракция. A нуқтадан келаётган Σ тўлқин ўз йўлида доиравий тешикли MN экранга дуч келсин (8.11-расм). A ни доиравий тешикнинг маркази билан туташтирувчи чизиқда ётган B нуқтада бўладиган ҳодисани текширамиз.

Френелнинг ёрдамчи Σ сирти MN экранга уринади. 33-§ да тавсиф этилгандек қилиб Френель зоналарига ажратиш тешикнинг ўлчамларига қараб тешикка кўп ёки оз зоналар сиғишини кўрсатади. Тешик унча катта бўлмаган, A ва B нуқталаргача бўлган масофалар тегишлича бўлган ҳолда таъсир этувчи зоналар сони чекланган экани ҳисобга олинади. Кўриниб турибдики, агар тешик фақат *битта* зонани ёки сони *тоқ* бўлган озроқ зоналарни очса, у ҳолда B нуқтадаги таъсир экран бўлмаган ҳолдагидан ортиқ бўлади*. Тешик ўлчами

* Бироқ бунда тешикнинг ўлчами λ дан жуда катта, шунинг учун Френель методини қўллаш шартига риоя қилинган. Ҳақиқатан ҳам, масалан $a \approx b = 100$ см ва $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см бўлганда $r = \sqrt{1/2a\lambda} = \sqrt{25 \cdot 10^{-4}}$ см $= 5 \cdot 10^{-2}$ см $= 1000\lambda$.



8.12- расм. Доиравий тешикдан ҳосил бўладиган дифракция манзаралари.

а — тешик очган зоналар сони тоқ бўлган ҳол; майдоннинг марказий нуқтасида (8.11- расмдаги *B* нуқтада) ёруғ бор; *б* — тешик очган зоналар сони жуфт бўлган ҳол; майдоннинг марказий нуқтасида қоронғилик.

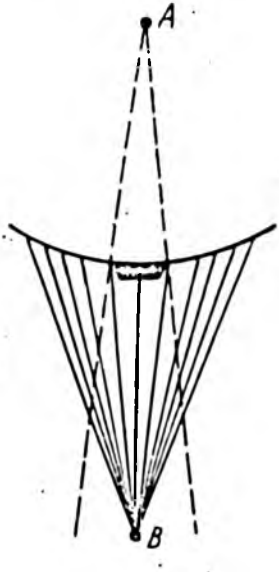
битта зонага тенг бўлганда таъсир максимум бўлади. Агар тешик сони *жуфт* бўлган зоналарни очса, *B* нуқтадаги таъсир эркин тўлқин ҳолидагидан *кичик* бўлади. *Икки* зона очиқ бўлганда (*B* нуқтадаги) ёритилганлик энг кам бўлади (8.12-расм).

35-§ да баён этилган график методни татбиқ этиб, биз 8.8—8.10-расмларда тасвирланганларга ўхшаган ва *B* нуқтадаги ёруғлик тебранишини тешикка сиғадиган зоналар сонига боғлиқ равишда аниқлайдиган диаграммалар ҳосил қиламиз.

AB чизиқда ётган ҳар қандай нуқта учун ҳам шунга ўхшаш манзара кузатилади. *AB* чизиққа перпендикуляр бўлган текисликда бу чизиқдан четда ётган нуқталарга тегишли манзарани ҳисоб қилиш бирмунча мураккабдир. Бутун манзара *AB* чизиқ атрофида симметрик бўлгани туфайли ёруғлик бу текисликда симметрик равишда тақсимланиши керак, яъни ёритилганлиги бир хил бўлган соҳалар *B* нуқта атрофида ҳалқа шаклида жойлашган бўлиши керак. Тажриба шароити маъқул бўлган ҳолларда ёритилганлик максимуми ва минимумларининг бир-бирига текис ўтадиган бир неча концентрик соҳаларини кўриш мумкин (қ. 8.12-расм).

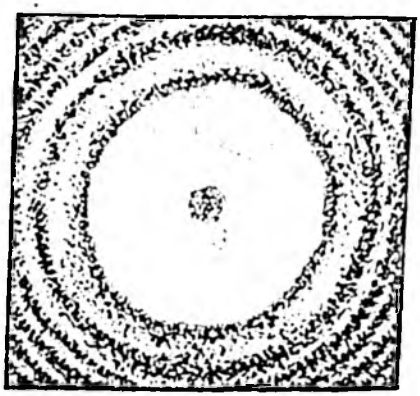
б. Доиравий экрандан (дискдан) ҳосил бўладиган дифракция. *A* манбани экраннинг маркази билан туташтирувчи чизиқда ётган *B* нуқта учун (8.13-расм) Френель зоналари ясалганда биринчи зона экран четидан тўлқин сирти билан ясовчиси $b + 1/2\lambda$ га тенг бўлган конус кесишган чизиққача боради, иккинчи зона эса ясовчиси $b + \lambda$ га тенг бўлган конусгача боради ва ҳоказо. 33-§ даги мулоҳазаларни такрорлаб, *B* нуқтада ёруғлик тебранишларининг амплитудаси биринчи *очиқ* зона туфайли ҳосил бўлган амплитуданинг ярмига тенг эканини топамиз. Агар экраннинг ўлчами унча катта бўлмаса (экран қоплаган зоналар кўп бўлмаса), у ҳолда биринчи очиқ зонанинг таъсири амалда тўл-

қин фронтининг марказий зонасининг таъсиридан фарқ қилмайди. Шундай қилиб, B нуқтадаги ёритилганлик (AB чизиқнинг экрандан етарлича узоқда ётган бошқа нуқталаридаги ёритилганлик ҳам) худди экран бўлмаган ҳолдагидек бўлади. Бутун манзаранинг AB тўғри чизиққа нисбатан симметрик бўлгани туфайли B даги ёруғ нуқта атрофига алмашиб келадиган соя ва ёруғ ҳалқа тарзидаги зоналар (геометрик соя чегараларидан ташқарида) тушади. AB чизиққа перпендикуляр йўналишда B дан узоқлашилган сари ҳалқалар кескинлиги тобора ка-



8.13- расм. Доиравий дискдан ҳосил бўлган дифракция схемаси.

Зоналар майдонининг марказий B нуқтаси учун ясалган.



8.14- расм. Доиравий дискдан ҳосил бўлган дифракция манзараси.

майиб боради ва B дан узоқда бир текис ёритилган манзара ҳосил бўлади. 8.14-расмдаги фотосурат бунга тегишли тажрибанинг натижаларини тасвирлайди.

Геометрик соянинг айни марказида ёруғ нуқта бўлиши кераклиги тўғрисидаги хулоса биринчи қарашда парадоксал бўлиб кўринади. Бу хулосани 1818 йилда Пуассон Френелнинг Париж академиясига тавсия этилган асарини кўриб чиқишда Френель мулоҳазалари асоссиз эканлигининг далили сифатида ўртага ташлаган. Бироқ Араго тегишли тажрибани қилиб кўриб, Пуассон хулосалари ҳақиқатга тўғри келишини ва демак, Френель назариясини*

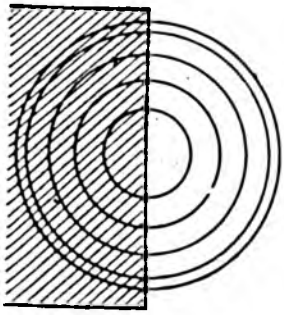
* Турли ўлчамли шарчалардан тушган геометрик соянинг марказида ёруғ доғ борлигини Маральди (1723 й.) ва эҳтимол ундан ҳам олдин Делиль (1715 й.) кўрган, бироқ Делилнинг кўрсатмалари унча аниқ эмас. Бироқ бу тажриба пайқалмаган ва унутиб юборилган, чунки ҳали у вақтларда дифракция ҳодисасига ҳеч ким тушуниб етмаган.

фақат тасдиқлашини кўрсатди. Геометрик соя марказидаги ёруғ доғни Пуассон ёруғликнинг тўлқин табиатини рад қилувчи *далил* сифатида келтирган эди, бу доғ *Пуассон доғи* деб аталди.

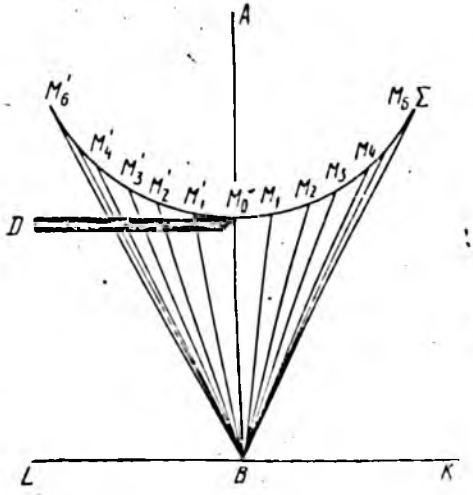
Тажриба самарали чиқиши учун экраннинг чети зонанинг чегараларига яхши мос тушадиган бўлиши, яъни экран аниқ доира бўлиши зарур. Бу мақсадда шарикли подшипниклардан олинган шарчаларни ишлатиш қулай. Экраннинг четлари нотекис бўлиб, бу нотекисликлар Френелнинг биринчи очиқ зонаси ўлчамларига солиштирса бўладиган ўлчамда бўлган ҳолда ҳисоб ва тажрибанинг кўрсатишича, экран Френель назариясининг Пуассон доғи борлиги тўғрисидаги хулосаларини бузиб юборади.

в. Экран четидан, тор тирқишдан, энсиз узун экрандан ҳосил бўладиган дифракция. Биз шу чоққача текшириб келган тўсиқларнинг шакли шундай эдики, булар учун Френелнинг ҳалқали зоналарини ясаш масала ечишнинг осон усули эди. Масалан, ёруғликнинг тор тирқишдан ўтиши ёки тўғри чизиқли чети жуда текис бўлган ва ёруғлик тўлқини фронтининг бир қисмини тўсиб турадиган экран (ярим текислик) ёнидан ўтиши каби ҳоллар амалда катта аҳамиятга эга. Бу ҳолларда кузатиладиган манзарани Френелнинг ҳалқали зоналари методи билан миқдор жиҳатидан ҳисоблаш қулай эмас, чунки экраннинг тўғри чизиқли чети бутун зоналар ажратмай, балки уларни кесиб ўтади (8.15-расм). Шунинг учун қисман очиқ ёки қисман ёпиқ зоналар таъсирини ҳисобга олиш қийин.

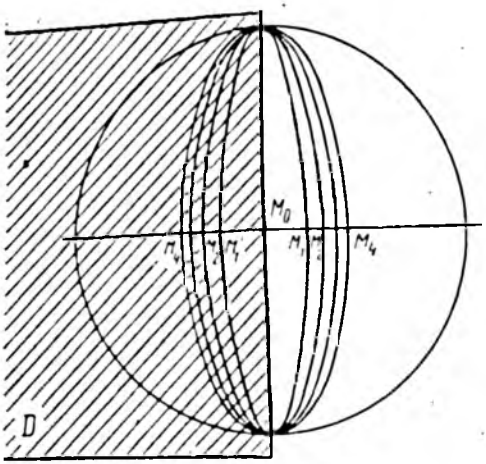
Агар тўлқин сиртини зоналарга бирмунча бошқача тарзда бўлсак (8.16-расм), масаланинг ечилишини анча соддалаштириш мумкин. A — ёруғлик чиқараётган нуқта, B — ку-



8.15- расм. Френель зоналарини чети тўғри бўлган экран кесиши.



8.16- расм. Тўлқин фронтини Френель зоналарига ўхшатиб тилим-тилим қилиш.



8.17- расм. Тўлқин фронтини тилим-тилим қилишга доир.

Эллиптик эгри чизиқлар — тилим чегараларининг D экран текислиги даги проекциялари.

затиш нуқтаси, Σ — сферик тўлқин сирти, D — чети чизма текислигига перпендикуляр бўлган чексиз экран бўлсин. Чизма текислигида B нуқтадан BM_0, BM_1, BM_2, ... ва BM'_1, BM'_2 ... чизиқлар ўтказамиз, бу чизиқлар узунлиги бир-биридан $\lambda/2$ га фарқ қилади. A марказ ва M_1, M'_1, M_2, M'_2 ... нуқталар орқали D экраннинг қиррасига *параллел бўлган текисликлар* ўтказамиз ва шундай қилиб, Ер сиртини меридианлар минтақаларга ажратганига ўхшатиб, тўлқиннинг сиртини катта айлана ёйлари билан тилим-тилим қиламиз. Меридиан тўридан фарқли ўлароқ, тўлқин сирти тилимларга бир-биридан *ҳар хил* масофаларда турган ёйлар билан бўлинади ва шунинг учун тилимлар юзи бир хил бўлмайди (8.17-расм). 33-§ даги мулоҳазаларга ўхшаш мулоҳазалар M_0M_1, M_1M_2 ... масофалар ва демак,тегишли тилимларнинг юзлари бир-бирига нисбатан тахминан

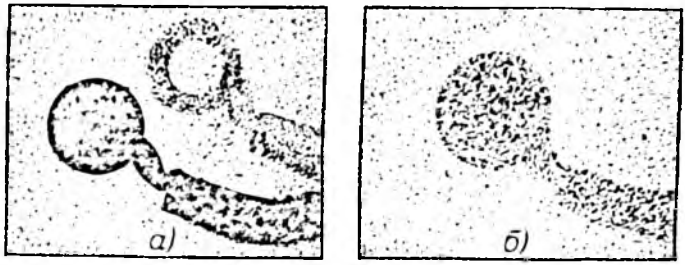
$$1 : 0{,}41 : 0{,}32 : 0{,}27 : 0{,}23 : 0{,}22 : 0{,}20 : 0{,}18 : 0{,}17$$

каби* нисбатда бўлишини кўрсатади. Кўриниб турибдики, M_0 дан узоқлашилган сари тилимлар юзи бошда тезроқ, кейин секинроқ камаяди. Қўшни тилимлар тасвирланган 8.16-расм текислигида ётган мос нуқталардан чиқаётган ёруғлик тебранишлари B нуқтага қарама-қарши фазали бўлиб келади, бу ҳол зоналарга Френелнинг одатдагича бўлишидагига ўхшайди: бироқ биринчи, иккинчи ва ҳоказо тилимларнинг таъсиридан ҳосил бўлган амплитудалар 33-§ да кўриб чиқилган ҳолдагидан анча тез камаяди; чунки MB чизиққа тўлқин фронтининг оғмалилиги ортишидан ташқари, M_0 қутбдан узоқлашилган сари тилимлар юзи сезиларли даражада камаяди.

Тўлқин сиртини бу усулда бўлишдан фойдалансак, биз масалани *а* ва *б* пунктларда кўриб чиқилган план бўйича осонгина ҳал қила оламиз.

г. Дифракцион манзаралар ҳосил қилишда ўхшашлик принципи. Агар ёруғлик манбаи ва куза-

*Ҳисоб осон бўлиши учун биз ясси фронт билан иш кўрганмиз, бундай қилиш мумкин, чунки кўп ҳолларда Σ нинг эгрилиги катта эмас.

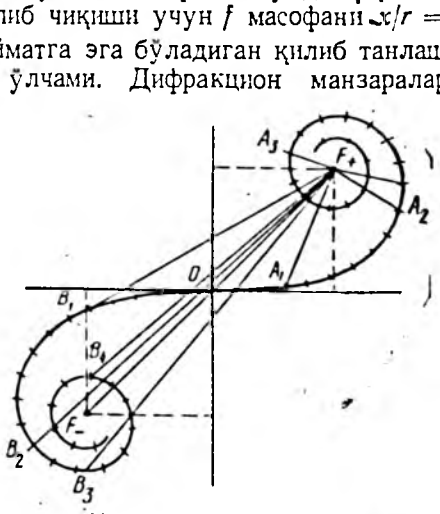


8.18- расм. Экрандаги дифракция манзарасини моделлаш.

а — ликобча ушлаб турган қўлнинг сояси яқин жойда турган экранга тушяпти; соя билан буюм бир-бирига геометрик жиҳатдан ўхшаш; *б* — ликобча ушлаб турган қўлнинг сояси олисдаги (11 км масофадаги) экранга тушяпти; соянинг дифракция ҳодисаси бузиб юборган. (Ўхшашлик принципи асосида ҳисоб қилинган моделда ишланган фотосурат, сурат автори В. К. Аркадьев.)

тувчи кўзининг жойлашуви, тешик ва экранлар (объектлар) ўлчамлари шундай бўлсаки, иккала объектга (тешикларга ва экранларга) тўғри келадиган Френель зоналари ва улар қисмларининг сони бир хил бўлса, объектларнинг икки системаси мутлақо ўхшаш дифракцион манзаралар ҳосил қилишига тушуниш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, дифракцион манзаранинг характери экран ва тешикларнинг абсолют ўлчамлари билан эмас, балки айни Френель зоналарининг сони билан аниқланади.

Тўлқин ясси бўлган ҳолда (манба чексиз узоқда) Френель зонасининг юзи $\pi f\lambda$ га, радиуси $r=\sqrt{f\lambda}$ га тенг бўлади, бу ерда f — кузатувчининг кўзигача бўлган масофа. Шундай қилиб, Френель зоналари сони тенг бўлиб чиқиши учун f масофани $x/r = x/\sqrt{f\lambda}$ тенглик айни бир қийматга эга бўладиган қилиб танлаш керак, бу ерда x — тешикнинг ўлчами. Дифракцион манзаралар ўхшаш бўлишининг шарти ана шундайдир. Равшанки, ўлчамлари x_1 ва x_2 бўлган иккита ўхшаш объект ҳолида ўхшаш дифракцион манзараларни кузатиш мумкин, бунинг учун кузатиш жойигача бўлган f_1 ва f_2 масофаларни $f_1/f_2 = x_1^2/x_2^2$ тенглик тўғри бўладиган қилиб танлаш керак. Масалан, В. К. Аркадьевнинг моделларда (8.18- расм) ўтказган тажрибаларида ликобча ушлаб турган қўлдан 11 км масофадаги экранда ҳосил бўл-



8.19- расм. Корню спирали.

ган дифракцион манзарани қўл билан ликобча ўрнида $\sqrt{11000/40} \approx$ $\approx 16{,}5$ марта кичрайтирилган масштабда тунукадан қирқиб олинган модель воситасида атиги 40 м масофадаги экранда ҳосил қилиш модделлаш) мумкин бўлган.

37-§. Корню спирали ва ундан дифракцион масалаларни график равишда ечишда фойдаланиш

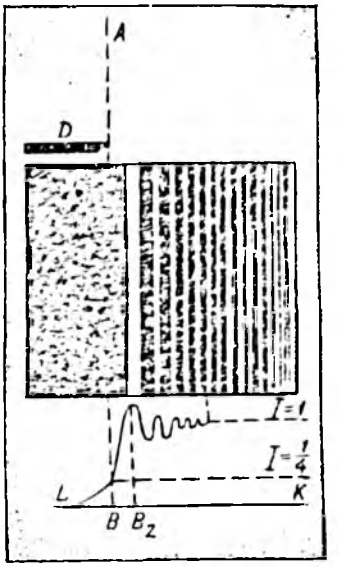
Ҳалқа шаклидаги турли зоналарнинг таъсирини ҳисобга олишда биз вектор диаграмма ясаганимиз каби (қ. 35-§) ҳозир ҳам турли тилимларнинг таъсирини кўрсатувчи диаграммани график равишда ясашимиз мумкин. Бунда ҳам спирал шаклидаги эгри чизиқ ҳосил бўлиши равшан, бироқ тилимларнинг юзи бир-биридан фарқ қилгани туфайли уларнинг таъсири тўлқиннинг марказий нуқтасидан (M_0 нуқтадан) узоқлашган сари айниқса M_0 нуқта яқинида тез камайиб кетади. Шунинг учун ҳар бир тилимнинг кейинги қисмлари таъсирини тасвирловчи векторлар узунлиги 35-§ да кўриб ўтилган Френель зоналарига бўлишга тегишли чизмадагидан тезроқ камаяди ва спирал ётиқроқ бўлади. Бу масалани Френель махсус тур интеграллар воситасида аналитик равишда ҳал қилган: бу интеграллар Френель интеграллари деб аталади. Дифракцион масаланинг бу ечимига тегишли графикни Корню ясаган бўлиб, у *Корню спирали* деб аталади. Бу спирал 8.19-расмда кўрсатилган, бундаги F_- ва F_+ нуқталар спирал асимптотик равишда яқинлашадиган қутбларни тасвирлайди. Спиралнинг тўлқин фронтининг чап ярми таъсирини ифодаловчи $OB_1B_2 \ldots F_-$ тармоғи ўнг ярми таъсирини ифодаловчи $OA_1A_2 \ldots F_+$ тармоғининг тегишли қисмларига параллел бўлган қисмлардан иборат, чунки тўлқин фронтининг мос қисмлари ҳисоб юритилаётган B нуқтага нисбатан (қ. 8.16-расм) симметрик равишда жойлашган. Шундай қилиб, эгри чизиқнинг иккала тармоғи симметрикдир, O нуқта эгилиш нуқтаси бўлиб, спиралнинг қутбларини туташтирувчи F_-OF_+ тўғри чизиқ O нуқтада ўтказилган уринма билан 45° бурчак ҳосил қилади.*.

Юқорида тилга олинган масалаларга ўхшаш масалаларни, яъни четлари тўғри чизиқли бўлган тўсиқлардан ҳосил бўлган дифракция тўғрисидаги масалаларни Корню спиралидан фойдаланиб миқдор жиҳатдан ҳал қилиш мумкин. Ёруғлик тўлқини фронтининг бирор қисми туфайли ҳосил бўлган тебраниш амплитудаси спиралнинг тўлқин фронтининг шу қисмига тегишли бўлагини тортиб турувчи вектор билан ифодаланади. Бутун тўлқин фронтининг,

* Корню спиралининг геометрик хоссалари, уни ясаш усули ва у билан Френель интеграллари орасидаги муносабатларни назарий оптикага бағишланган ҳар қандай китобдан топиш мумкин, масалан: П. Друде, Оптика, ОНТИ, 1935, ёки Р. Дитчберн, Физическая оптика, «Наука», 1965.

яъни ҳеч қандай тўсиқ билан бекитилмаган фронтнинг таъсири спиралнинг учларини туташтирувчи F_+F_- вектор билан ифодаланади.

Экран четидан ҳосил бўлган дифракция тўғрисидаги масалани таҳлил этишга Корню спиралининг қўлланилишини мисол сифатида кўриб чиқамиз. Геометрик соя чегарасида ётган B нуқтадаги ёритилганлик (8.20-расм) тўлқин фронти сиртининг ярмининг таъсири билан аниқланади, чунки унинг иккинчи ярмини экран тўсиб турибди; бизнинг диаграммада бунга спирал марказини унинг F_+қутби билан туташтирувчи OF_+ вектор мос келади (қ. 8.19-расм). $OF_+ = {}^1/_2F_+F_-$ бўлгани учун B нуқтадаги амплитуда D экран бўлмаган ҳолдаги амплитуданинг ярмига, интенсивлик эса D экран бўлмаган ҳолдаги интенсивликнинг чорагига тенг. BK соҳага ўтилганда тўлқиннинг қутби* ўнг томонга силжийди, шу сабабли B_2 нуқта учун тўлқин фронтининг ўнг ярмининг ҳаммаси ва чап ярмининг бирор қисми очиқ бўлади. Шунинг учун амплитуда F_+ни спиралнинг тобора узоқдаги нуқталари билан туташтирувчи вектор орқали, яъни F_+B_1, F_+B_2, F_+B_3 ва ҳоказо векторлар орқали аниқланади. 8.19-расмдан кўринишича, бу векторлар F_+F_- дан катта максимумлар қаторидан ва F_+F_- дан кичик минимумлар қаторидан ўтади, бу эса экраннинг ёритилган қисмида максимум ва минимумларнинг алмашинувига мос келади. 1,37 га тенг бўлган энг катта интенсивлик биринчи максимумда бўлади; бу биринчи максимум эса тўлқин қутби Френелнинг биринчи зонаси кенглигига тахминан тенг миқдорда кўчганда пайдо бўлади (8.19- ва 8.20-расмлардаги B_2 нуқта). D экран тўлқиннинг тобора кўпроқ қисмини бекитадиган BL геометрик соя соҳасида интенсивлик аста-секин пасаяди, шундай эканлиги амплитуданинг бирин-кетин келадиган F_+A_1, F_+A_2, F_+A_3 ва ҳоказо қийматлари тасвирланган 8.19-расмдан кўриниб турибди.



8.20-расм. Экран четидан ҳосил бўлган дифракция.

Ихтиёримизда етарлича катта масштабда яхшилаб чизилган

* Тўлқиннинг қутби деб, A манба билан кузатиш нуқтасини (B, B_2, ...) туташтирувчи тўғри чизиқ билан тўлқин фронтининг кесишиш нуқтасига айтилади.

Корню спирали бўлган ҳолда интенсивлик миқдорининг тақсимотини анча аниқ топиш мумкин.

8.20-расмдаги схема ва фотосурат кўринадиган дифракцион манзарани тасвирлайди, бу манзаранинг тагида интенсивликнинг назарий тақсимоти чизиб кўрсатилган. Тор чексиз тирқишнинг ёки энсиз экран ва шу кабиларнинг таъсирини ҳам шунга ўхшаш тадқиқ этиш мумкин.

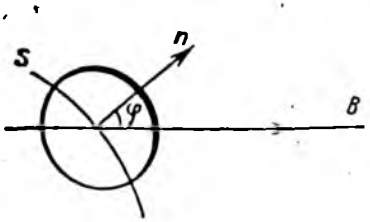
38-§. Гюйгенс—Френель принципига оид мулоҳазалар

Юқорида кўриб ўтилган мисоллар шу нарсани ишонарли қилиб кўрсатадики, тўсиқ ёки тешикларнинг ўлчамлари тўлқин узунлигидан анча катта бўлган ҳолда Френель постулатлари асосида қилинган (аналитик ва график) ҳисоблар дифракция ҳодисаларида интенсивлик тақсимотининг қийматини тўғри топишга, яъни натижаловчи тўлқиннинг *амплитудасини* тўғри излаб топишга имкон беради.

Бироқ бунда қуйидаги мулоҳазаларни айтиб ўтиш керак. Биринчидан, элементар тўлқинлар интерференциясининг натижаларини ҳисоблашда ёрдамчи манбалар туфайли ҳосил бўлган амплитуда ёрдамчи сиртнинг тегишли қисмига ўтказилган нормаль билан B нуқтага томон ўтказилган йўналиш орасидаги φ оғмалик бурчагига боғлиқ деб фараз қилишга тўғри келади (бу ерда B нуқтадаги интерференция натижалари ҳисоб қилинади).

S сирт ёруғлик чиқарувчи сиртга ўхшайди, оқибатда сиртга ўтказилган нормаль билан B кузатиш нуқтасига томон ўрказилган йўналиш орасидаги бурчак қанча катта бўлса, нурланувчи тўлқинлар амплитудаси шунча кичик бўлади. Нормаль билан устма-уст тушган ($\varphi = 0$) радиусда амплитуда энг катта бўлиб, $\varphi = \pi/2$ бўлганда нолга айланади (8.21-расм).

Иккинчидан, бундан олдинги мулоҳазаларнинг ҳаммасида биз натижаловчи тўлқиннинг амплитудасини унинг фазаси тўғрисидаги масалани кўтармасдан туриб аниқлашга ҳаракат қилдик. Кўпчилик масалаларда фаза тўғрисидаги масала аҳамиятга эга эмас, чунки бизни натижаловчи тўлқиннинг *амплитудаси квадратига* пропорционал бўлган интенсивлиги қизиқтиради. Агар натижаловчи фазани ҳам ҳисоблаб топсак, бу фаза кузатиладиган фазадан $\pi/2$ қадар фарқ қилар экан. Буни, масалан, 8.10-расмдан кўриш осон. Эгри чизиққа саноқ боши сифатида танлаб олинган бошланғич O нуқтада ўтказилган уринма-



8.21-расм. Иккиламчи тўлқинлар амплитудасининг φ бурчакка боғлиқ эканлигини кўрсатадиган чизма.

нинг йўналиши биринчи зонанинг марказий элементи таъсири остида ҳосил бўладиган тебранишнинг кузатиш нуқтасидаги фазасини, яъни фазанинг ёруғликнинг LB тўғри чизиқ (қ. 8.2-расм) бўйлаб тарқалиши туфайли ҳосил бўлган қийматини кўрсатади. Бу эса фазанинг ҳақиқатга тўғри келадиган қийматининг ўзгинасидир. Бизнинг графигимиз эса натижаловчи ON вектор 90° га бурилганини, яъни натижаловчи фаза $\pi/2$ қадар орқада қолишини кўрсатади. Шундай қилиб, Френель постулати ёрдамчи манбаларнинг амплитудаларини тўғри ифодалагани ҳолда уларнинг тебранишлари фазасини ёмон аниқлайди. Фазани ҳам тўғри ҳисоблаб чиқариш учун биз бу қисмда Френель постулатини ўзгартиришимиз ва ёрдамчи манбаларнинг фазаларини $\pi/2$ қадар орттирилган деб олишимиз керак эди.

Ниҳоят, Френель берган таъриф Гюйгенс принципининг дастлабки шакли учун характерли бўлган ва ундан икки тўлқин борлиги келиб чиқадиган қийинчиликни бартараф қилмайди: бу икки тўлқиндан бири ёруғлик манбаидан олдинга томон боради, иккинчиси эса элементар тўлқинларнинг ўрамаси тарзида ясалган бўлиб, лекин орқага, манбага томон боради.

Френелнинг иккиламчи тўлқинлар амплитудаси ёрдамчи сиртга ўтказилган нормаль билан кузатиш нуқтасига қаратиб ўтказилган йўналиш орасидаги φ бурчакка боғлиқ бўлса керак, деган тахминида орқага кетадиган тўлқин борлиги маълум даражада инкор этилади. Бу тахминга асосан, φ бурчак ортган сари амплитуда камайиб, φ нинг абсолют қиймати 90° га тенг ёки ундан катта бўлганда амплитуда нолга тенг бўлиб қолади. 8.21-расм бу фаразни тушунтириб беради, расмда амплитуданинг камайиши эгри чизиқ қалинлигининг камайиши орқали тасвирланган. $\varphi > 90°$ бўлганда ёрдамчи манбалар нурланишининг амплитудаси нолга айлангани учун орқага кетадиган (тескари) тўлқин бўлиши мумкин эмас. Бироқ юқорида кўрсатиб ўтилганидек, амплитудалар тақсимотига оид тахмин Френель принципининг қўшимча гипотезасидир. Тескари тўлқин йўқлигини қуйидаги мулоҳазалар орқали тушунтириб бериш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, S сиртнинг ҳар бир нуқтасидан ёруғлик нури (ғалаёнланиш) ҳам олдинга, ҳам орқага тарқалади. Бироқ S сиртдан *олдинда* ғалаёнланиш ҳали йўқ, S нинг таъсири натижасида биз кўрадиган ғалаёнланиш ҳосил бўлади. S сиртдан *орқадаги* жойга ғалаёнланиш етиб келган бўлади ва S нинг таъсири бу етиб келган ғалаёнланишни компенсациялайди. Иккала таъсир, яъни тўғри ва тескари тўлқинлар натижасида ғалаёнланиш S сирт орқали *ўтади* ва B га томон йўналишда тарқалади.

Бу мулоҳазани бир-бирига тегиб турган қатор шарлар орқали импульснинг тарқалиш ҳодисаси тушунтириб беради. Бир томондан бошқа шарнинг зарбига учраган шар деформацияланади, сўнгра ўз ҳолини тикламоқчи бўлиб ўзи ҳам импульс манбаига айланади, бунинг импульси *олдинга* ҳам, *орқага* ҳам йўналади. Бироқ «орқага

йўналган импульс» орқадан келиб урган шарни тўхтатишга сарф бўлади, «олдинга йўналган импульс» эса олдинда турган шарни бошланғич импульс йўналишида суради. Натижада импульс шардан шарга бир йўналишда — олға томон йўналишда узатилади.

33-§ да, биз эслатиб ўтганимиздек, Френелнинг иккиламчи тўлқинларни характерлайдиган постулати Френель гипотезаси, тахмини эди; маълумки, иккиламчи тўлқинларнинг интерференцияси тўлқинлар тарқалишининг барча процессларини изоҳлаб беради. Френель методига асосланиб ҳисоб қилиш ва бу ҳисобни тажриба натижаларига таққослаш бу гипотезани бирмунча ўзгартириш кераклигини кўрсатади: ёрдамчи сиртнинг таъсир йўналишига оғмалигини ҳисобга олувчи қўшимча фактор киритиш, тескари тўлқиннинг йўқлигини қўшимча мулоҳазалар воситасида асослаш ва иккиламчи тўлқинларнинг бошланғич фазасини $\frac{1}{2}\pi$ га ўзгартириш.

Агар бу қўшимчаларнинг олдинги иккитаси озми-кўпми яққолроқ қилиш мақсадида киритилган бўлса, Рэлей ўзининг «Ёруғликнинг тўлқин назарияси» китобида «фазанинг олдинга ўтиб кетиши баъзан сирлироқ ҳисобланади» деган. Албатта, Френель постулати тўлқин оптикаси масалаларини ечишнинг умумий методини кўрсатиб берадиган бирор йўлланма бўлгани учун бу постулатнинг шаклини бир оз ўзгартириш ҳеч нарсага халал етказмайди; синчиклаб ўтказилган анализнинг кўрсатишича, тўлқин оптикаси масалаларини тажриба натижаларига яхшироқ мос келадиган қилиб ечишга имкон берадиган бир оз бошқачароқ йўлланмадан фойдаланиш керак.

Аслида Френелнинг ишлари туфайли тўлқин оптикаси мустаҳкам заминга ўрнатилди, дифракция ҳодисаларидан иборат бўлган барча мавжуд қийинчиликларнинг асосий жиҳатлари изоҳлаб берилди ва бу ҳодисалар учун ёруғлик тўлқини узунлигининг қиймати аниқланди.

Кейинчалик Кирхгоф (1882й.) Гюйгенс—Френель принципи оптиканинг дифференциал тенгламаларидан (тўлқин тенгламалардан) топилиши мумкинлигини кўрсатди; бунда биз қайд қилган барча тузатмалар ўз-ўзидан ҳисобга олинади.

Кирхгоф назариясида амплитуданинг φ бурчакка боғлиқлигини аниқловчи фактор назариянинг умумий қоидаларидан ҳисоблаб топилади, бу фактор $(1+\cos\varphi)/2\lambda$ га тенг бўлиб чиққан, яъни Френель ўйлаганча $\varphi=90°$ да эмас, балки $\varphi=180°$ дагина нолга айланади. Френель нотўғри фараз қилганда тўғри натижа топганининг сабаби унинг ҳисоблаш методи аниқ эмаслигидадир. Бироқ Кирхгоф назарияси ҳам баъзи математик ва физик фаразлардан холи эмас. Жумладан, Кирхгоф методида ҳам экран моддасининг экран яқинидаги ёруғлик майдонига кўрсатадиган таъсири эътиборга олинмайди, бу эса, юқорида айтиб ўтганимиздек, ҳақиқатга тўғри келмайди; тешиклар ўлчами тўлқин узунлигига нисбатан катта бўлган ҳолда бу таъсирни ҳисобга олмаслик оқибатида арзимаган

хато чиқади. Бироқ бу чекланишга қарамасдан Френель — Кирхгоф методи кўп масалаларни ечишнинг амалий йўли бўлгани ҳолда жуда катта аҳамиятга эга.

Электромагнитик тўлқинларнинг тўсиқ яқинида тарқалиши деб қараладиган дифракцион масалалар 4—5 ҳолдагина аниқ ечилган. Масалан, Зоммерфельд (1894 й.) идеал ўтказувчи тўғри экран четидан ҳосил бўладиган дифракция масаласини ҳал қилди. Зоммерфельд назарияси натижалари билан аниқ ўлчаб топилган натижалар орасидаги фарқлар, эҳтимол, назария қўйган шартларни тажрибада тўла амалга ошириб бўлмаслиги туфайли ҳосил бўлса керак (реал экранни назарияда кўрсатилгандек идеал ўтказувчи ва чексиз юпқа, экран четларини идеал равишда юпқа қилиб бўлмайди). Бу ҳолни ва Зоммерфельд методига ўхшаган методлар билан кўриб чиқилган баъзи ҳолларни солиштирсак, дифракция бурчаклари унча катта бўлмаганда дифракцияни Гюйгенс—Френель принципи ва Юнг методи асосида тахминан баён этиш яхши тақрибий натижалар беришини кўрамиз. Шунга мувофиқ равишда биз бундан буён ҳам Френель методидан кенг фойдаланамиз, бироқ бунда дифракция бурчакларига тегишли чекланишни эсда тутишимиз керак.

Дифракциянинг биринчи тўлқин тасаввурлар асосида қилинган баёнини Т. Юнг (1800 й.) берди. Юнг кўринишдан Френель тасаввурларидан кўп фарқ қиладиган тасаввурларга асосланади. Тўлқин фронтининг нурлар йўналишида тарқалишининг Гюйгенс принципи бўйича иккиламчи тўлқинлар ўрамасини ясаш орқали чиқариладиган қонуни билан бирга Юнг тебранишлар амплитудасининг тўлқин фронти бўйлаб (нурларга кўндаланг равишда) узатилиш (ёки диффузияланиш) принципини киритди. Юнгнинг фикрича, амплитуданинг узатилиш тезлиги тўлқин узунлигига пропорционал бўлиб, тўлқин фронтининг қўшни нуқталарида амплитудалар фарқи ортиши билан бу тезлик ортади. Ундан ташқари, амплитуда диффузияланиши билан бирга тебранишлар фазаси ўзгариб боради. Шундай қилиб, тўлқин фронти тарқала борган сари тўлқин фронтида амплитуданинг нотекис тақсимоти текислашади, силлиқлашади. Тешиклари бўлган экранда (қ. 9.13, 9.14 ва 9.18-расм) кузатиладиган полосалар тушувчи тўлқиндаги тебранишлар фазаси билан тўлқин фронтининг қўшни соҳаларидан мазкур нуқтага узатилаётган (диффузияланаётган) тебранишлар фазасининг бир-бирига нисбатан силжиб қолиши натижасида ҳосил бўлади, дейди Юнг. Геометрик соя соҳасида тушувчи тўлқин бўлмайди, фақат диффузия эффекти кузатилади ва полосалар ҳосил бўлмайди, бу ҳол кузатиш натижаларига мувофиқ келади.

Юнг чексиз кичик миқдорлар анализидан фойдаланишни маъқул кўрмагани учун амплитуданинг кўндалангига диффузияланиш қонунини баён этиш услуби тушунишга ва амалда татбиқ этишга қийинлик қилди (ўз моҳиятига кўра бу қонун дифференциал қонун эди). Эҳтимол, шу сабабдан бўлса керак, Юнг тасаввурлари Френель

замонасидан бошлаб нотўғри деб ҳисоблаб келинган. Бироқ назариянинг бундан кейинги тараққиёти шуни кўрсатдики, Френель методи билан топиладиган натижаларни математик алмаштиришлар воситасида Юнг ғояларига жавоб берадиган шаклга келтириш мумкин*.

Чегаравий сиртларда Гюйгенс — Френелнинг иккиламчи манбаларининг амплитудалар тақсимоти олдиндан аниқ бўлмаган ҳолларда дифракцион ҳодисаларни талқин этишнинг Юнг методи айниқса самаралидир. Бу фикр, масалан, тўлқиннинг ютувчи сирт бўйлаб тарқалишига ёки қаварик тўсиқни тўлқин айланиб ўтишига тегишлидир. Жумладан Ер сирти устида радиотўлқинлар тарқалишини ўрганишда масала ана шундай қўйилади. Муҳим амалий аҳамиятга эга бўлган бу масала Юнг методи воситасида мукаммал кўриб чиқилган (М. А. Леонтович, В. А. Фок); Юнг методи замонавий адабиётда *дифракциянинг диффузион назарияси* деб аталади. Юнг методи бир жинсли бўлмаган муҳитларда тўлқинлар тарқалишини тадқиқ этишда, чизиқли бўлмаган оптикада ва бошқа соҳаларда кенг қўлланилади.

IX боб

ПАРАЛЛЕЛ НУРЛАРДА ДИФРАКЦИЯ ҲОДИСАСИ (ФРАУНГОФЕР ДИФРАКЦИЯСИ)

39- §. Фраунгофернинг тешикдан ҳосил бўлган дифракцияси

Шу чоққача биз тўсиқдан чекли масофада ётган кузатиш нуқтасидаги дифракцион манзарани ўрганишда сферик ёки ясси тўлқинлар дифракциясини текшириб келдик. Френель ҳам айни мана шу масалаларни тадқиқ этган, шунинг учун бу турдаги дифракцион ҳодисалар *Френель дифракцияси* деб аталади.

Фраунгофер эса 1821—1822 йилларда бир оз бошқачароқ турдаги ҳодисаларни кўриб чиқди. Кўриш трубасини Фраунгофер узоқдаги ёруғлик манбаига (масалан, ёритилган тирқишга) тўғрилаб, трубанинг фокал текислиги яқинидаги тасвирни (манбанинг тасвирини) трубанинг окуляри орқали қараб кузатди.

Трубанинг объективи олдига объективни оз ёки кўп бекитадиган тешиклари бўлган экран қўйилди. Кузатилаётган буюм тасвирининг кўриниши бу тешикларнинг ўлчами ва шаклига боғлиқ бўлар экан. Объективнинг етарлича қисми очиқ бўлгандагина буюмнинг тасвири буюм шаклига жуда аниқ ўхшар экан. Объективнинг иш-

* Юнг методи тўғрисида бу китобда батафсил гапирилган: Г. Д. Малюжинец, Физический энциклопедический словарь, «Советская энциклопедия» 1960, т I. стр. 606.

лайдиган қисми кичрайганда кузатиладиган манзара озми-кўпми бузилади ва ҳатто манбанинг (буюмнинг) шаклига ўхшамай қолиши мумкин.

Масалан, узоқда турган ёруғланувчи толага энсиз тирқишли экран билан тўсилган объектив орқали қаралганда объективнинг фокал текислигида бир неча максимуми ва минимуми бўлган чаплашган ёруғ полоса кўринади.

Шундай қилиб, объектив берадиган тасвир ҳамиша ёруғлик дастаси кесимининг чегараланиши туфайли ҳосил бўладиган дифракцион манзарадир.

Ёруғлик дастасининг кесимини объективнинг апертура диафрагмаси (қ. 88-§) чегаралайди; энг содда ҳолда бу диафрагма ролини объективнинг бирор линзасининг гардиши ёки махсус диафрагма ўйнайди. Объективнинг ишлайдиган қисми катта (апертура диафрагмаси кенг) бўлганда кузатилаётган дифракцион манзара буюмнинг қиёфасини бузмасдан яхши кўрсатади; объективнинг ишлайдиган қисми жуда кичик бўлганда тасвир буюм шаклидан таниб бўлмайдиган даражада кўп фарқ қилиши мумкин.

Дифракцион манзарани тавсия этилган метод асосида манба текислигига қўшма бўлган текисликда, яъни ёруғликни трубанинг линзаси тўплайдиган жойда кузатганимиз учун манзара анча равшан бўлади ва уни кузатиш осонлашади. Дифракциянинг параллел нурлардан ҳосил бўлган дифракцион манзара кузатиладиган тури *Фраунгофер дифракцияси* деб аталган.

Гарчи принцип жиҳатидан олганда Фраунгофер дифракцияси олдин кўриб ўтилган Френель дифракциясидан фарқ қилмаса-да, бу ҳолни батафсил кўриб чиқиш жуда муҳимдир. Фраунгофер дифракциясининг кўпгина муҳим мисолларини математик жиҳатдан таҳлил қилиш қийин эмас ва бу таҳлил олдимизга қўйилган масалани охиригача ечишга имкон беради. Амалда эса бу ҳол жуда ҳам муҳим, чунки у оптик асбобларнинг (дифракцион панжара, оптик инструментлар ва ҳоказоларнинг) ишлашига оид кўп масалаларни кўриб чиқишда қўлланилади.

Фраунгофер шароитларига яқин шароитлар яратиш учун кичик ёруғлик манбаини линзанинг фокусига жойлаштириб, ёруғликни иккинчи линза ёрдамида унинг фокал текислигида жойлашган экраннинг бирор нуқтасига тўплаш мумкин. Бу нуқта манбанинг тасвири бўлади. Линзалар орасига тешигининг катталиги ва шакли ҳар хил бўлган экранлар қўйиб, биз манбанинг тасвиридан иборат бўлган дифракцион манзаранинг характерини ўзгартирамиз; тешикларнинг ўлчами ва шаклига қараб ёруғликнинг бир қисми ҳар хил йўналишларда кетиб ёруғлик тушадиган экраннинг турли нуқталарида тўпланади. Натижада тасвир доғ кўринишида бўлиб, унинг ёритилганлиги ҳар хил жойда ҳар хил бўлади. Дифракция масаласини ечиш дегани экрандаги тасвир ёритилганлигининг бу тақсимотини ёруғликни дифракцияловчи тўсиқларнинг ўлчами ва

шаклига боғлиқ равишда топишни билдиради. Биз тешик ношаффоф экранлардаги тўғри тўртбурчак ёки доира шаклида бўлган энг содда ва айни вақтда энг муҳим бўлган ҳолларни кўриб чиқиш билан кифояланамиз.

Тўғри тўртбурчак шаклидаги тешик кенглиги кичик ва узунлиги чексиз бўлган, яъни тирқиш бўлган ҳол энг кўп аҳамиятга эга. Амалда эса, албатта тешикнинг узунлиги кенглигидан анча катта бўлиши етарлидир. Масалан, кенглиги 0,01—0,02 мм бўлган тирқишнинг бир неча миллиметр келадиган узунлигини чексиз катта деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда нуқтанинг тасвири максимум ва минимумли полосада тирқишга перпендикуляр йўналишда ёйилиб кетади, чунки ёруғлик тирқишдан ўнг ва чап томонларга дифракцияланади. Тирқишни кўриш трубасининг ўқи атрофида бурганда бутун манзара ҳам бурилади. Агар манба сифатида тирқишга параллел жойлашган ёруғланувчи тола олинса, у ҳолда толанинг ҳар хил нуқталари ўзаро когерент бўлмаган манбалар бўлиб, умумий манзара нуқтавий манбалардан ҳосил бўлган манзараларнинг устма-уст тушиб қўшилишидан иборат бўлади. Биз толанинг тирқиш йўналишига перпендикуляр бўлган йўналишда чўзилган тасвирини кўрамиз, яъни яна бир ўлчовли манзарани кўриб чиқиш билан кифояланамиз.

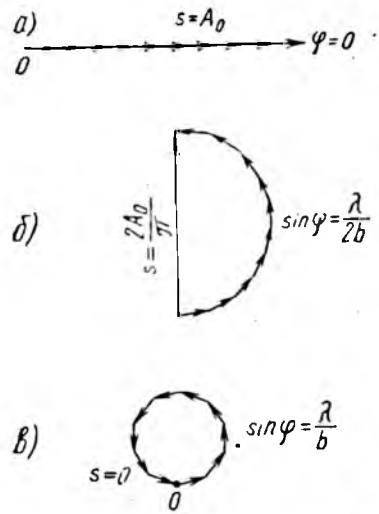
Тўлқин тирқиш текислигига *нормал* тушаётган бўлсин. Тирқиш юзини эни бир хил бўлган бир қатор тор параллел полосаларга бўламиз. Бу полосаларнинг ҳар бирини тўлқинлар манбаи деб ҳисоблаш мумкин, бу тўлқинларнинг ҳаммасининг фазалари бир хил, чунки тўлқин нормал йўналишда тушганда тирқиш текислиги тўлқин фронти билан устма-уст тушади: бундан ташқари, бу элементар тўлқинларнинг амплитудалари ҳам бир хил бўлади, чунки танлаб олинган элементларнинг юзи тенг ва бу элементлар кузатиш йўналишига бир хил оғишган.

Фазалар тенглиги* ва амплитудалар тенглигидан иборат икки ҳол олдимизга қўйилган масаланинг график равишда ечилишини ҳам, аналитик равишда ечилишини ҳам ниҳоятда соддалаштиради.

Экраннинг ҳар қандай нуқтаси учун амплитудаларни график равишда қўшиш натижасини 9.1-расмдаги вектор диаграммалар орқали тасвирлаш мумкин.

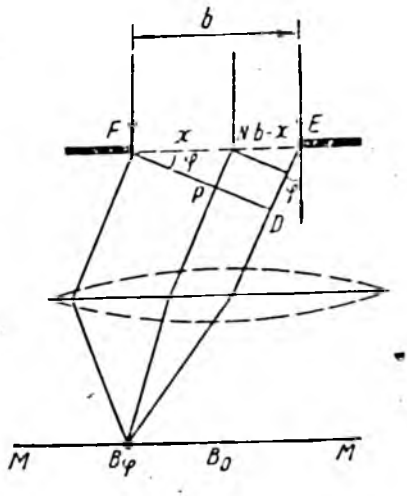
9.1-а расмдаги диаграмма кузатиш йўналиши билан тўлқиннинг дастлабки йўналиши бир хил ($\varphi = 0$) бўлган ҳолга мос келади, бунда элементар тўлқинлар ҳеч қандай фазалар фарқига эга бўлмайди. Натижаловчи амплитуда $s = A_0$. 9.1-б расмдаги диаграмма эса тўлқин фронтининг тирқиш ичидаги четки элементлари π га тенг фазалар фарқи ҳосил қиладиган, яъни $\lambda/2$ га тенг йўл фарқи

* Тўлқин қия тушганда тирқиш спртининг ҳар хил нуқталарида тўлқинлар фазаси бир хил бўлмас эди, балки бир тор оддий қонун бўйича ўзгарар эди. Бу ҳолда ҳисоб қилиш унча қийин эмас.



9.1- расм. Тирқишдан ҳосил бўлган дифракция.

Турли йўналишлардаги амплитуданинг натижаловчисини график усулда ҳисоблаш.



9.2- расм. Тирқишдан ҳосил бўлган дифракция.

Амплитуданинг натижаловчисини аналитик усулда ҳисоблашга доир.

ҳосил қиладиган йўналишга мос келади. 9. 2-расмдан кўринишича, бу йўналиш $ED = b\sin\varphi = {}^1/_2\lambda$ шартга мос келади, бу ерда b — FE тирқишнинг кенглиги. Натижаловчи амплитуда $s = 2A_0/\pi$ вектор билан ифодаланади, чунки s миқдор узунлиги A_0 га тенг бўлган ярим айлананинг диаметрига тенг. 9.1-в расмдаги диаграмма тўлқин фронтининг четки элементларидан чиққан нурларнинг йўл фарқи λ га тенг бўлган ҳолга, яъни $b\sin\varphi = \lambda$ шарт билан аниқланадиган йўналишга мос келади. Натижаловчи амплитуда нолга тенг, яъни айтиб ўтилган йўналишда ёруғлик бўлмайди. Амплитуданинг нолга тенг қиймати шундай йўналишга ҳам мос келадики, бу йўналишда четки элементлардан чиққан нурларнинг йўл фарқи 2λ га тенг бўлишини кўриш қийин эмас; бундан кейинги минимум йўл фарқи 3λ бўлган ҳолга мос келади ва ҳоказо, яъни минимумлар

$$\sin\varphi = \lambda/b,\ 2\lambda/b,\ \ldots,\ n\lambda/b$$

шартни қаноатлантирувчи йўналишларга мос келади, бу ерда n — бутун сон.

Тирқиш орқасида турли йўналишларда тарқаладиган ёруғлик интенсивлигини аналитик равишда ҳисоб қилиш учун тўлқин фронтининг ҳар бир элементи юборадиган тўлқиннинг ифодасини ёзамиз ва ҳамма элементлар таъсирини қўшиб чиқамиз. Бундай бир элемент туфайли ҳосил бўлган тўлқин амплитудаси элементнинг dx

кенглигига пропорционал, яъни Cdx га тенг. C кўпайтувчи $\varphi = 0$ йўналишда бутун тирқиш юбораётган тўлқиннинг амплитудаси A_0 га тенг, деган шартдан топилади, яъни $Cb = A_0$ ёки $C = A_0/b$. Шундай қилиб, тирқишнинг тегишли қисмдаги ёруғлик ғалаёнланиши

$$ds = \frac{A_0}{b}\, dx \cos \omega t$$

муносабат билан ифодаланади.

Бутун тирқишнинг дастлабки йўналиш билан φ бурчак ҳосил қилувчи йўналишидаги таъсирини топиш учун тўлқин фронтининг турли элементларидан B_φ кузатиш пунктигача етиб келадиган тўлқинларни характерлайдиган фазалар фарқини ҳисобга олиш керак (қ. 9.2-расм).

Дифракцияланган тўлқинлар нормаллари йўналишига перпендикуляр бўлган FD текислик ўтказамиз. Бу текисликдаги фазалар тақсимоти B_φ нуқтада йиғиладиган элементар тўлқинлар фазаларининг муносабатини аниқлайди, чунки линза қўшимча фазалар фарқи киритмайди (таутохронизм, қ. 20-§). Шундай қилиб, FE текисликдан FD текисликкача бўлган йўлда ҳосил бўладиган йўл фарқини аниқлаш етарли. 9.2-расмдан кўринишича, F нуқта (тирқишнинг чети) яқинидаги элементар зонадан ва тирқиш четидан x масофада ётган бирор N нуқтадан чиққан тўлқинлар орасидаги йўл фарқи $NP = x \sin \varphi$ бўлади. FD текисликнинг P нуқтасидаги ёруғлик тебраниши қуйидагича ёзилади:

$$ds = \frac{A_0}{b}\, dx \cos (\omega t - kx \sin\varphi), \qquad (39.1)$$

бу ерда $k = 2\pi/\lambda$—тўлқин сони. B_φ нуқтадаги натижаловчи ғалаёнланиш (тўлқин) бу ифодаларнинг йиғиндиси сифатида аниқланади, яъни тирқишнинг бутун кенглиги бўйича олинган (x нинг нолдан b гача бўлган ҳамма қийматлари бўйича олинган) интеграл билан ифодаланади. Ниҳоят,

$$s = \int ds = \int_0^b \frac{A_0}{b} \cos (\omega t - kx \sin\varphi)\, dx =$$

$$= A_0 \frac{\sin (^1/_2\, bk \sin\varphi)}{^1/_2\, bk \sin\varphi} \cos (\omega t - {}^1/_2\, bk \sin\varphi). \qquad (39.2)$$

Шундай қилиб, φ *йўналишда* борувчи натижаловчи тўлқиннинг амплитудаси қуйидагича бўлади:

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin (^1/_2\, bk \sin\varphi)}{^1/_2\, bk \sin\varphi} = A_0 \frac{\sin [(b\pi)\lambda) \sin\varphi]}{(b/\pi/\lambda) \sin\varphi}, \qquad (39.3)$$

чунки $k = 2\pi/\lambda$. Кўпгина амалий ҳолларда, жумладан кўриниш трубаси орқали қаралганда φ бурчак шунчалик кичик бўладики, бунда $\sin\varphi \approx \varphi$ деб ҳисоблаш мумкин, бу ҳолда

$$A_\varphi = \frac{A_0 \sin (b\pi\varphi/\lambda)}{b\pi\varphi/\lambda}. \qquad (39.3')$$

(39.3′) ифоданинг кўрсатишича, ёритилганлик, максимум ва минимумлар орқали ўтиб, экран бўйлаб (φ ўзгариши билан) ўзгаради.

(39.3) ифодани тадқиқ этамиз. φ бурчакнинг $(b\pi/\lambda)\sin\varphi = n\pi$ шартни қаноатлантирувчи қийматларида (бу ерда $n = 1, 2, 3$ ва ҳоказо бутун сонлар), яъни

$$\sin\varphi = n\lambda/b \qquad (39.4)$$

шартда A_φ нолга айланади.

(39.4) шарт экраннинг амплитуда нолга тенг бўлган ва демак, интенсивлик минимум бўлган нуқталарига томон кетган йўналишларни (ва бу нуқталарнинг вазиятларини) белгилайди. Бу шарт олдин график усулда чиқарилган шарт билан бир хил.

φ бурчакнинг ораликдаги тайинли қийматларида амплитуда максимал ва минимал қийматларига эришади.

$\frac{b\pi}{\lambda}\sin\varphi = 0$, яъни $\varphi = 0$ бўлганда максимум энг катта бўлади; бунда $A_\varphi = A_0$.

Бош максимумдан абсолют қийматлари анча кичик бўлган галдаги максимумлар φ нинг қуйидаги шартлардан аниқланадиган қийматларига мос келади:

$$\frac{b\pi}{\lambda}\sin\varphi = 1{,}43\pi,\ \frac{b\pi}{\lambda}\sin\varphi = 2{,}46\pi,\ \frac{b\pi}{\lambda}\sin\varphi = 3{,}47\pi,$$

$$\frac{b\pi}{\lambda}\sin\varphi = 4{,}47\pi \text{ ва ҳоказо} \qquad (39.5)$$

(қ. 68-машқ). 9.3-расмда интенсивлик тақсимотининг эгри чизиғи (яхлит эгри чизиқ) кўрсатилган:

$$I_\varphi = I_0\,\frac{\sin^2[(b\pi/\lambda)\sin\varphi]}{[(b\pi/\lambda)\sin\varphi]^2}, \qquad (39.6)$$

бу ерда $I_0 = A_0^2$ — эни b бўлган тирқишдан бирламчи даста йўналишида келаётган ёруғликнинг интенсивлиги.

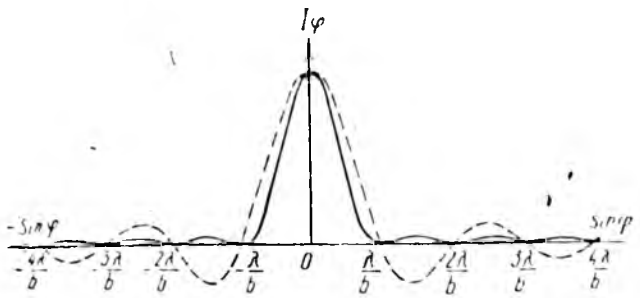
9.3-расмдан кўринишича, иккиламчи максимумлар катталиги тез камайиб кетади. Бош максимум ва галдаги максимумлар интенсивликларининг сон қийматлари бир-бирига

$$1 : 0{,}045 : 0{,}016 \text{ ва ҳоказо}$$

каби нисбатда бўлади; бу нисбатларни тақрибан қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$1 : \frac{4}{9\pi^2} : \frac{4}{25\pi^2} : \ldots$$

Бу параграфда топилган формулалардан минимум ва максимумларнинг вазияти тўлқиннинг λ узунлигига боғлиқ эканлиги равшан. Шунинг учун дифракцион манзара монохроматик ёруғлик учунгина юқорида тавсиф этилган кўринишда бўлади. Оқ ёруғликда турли рангларга тегишли дифракцион манзаралар тўплами ҳо-



9.3- расм. Тирқишдан ҳосил бўлган дифракцияда интенсивлик (яхлит эгри чизиқ) ва амплитуданинг (пунктир эгри чизиқ) йўналишга боғлиқ бўлиши.

сил бўлади, бунда ҳар бир манзара тўлқин узунлигидаги фарққа мувофиқ равишда бир-бирига нисбатан силжиган бўлади.

Марказий максимум ($\varphi = 0$), албатта, ҳамма тўлқин узунликлари учун умумийдир, шунинг учун дифракцион манзаранинг маркази оқ полоса тарзида бўлиб, четларида рангдор ҳошияси бўлади. Турли тўлқин узунликларига тегишли иккиламчи максимумлар бир-бирининг устига тушмайди; қисқароқ тўлқинларга тегишли максимумлар марказга яқинроқ жойлашади. Узун тўлқинли максимумлар қисқа тўлқинли максимумларга қараганда бир-биридан узоқда туради. Бироқ бу максимумлар шунчалик ёйилиб кетганки, *бир* тирқишдан ҳосил бўлган дифракция ёрдамида турли тўлқин узунликларини бирор тарзда аниқроқ ажратишнинг (спектрга ёйишнинг) ҳеч иложи йўқ. Манзаранинг ҳамма тафсилотини (39.6) формула ёки 9.3-расмдан фойдаланиб аниқлаш мумкин.

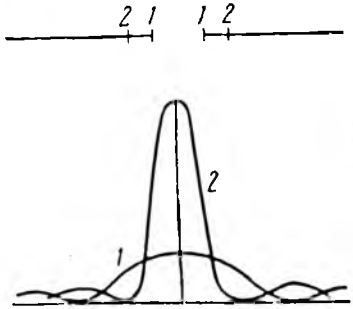
Тирқишдан ҳосил бўлган дифракция ҳақидаги масалани кўриб чиқишда биз тирқишнинг *бутун кенглиги* бўйлаб иккиламчи тўлқинларнинг амплитудаси ва фазаси бир хил деб фараз қилган эдик. Бошқача айтганда, биз тирқиш четларининг манзарани бузиш таъсирини эътиборга олмаган эдик; тирқишнинг b кенглиги тўлқин узунлигидан анча катта ($b \gg \lambda$) бўлган ҳолдагина бу таъсирни эътиборга олмаса бўлади. Шундай қилиб, биз Френель — Кирхгоф принципи қўлланиладиган соҳада мулоҳаза юритиб келдик ва биз топган ечим айни мана шу шароитларда кучга эга бўлади. Бироқ амалда кенглиги тўлқин узунлигига солиштирса бўладиган тирқишлардан ҳосил бўладиган дифракция билан иш кўришга тўғри келади. Жумладан, замонавий дифракцион панжаралар (қ. 45-§) кенглиги 1 — 2 мкм бўлган тирқишлар, яъни кенглиги тўлқин узунлигига солиштирса бўладиган тирқишлар тўпламидан иборат. Бундай ҳолларда Френель — Кирхгоф методи қай даражада

яроқли, деган савол туғилади. Тирқиш кенглигининг тўлқин узунлигига нисбатан кичик ($b \ll \lambda$) бўлган лимит ҳоли учун масала Френель — Кирхгоф гипотезасидан фойдаланмай тўла-тўкис ечилди (Рэлей, 1897 й). Бу ҳолда амплитуданинг $\sin \frac{b\pi\varphi}{\lambda} / \frac{b\pi\varphi}{\lambda}$ фактор ўрнига бошқа ифодаси (Бессель функциялари орқали ёзилган ифодаси) ҳосил бўлади; бу ифода ҳам умуман 9.3-расмда кўрсатилганга ўхшаб ўзгаради-ю, бироқ φ ортганда бир оз тезроқ камаяди ва максимумда (39.3) формуладан топиладиган қийматидан $b\pi^2/4\lambda$ марта фарқ қилади. Масалан, $b = \frac{1}{10}\lambda$ бўлганда максимал амплитуда Кирхгоф қонуни бўйича ҳисоблаб топиладиган қийматидан 4 марта кичик бўлар экан. Тирқишнинг кенглиги тўлқин узунлигига солиштирса бўладиган оралиқ ҳолларда масалани ечишнинг умумий йўли, равшанки, Кирхгоф қонуни бўйича ечиш йўлига янада яқин бўлади. Ҳақиқатан ҳам, Морзе ва Рубинштейн (1938 й.) ўтказган ҳисоб шуни кўрсатадики, кенглиги λ га яқин ва ундан катта бўлган тирқишларда Кирхгоф қонуни бўйича топилган ечимини қаноатланарли деб ҳисоблаш мумкин. Шундай қилиб, ҳатто замонавий энг нозик дифракцион панжараларда ҳам Кирхгоф методидан фойдаланиш сезиларли хатоларга олиб келмайди.

40-§. Тирқиш кенглигининг дифракцион манзарага кўрсатадиган таъсири

(39.4) формуланинг кўрсатишича, b камайиши билан минимумлар манзара марказидан узоқлашади. Шундай қилиб, тирқиш кенглигининг *камайиши* билан марказий ёруғ полоса *кенгайиб*, экраннинг тобора кўп қисмини эгаллай боради.

Агар $b = \lambda$ бўлса, у ҳолда $\varphi_1 = 90^\circ$ бўлади, яъни биринчи минимум 90° бурчакка мос келади; демак, биринчи минимум экраннинг чексиз узоқлашган четига сурилган. Экраннинг ёритилганлиги марказидан бошлаб четларига томон нолга асимптотик равишда яқинлашиб, аста-секин камаяди; марказий ёруғ полосанинг кенглиги чексиз ортади. Шундай қилиб, b камайганда ёритилганлик бутун экран бўйлаб бир текис бўлишга интилади (9.4-расм).



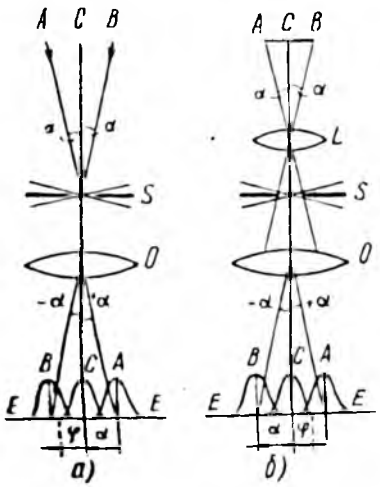
9.4- расм. Тирқишдан ҳосил бўлган дифракция; тирқиш кенглигининг интенсивлик тақсимотига кўрсатадиган таъсири.

1 эгри чизиқ тирқиш тор бўлган ҳолга тегишли, *2* эгри чизиқ тирқиш кенг бўлган ҳолга тегишли.

Аксинча, тирқишнинг кенглиги ортганда биринчи минимумларнинг вазияти манзаранинг марказига томон тобора яқинлашади, оқибатда марказий максимум тобора кескин бўла боради. Бу ҳолда (39.6) дан кўринишича, максимумнинг *нисбий* интенсивлиги ўзгармай қолади; унинг *абсолют* қиймати эса ортади, чунки кенгайган тирқиш орқали ўтадиган энергия ортади. Тирқиш жуда кенг (λ га *нисбатан*) бўлганда манзаранинг марказида чизиқли манбанинг аниқ тасвири ҳосил бўлади.

41-§. Ёруғлик манба ўлчамларининг таъсири

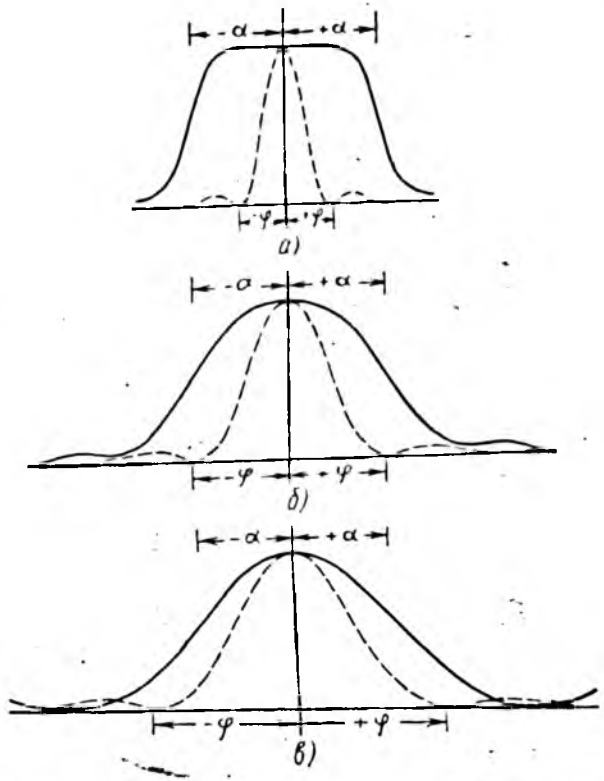
Ҳар қандай реал тажрибада манба чекли ўлчамларга эга бўлади. Манбанинг бурчакли ўлчами 2α га тенг бўлсин, деб фараз қилайлик. Демак, агар биз узоқдаги манба (юлдуз, Қуёш) билан тажриба ўтказаётган бўлсак, у ҳолда 2α манбанинг S тирқиш марказида жойлашган нуқтадан туриб кузатиладиган бурчакли ўлчамини билдиради (9.5-*а* расм); агар коллиматор ёрдамида кузатилаётган бўлса, у ҳолда 2α — манбанинг коллиматордаги L линза марказидан туриб кузатиладиган бурчакли ўлчамини билдиради (9.5-*б* расм). У ҳолда ҳам , бу ҳолда ҳам манбани когерент бўлмаган ва ҳақиқатда нуқтавий манбалар тўплами деб ҳисоблаш мумкин; бу нуқтавий манбалар ясси тўлқинлар чиқаради, бу тўлқинлар фронти 2α бурчак ичида оғишган бўлади. Бу манбалар 2α бурчак *ичида* бир-бирига нисбатан силжиган бир қатор бир хил дифракцион манзаралар беради (содда бўлиши учун алоҳида манбалар равшанлигини бир хил деб ҳисоблаймиз).



9.5- расм. Тирқишдан ҳосил бўлган дифракция; манба ўлчамларининг таъсири.

2α—манбанинг бурчакли кенглиги. $2\alpha \approx 2\lambda/b$—марказий дифракцион максимумининг эни. *а* — *AB* манба чексизликда жойлашган ҳол; *б* — манба коллиматорнинг (L линзасининг бош фокал текислигида жойлашган ҳол.

9.5-расмда манбанинг четларидан ҳосил бўлган бош максимумларнинг вазиятлари кўрсатилган, бу максимумлар биз текшираётган манбанинг марказий C нуқтасидан ҳосил бўлган бош максимумдан икки томонда $\pm\alpha$ бурчакли масофада жойлашган. Манбанинг оралиқдаги нуқталари берадиган максимумлар A билан B орасида жойлашади. Агар тирқиш кенг бўлса (яъни $\varphi = \lambda/b$ миқдор α дан кичик бўлса), у ҳолда манбанинг тасвири манбанинг ўзига геометрик жиҳатдан деярли ўхшаш бўлади, фақат четларига заиф дифракцион



9.6- расм. Манбанинг бурчакли кенглиги 2α бўлган ҳолда кенглиги b бўлган тирқишдан ҳосил бўлган дифракция.

Яхлит чизиқ — манбанинг тасвири, пунктир чизиқ — манбанинг марказига жойлашган нуқтанинг тасвири. *а* — тирқиш кенг бўлган ҳол, $\varphi = \lambda/b < \alpha$; *б* — тирқиш анча тор бўлган ҳол, $\varphi = \lambda/b = \alpha$; *в* — тирқиш тор бўлган ҳол, $\varphi = \lambda/b > \alpha$.

полосалар (иккиламчи максимумлар) тарзида ҳошия тушади. Тирқишнинг кенглиги камая боргани сари φ ортиб α га яқинлашади. Манбанинг тасвири тобора чаплашиб, тасвирнинг дифракция ҳисобига кенгайиши унинг геометрик энининг тобора кўпроқ қисмини эгаллай боради. Тирқиш жуда тор бўлганда, яъни φ бурчак α дан анча катта бўлганда дифракция ҳисобига кенгайиш тасвирнинг геометрик энидан анча катта бўлади, оқибатда кузатиладиган манзара нуқтавий манба берадиган манзарадан оз фарқ қилади.

Бу ҳолларда кузатиладиган дифракцион манзаралар 9.6-расмда кўрсатилган. Нуқтавий манбадан ҳосил бўлган манзарани тасвирловчи пунктир эгри чизиқ $\varphi \gg \alpha$ бўлганда эни 2α бўлган манбадан

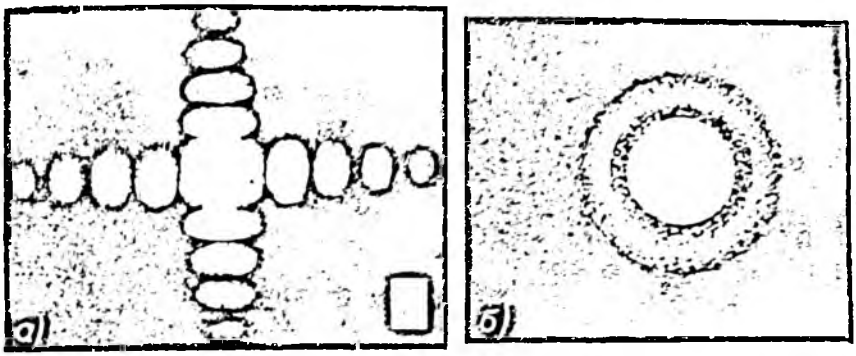
ҳосил бўлган манзарани тасвирловчи яхлит эгри чизиқ билан амалда қўшилиб кетади.

Ёруғлик манбаи ўлчамларининг дифракцион манзарага кўрсатадиган таъсирини нурланишнинг фазода қисман когерентлиги тушунчасига (қ. 22-§) асосланган бошқа усул билан аниқлаш мумкин. Кенг манбадан S тирқиш текислигига (қ. 9.5-расм) етиб келган ёруғликнинг когерентлигини кўриб чиқамиз. 22-§ да айтилганларга асосан, айтиб ўтилган текисликдаги когерентлик соҳасининг ўлчами $2l_{ког} = \lambda/2\alpha$, бу ерда 2α — манбанинг бурчакли ўлчамлари. Агар $2l_{ког} \gg b$ бўлса, у ҳолда тирқишнинг ҳамма нуқталари деярли тўлиқ когерент бўлиб, EE экран текислигидаги манзара нуқтавий манбадан ҳосил бўлган манзара билан (қ. 9.6-*в* расм) амалда бир хил бўлади. Бунга тескари бўлган лимит ҳолда, яъни $2l_{ког} \ll b$ бўлганда тирқишнинг бир-биридан b га нисбатан кичик масофада жойлашган нуқталари когерент бўлади. Шунинг учун тасвирнинг эни кенглиги $2l_{ког}$ бўлган тирқишдан ҳосил бўладиган дифракция билан аниқланади ва бурчакли ўлчами $\lambda/2l_{ког}=2\alpha$ га тенг бўлади, яъни манбанинг бурчакли ўлчамлари билан бир хил бўлади (қ.9.6-*а* расм). Шундай қилиб, ёруғликнинг фазода қисман когерентлиги тушунчасидан фойдаланганимизда биз олдин топилган хулосаларга келдик; бундай бўлиши олдиндан кўриниб турган эди.

42-§. Тўғри тўртбурчакли ва доиравий тешиклар туфайли ҳосил бўлган дифракция

Агар тирқишнинг l узунлиги чекли бўлса, яъни тирқиш томонлари b ва l бўлган тўғри тўртбурчак бўлса, у ҳолда тирқишнинг узунлиги йўналишида ҳам дифракцион манзара кузатилади. Бу ҳолда ҳосил бўладиган манзаранинг умумий кўриниши 9.7-*а* расмда тасвирланган. Тешикнинг шакли расмнинг ўнг томондаги бурчагида кичкина оқ тўғри тўртбурчак қилиб кўрсатилган; ёруғлик манбаи равшан ёритилган кичкина тешик (нуқтавий манба) бўлиб, у катта линзанинг фокусига жойлашган. 40-§ да баён этилганига асосан, тўғри тўртбурчакнинг қисқароқ томонига мос келувчи йўналишдаги дифракцион манзара кенгроқ бўлади. Тешик квадрат шаклида бўлганда манзара иккала йўналишда симметрик бўлади.

Бу масалани график усулда ечганда тўлқин фронти кичик тўғри тўртбурчаклар шаклидаги элементларга ажралади; бу тўғри тўртбурчаклар тешик сиртини унинг иккала томонига параллел бўлган чизиқлар билан кесганда ҳосил бўлади. Дифракцияланган нурнинг йўналиши қуйидагича аниқланади. Нурнинг дастлабки тарқалиш йўналиши орқали тўғри тўртбурчакнинг l ва b томонларига мос равишда параллел бўлган текисликлар ўтказамиз. У вақтда дифракцияланган нурнинг йўналиши унинг ҳозир айтиб ўтилган текисликлардаги проекциялари билан дастлабки тарқалиш йўналиши орасидаги ψ ва φ бурчаклар орқали характерланади. $l \sin \psi =$



9.7- расм. Тўғри тўртбурчак (*а*) ва доира шаклидаги (*б*) тешиклардан ҳосил бўлган дифракция манзараси.

Тўғри тўртбурчак томонларининг нисбати 4:5 каби.

$= n\lambda$ ёки $b \sin \varphi = m\lambda$ шартларни (бу ерда m ва n—бутун сонлар) қаноатлантирувчи йўналишлар интенсивлик минимумларига, яъни фотосуратдаги қора полосаларга мос келади. Тўғри тўртбурчакли тешик тўғрисидаги масалани аналитик равишда ечиш қийин эмас ва бу иш 39-§ да кўрсатилган схема бўйича ҳал қилиниши мумкин.

Интенсивликни ҳисоблаш натижалари қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$I_{\varphi,\,\psi} = I_0 \frac{\sin^2(\pi b \sin\varphi/\lambda)}{(\pi b \sin\varphi/\lambda)^2} \frac{\sin^2(\pi l \sin\psi/\lambda)}{(\pi l \sin\psi/\lambda)^2} \qquad (42.1)$$

бу ерда I_0 — дастлабки $\varphi=0$, $\psi=0$ йўналиш бўйлаб келаётган ёруғликнинг интенсивлиги. Одатда φ ва ψ унча катта бўлмагани учун $\sin\varphi = \varphi$ ва $\sin\psi = \psi$ деб олиш мумкин, у ҳолда

$$I_{\varphi,\,\psi} = I_0 \frac{\sin^2(\pi b\varphi/\lambda)}{(\pi b\varphi/\lambda)^2} \frac{\sin^2(\pi l\psi/\lambda)}{(\pi l\psi/\lambda)^2}. \qquad (42.2)$$

Тешик доира шаклида бўлган ҳолни ҳисоблаш анча қийин. Масалани график усулда ечишда доиравий тешикни параллел чизиқлар билан тилим-тилим қилганимизда четки тилимлар (полосалар) тешик тўғри тўртбурчак шаклида бўлгандагидан камроқ роль ўйнашини кўрамиз; тешик тўғри тўртбурчак шаклида бўлганда четки полосанинг узунлиги марказий полосанинг узунлигига тенг бўлар эди. Шунинг учун бу ҳолда диаграмма тешик тўғри тўртбурчак бўлган ҳолдаги диаграммадан фарқли равишда узунлиги бир хил бўлмаган векторлардан тузилади.

Шу муносабат билан амплитудани ҳисоблашдаги сонли натижалар ҳам бирмунча бошқача чиқади*. Дифракцион манзарадаги интенсивлик тақсимотининг графиги тўғри тўртбурчакли тешик

* Ҳисоблашда масала Бессель функцияларига келтирилади.

ҳолидагига ўхшайди, бироқ максимум ва минимумлар объективнинг фокал текислигида концентрик ҳалқалар шаклида жойлашади (қ. 9.7-*б* расм); қора ҳалқаларнинг бурчакли радиуси

$$\sin \varphi_m = \frac{0{,}61 + (m-1)/2}{R} \lambda$$

муносабатдан *тақрибан* аниқланади, бу ерда R — тешикнинг радиуси, $m = 1, 2, \ldots$ Шундай қилиб, тешикнинг радиуси қанча катта бўлса, дифракцион манзара шунча майда бўлади. Қора ва ёруғ (максимум) ҳалқаларнинг бурчакли радиусларининг аниқроқ қийматлари 9.1-жадвалда берилган.

Охирги устун турли тартибли максимумлардаги нисбий интенсивликни кўрсатади. Бундан яқиндаги максимумдаёқ интенсивлик марказий максимум интенсивлигининг 2% идан кичик бўлиши кўриниб турибди.

Доиравий тешик туфайли ҳосил бўлган дифракция амалда жуда муҳимдир, чунки линза ва объективларнинг ҳамма гардишлари одатда айлана шаклида бўлади, шунинг учун оптик асбобларда юз берадиган ҳодисаларни текширишда ҳамиша доиравий тешик туфайли ҳосил бўлган дифракцияни эътиборга олиш керак (қ. XV боб).

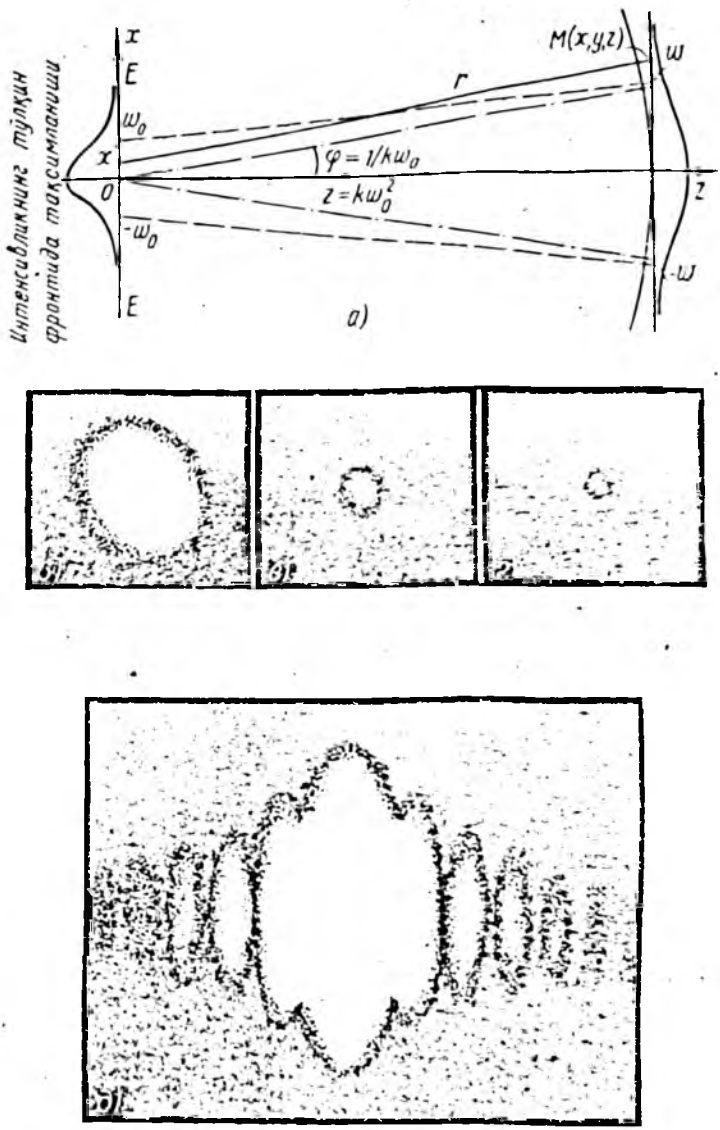
9. 1-жадвал

Қора ва ёруғ ҳалқаларнинг бурчакли радиуслари

Минимумлар	Максимумлар	Интенсивлик
$\sin \varphi_1 = \frac{0{,}61}{R} \lambda$	$\sin \varphi_1' = 0$	1
$\sin \varphi_2 = \frac{1{,}12}{R} \lambda$	$\sin \varphi_2' = \frac{0{,}81}{R} \lambda$	0,0175
$\sin \varphi_3 = \frac{1{,}62}{R} \lambda$	$\sin \varphi_3' = \frac{1{,}33}{R} \lambda$	0,0042
$\sin \varphi_4 = \frac{2{,}12}{R} \lambda$	$\sin \varphi_4' = \frac{1{,}85}{R} \lambda$	0,0016

43-§. Гаусс даста лари

40—42-§ ларда ва VIII бобда дифракцион ҳодисалар туфайли ҳосил бўладиган ёритилганликлар шундай шароитлар учун ҳисобланган эдики, бу шароитларда тўлқин фронтининг ўлчамларини чегаралаб турган бутун тешик давомида тўлқин фронтининг амплитудаси ўзгармаган. Кўп ҳолларда бу шарт бажарилмайди. Масалан, агар тўлқин йўлига ўтказиш коэффициенти ўзгарадиган пластинка қўйилса, амплитуда тўлқин фронти бўйлаб ўзгариши мумкин. Равшанки, дифракцион ҳодисаларнинг умумий хоссалари (дифракция



9.8- расм. *а*—тебранишлар амплитудаси тўлқин фронти бўйлаб ўзгарадиган тўлқин дифракциясини ҳисоб қилишга доир: *б*, *в*, *г*, — кузатиш текислиги билан лазер орасидаги масофа ҳар хил бўлган ҳолда интенсивлиги Гаусс қонуни бўйича тақсимланган лазер дастасини кўндаланг кесимининг фотосуратлари; *д* — лазер дастасининг тирқиш чегаралаган ҳолда олинган фотосурат.

бурчаги катталигининг тартиби каби хоссалари) аввалгича қолади. Бироқ бир қатор муҳим жиҳатлар кўп ўзгаради.

EE текислик (9.8-*а* расм) тўлқин фронтининг сирти бўлсин ва x', y' нуқтадаги тебранишлар амплитудаси $a_0(x', y')$ функция билан аниқлансин. Френель постулатига асосан координаталари x, y, z бўлган M (x, y, z) кузатиш нуқтасидаги галаёнланиш тўлқин фронти бўйлаб олинган интеграл кўринишида ифодаланади (қ. 33-§ ва (33.1) формула):

$$s = \iint \frac{a_0(x', y')}{r} \cos(\omega t - kr)\, dx'\, dy', \qquad (43.1)$$

$$r = \sqrt{z^2 + (x - x')^2 + (y - y')^2},$$

бу ерда r — $(x', y', 0)$ нуқтадан M (x, y, z) нуқтагача бўлган масофа. (43.1) даги интеграл остидаги ифода *EE* текисликдаги тўлқин фронтининг $dx'dy'$ элементидан чиққан Гюйгенс — Френель иккиламчи тўлқини туфайли M нуқтада ҳосил бўлган тебранишни тавсифлайди. Агар $a_0(x', y')$ функция $0 \leqslant x' \leqslant b$, $0 \leqslant y' \leqslant l$ соҳада нолдан фарқли бўлиб, унда ўз қийматини ўзгартирмаса, у ҳолда (43.1) муносабат, равшанки, томонлари b ва l бўлган тўғри тўртбурчак шаклидаги тешик туфайли ҳосил бўладиган (қ. 42-§) дифракцияни тавсифлайди.

Кўпинча тўлқин фронти текислигидаги амплитуданинг Гаусс функцияси орқали, яъни

$$a(x', y') = a_0 \exp\left[-(x'^2 + y'^2)/2w_0^2\right] \qquad (43.2)$$

функция орқали тавсифланадиган тақсимоти билан иш кўришга тўғри келади. Равшанки, w_0 миқдор x', y' нинг ўзгариш соҳасини аниқлайди, бу соҳада тебранишларнинг $a^2(x', y')$ га пропорционал бўлган интенсивлиги унинг $x' = 0$, $y' = 0$ да эришадиган максимал a_0^2 қийматидан e марта камаяди. Шундай қилиб, w_0 миқдор *EE* текисликдаги тўлқиннинг энергияси тўпланган соҳанинг ўлчамларини характерлайди; бундан буён w_0 миқдор *интенсивлик тақсимотининг кенглиги* деб аталади. Амплитуда (43.2) қонун бўйича ўзгарган ҳолда дифракцион ҳодисалар кўпгина дифракцион масалаларни қиёсан осон анализ қилишга имкон берувчи қатор ажойиб хусусиятларга эга бўлади. Ҳақиқатда лазерлар электромагнитик тўлқинлар чиқарганда амплитуда (43.2) қонун бўйича тақсимланади.

Аввало Фраунгофернинг дифракцион ҳодисаларини кўриб чиқамиз. Бу ҳолда (43.1) даги $1/r$ кўпайтувчи доимий ва $1/z$ га тенг деб ҳисоблаб ва $r \approx z$ деб фараз қилиб, $1/z$ ни интеграл белгисидан ташқарига чиқариш мумкин. Косинуснинг аргументидаги r миқдорнинг ўрнига унинг тақрибий

$$r \approx r_0 - (xx' + yy')/z$$

қийматини қўйиш мумкин; бу ерда $z \gg w_0^2/\lambda$ ва $r_0 = OM$. Унда (43.1) ни интеграллаб, қуйидаги натижани топамиз:

$$s = 2\pi \frac{a_0 w_0^2}{z} \exp\left\{-\frac{(kw_0)^2}{2z^2}(x^2+y^2)\right\} \cos(\omega t - kr_0). \quad (43.3)$$

(43.3) муносабат дифракцияланган тўлқиннинг сферик тўлқин эканлигини билдиради ($r_0 = \text{const}$ сиртда фаза ўзгармайди), амплитуданинг тўлқин фронти бўйлаб тақсимоти ўққа нисбатан симметрик бўлиб, у ҳам Гауссниинг

$$\exp\left[-(x^2+y^2)/2w^2\right] \quad (43.4)$$

функцияси орқали аниқланади, унинг w кенглиги

$$w = \frac{z}{kw_0} = \frac{1}{\pi}\frac{\lambda}{2w_0} z$$

ёки бурчак ўлчовида

$$\varphi \approx \frac{w}{z} = \frac{1}{kw_0} = \frac{1}{\pi}\frac{\lambda}{2w_0}. \quad (43.5)$$

Шундай қилиб, дифракцияланган тўлқин энергиясининг бош қисми λ тўлқин узунлигининг EE текисликдаги w_0 тақсимот кенглигига нисбати билан аниқланадиган бурчаклар ичида тўпланган бўлади. Бинобарин, Фраунгофернинг дифракцион ҳодисаларининг 41 - ва 42-§ ларда тирқиш ва тўғри тўртбурчак шаклидаги тешик туфайли ҳосил бўлган дифракция мисолида топилган асосий қонуни бу ҳолда ҳам тўғри бўлади. (43.5) муносабатни квадрат тешикдан ҳосил бўлган дифракция ҳолида унга ўхшаш бўлган

$$\varphi = {}^1\!/_2 \lambda/b$$

муносабатга миқдор жиҳатдан солиштирганда тирқишнинг b кенглигини $2w_0$ билан солиштириш лозим, яъни амплитудалар Гаусс қонуни бўйича тақсимланганда дифракцион максимумнинг бурчакли кенглиги тўғри тўртбурчакли тақсимот ҳолидагидан $\pi/2$ марта кичик бўлар экан.

(43.4) формула билан тавсифланадиган дифракцион манзара дифракция бурчаги нолга тенг қийматидан бошлаб ортганда интенсивликнинг монотон равишда камайиши билан, яъни интенсивлиги нолга тенг бўлган осцилляциялар ва чизиқлар (тешик доира шаклида бўлгандаги айланалар ва тешик квадрат шаклида бўлгандаги чизиқлар) бўлмаслиги билан, шунингдек «қанотда» интенсивликнинг тез камайиши билан характерланади. Бу сифатларнинг ҳаммаси оптик асбобларда жуда фойдалидир, баъзан эса EE текисликнинг четроқ қисмларида тўлқин атайлаб сунъий равишда сусайтирилади (*аподизация* қилинади).

Кўриб чиқилаётган ҳолнинг энг ажойиб хусусияти шундан иборатки, амплитуда EE текисликда ($z = 0$) ва Фраунгофер зонасидагина ($z \gg w_0^2/\lambda$) эмас, балки EE билан M кузатиш нуқтаси орасидаги ҳамма масофаларда ҳам Гаусс қонуни бўйича тақсимланади.

Ҳисобнинг кўрсатишича, z нинг ихтиёрий қийматларида қуйидаги муносабат ўринли бўлади (қ. 72-машқ):

$$s=\frac{2\pi}{k}a_0\frac{w_0^2}{\sqrt{w_0^4+(z/k)^2}}\exp\left[-\frac{x^2+y^2}{2w^2}\right]\cos\left[\omega t-k\left(z+\frac{x^2+y^2}{R^2}\right)-\alpha\right], \tag{43.6}$$

$$w^2=w_0^2+(z/kw_0)^2,\quad R=z+(k\,w_0^2)^2/z,\quad \operatorname{tg}\alpha=k\,w_0^2/z.$$

Равшанки, w миқдор EE экрандан z масофадаги майдон интенсивлигининг Гаусс қонуни бўйича тақсимотининг кенглигидир. (43.6) муносабатга асосан, z масофадаги тақсимот кенглигининг квадрати дастлабки кенгликнинг квадрати (w_0^2) билан Фраунгофер дифракциясига оид формула бўйича ҳисоблаб топиладиган z/kw_0 кенглик квадратининг йиғиндисига тенг ((43.5) га солиштиринг). $z\to\infty$ да (амалда $z\gg k\,w_0^2=2\pi\,w_0^2/\lambda$ да) w миқдор Фраунгофер дифракциясига характерли бўлган z/kw_0 қийматига интилади. z нинг кичик (яъни $z\ll kw_0^2$) қийматларида w кенглик w_0 га айланади. EE дан узоқлашилганда интенсивлик тақсимоти кенглигининг ўзгариши 9.8-a расмда кўрсатилган, бу ерда пунктир чизиқлар (гиперболалар) кенглигининг ортиб, Фраунгофер дифракцияси ҳолидаги z/kw_0 қийматига (штрих-пунктир чизиқлар) асимптотик равишда яқинланишини кўрсатади; $z=kw_0^2=2\pi\,w_0^2/\lambda$ масофани шартли равишда Френель ва Фраунгофернинг дифракцион манзаралари соҳалари орасидаги чегара сифатида қабул қилиш мумкин. $z=k\,w_0^2$ бўлганда w кенглик w_0 кенгликдан $\sqrt{2}$ марта фарқ қилади.

Тўлқиннинг (43.6) муносабат билан аниқланадиган фазаси

$$z+(x^2+y^2)/2R=\text{const}$$

тенгламали сиртда ўз қийматини ўзгартирмайди. x^2+y^2 нинг қийматлари кичик бўлганда бу тенглама сферани ифодалайди, бу ҳолда R миқдор сферик тўлқин фронтининг эгрилик радиуси бўлади. $z\gg kw_0^2$ бўлганда $R\approx z$ бўлади, бу эса Фраунгофер дифракциясига мос келади. Агар $z\ll kw_0^2$ бўлса (Френель дифракцияси), у ҳолда $R\approx(kw_0^2)^2/z$ бўлиб, $z\to0$ да тўлқин фронти ясси бўлади. Эгрилик радиуси ўзининг $R_{\min}=2k\,w_0^2$ минимал қийматига z нинг kw_0^2 га тенг қийматида, яъни Френель манзараси соҳаси билан Фраунгофер манзараси соҳаси ўртасидаги чегарада эришади.

z масофани ўзгартирмай қолдириб, 33, 34-§ ларда баён этилган қоидаларга мувофиқ равишда EE текисликда Френель зоналари ясаймиз. Френелнинг m-зонасининг радиуси қуйидагича ифодаланади:

$$r_m=\sqrt{2\pi zm/k}=\sqrt{\lambda zm},\qquad m=1,\ 2,\ \ldots$$

Агар бу ерда $z = k w_0^2$ деб олсак, бу масофа учун

$$r_m = \sqrt{\pi m}\,\sqrt{2}\,w_0$$

бўлади, яъни Френелнинг биринчи зонасининг радиуси EE текисликдаги амплитуда тақсимотининг $\sqrt{2}\,w_0$ га тенг бўлган кенглигидан $\sqrt{\pi}$ марта ортиқ. EE текисликдан янада узоқлашганда майдон концентрацияси соҳасининг ўлчамлари Френелнинг биринчи зонаси радиусидан анча кичик бўлади. r_1 билан w_0 орасидаги бу муносабат Фраунгофер дифракциясининг асосий аломатидир. Аксинча, z нуқта EE текисликка яқинлашганда тайин m тартибли Френель зоналарининг радиуслари камаяди, яъни $z \ll k w_0^2$ бўлганда амплитудалар тақсимотининг $\sqrt{2}\,w_0$ га тенг кенглигига Френелнинг кўп зоналари (тахминан $k w_0^2/\pi z$ дона зона) жойлашади ва бу ҳолда EE текисликдан ўнг томонда тўлқин тарқалишини Френель методи (қ. 33-§) бўйича текшириш мумкин.

Фраунгофер дифракциясининг лимит ҳолидаги каби, z нинг Френель дифракциясига тўғри келадиган кичик қийматларида амплитудалар Гаусс қонуни бўйича тақсимланганда интенсивлик осцилляциялари бўлмайди; маълумки, бу осцилляциялар тўлқин фронтидан амплитудалари тахминан тенг бўлган қисм ажратадиган тешиклардан ҳосил бўлган дифракциялар учун характерлидир (қ. 36, 37-§). Бу фарққа O нуқтадан узоқлашилганда майдон амплитудаси камайишининг Гаусс қонуни бўйича ҳисоб қилиниши эмас, балки аста-секин камайиши сабаб бўлган. Ҳақиқатан ҳам, z кичик бўлган ҳолни, яъни экрандаги тешик радиуси Френелнинг биринчи зонаси радиусидан анча катта бўладиган ҳолни кўриб чиқамиз ва M нуқтани геометрик соя чегараси яқинига қўямиз. Равшанки, у ҳолда M нуқтадаги ғалаёнланишни тешикнинг қарама-қарши четидан келадиган иккиламчи тўлқинларни эътиборга олмай ҳисоблаш мумкин, яъни чети тўғри чизиқли бўлган экрандан ҳосил бўлган дифракцияни анализ қилиш натижаларидан фойдаланиш мумкин (қ. 36, 37-§). 8.20-расмда тасвирланган дифракцион манзарадаги интенсивлик тебранишлари кузатиш нуқтасининг экран четидан узоқлаша боргани сари ишга Френелнинг жуфт ва тоқ зоналари (тўғрироғи, тилимлари) бирин-кетин тушиши натижасида ҳосил бўлар эди; Френелнинг жуфт ва тоқ зоналаридан келадиган тўлқинлар фазаси Френелнинг биринчи зонаси тўлқинининг фазасидан $(m - 1)\pi$ миқдорга фарқ қилади, яъни жуфт зоналар кузатиш нуқтасида ёритилганликни камайтиради, тоқ зоналар эса ёритилганликни орттиради (8.20-расмдаги минимум ва максимумлар). Бунда шу нарса муҳимки, гарчи кетма-кет турган зоналардан келадиган тўлқинлар амплитудаси m номер ортиши билан ўзгарса-да, бироқ жуда секин ўзгаради. Агар тешикли экран бўлмай, EE текисликдаги майдон (қ. 9.8-расм) Ox ўқ бўйлаб ўзгарса, у ҳолда

M нуқта силжиганда, масалан Oz ўққа томон силжиганда бу нуқтага Френелнинг янги зонасидан тўлқин келибгина қолмай, балки Френелнинг кичик номерли зоналаридан ва айниқса M нуқта қаршисида турган биринчи зонасидан келадиган тўлқинларнинг амплитудалари ҳам ортади. Оқибатда иккинчи факторнинг таъсири биринчи факторнинг таъсиридан кучлироқ бўлиб, M нуқтадаги ёритилганлик монотон равишда ўзгаради.

Шундай қилиб, геометрик соя яқинида дифракцион полосалар ҳосил бўлиши тўлқин фронти кесимини тешиги бор ношаффоф экран чегаралаган ҳол учун характерлидир. Тебранишлар амплитудаси аста-секин камаядиган ҳол ҳам тўлқин фронтининг бирор эффектив чегараланишига эквивалентдир; бу ҳолда дифракцион ҳодисалар дастанинг кўндаланг кесимини кенгайтиради холос, ёритилганлигининг қиймати катта ёки кичик бўлган соҳаларнинг бирин-кетин келиши кузатилмайди. Бу ҳол кузатиш текислигини кетма-кет ўзгартириб гелий-неонли лазер воситасида олинган фотосуратларда (9.8-*б*, *в*, *г* расм) яхши кўриниб турибди. 9.8-расмдаги *д* сурат дастани EE текисликда хавфсиз устара тиғларидан ҳосил бўлган тирқиш билан чегаралагандан кейин олинган; бунинг оқибатида характерли дифракцион полосалар ҳосил бўлган (9.7-*а* расмга солиштиринг).

Гуасс дастаси дифракцион ҳодисаларнинг 38-§ да баён этилган диффузион талқинига ажойиб мисол бўлади. Бу принципга мувофиқ, дифракцияни тўлқин фронтининг муҳитда тарқала боргани сари майдон амплитудасининг фронт бўйлаб диффузияланиши натижаси деб қараш мумкин. Агар тўлқин фронтининг кетма-кет эгаллаган вазиятларига диффузия бошлангандан кейин кетма-кет келган пайтлар мос қилиб қўйилса, Гаусс дастасининг 9.8-расмда кўрсатилган дифракцион кенгайиш манзараси диффузияланувчи зарралар зичлигининг фазовий тақсимотини чинакам акс эттиради.

Дифракцион масаланинг юқорида баён этилган аниқ ечимидан Френель постулатини (қ. 38-§) аниқлаштириш мақсадида фойдаланиш мумкин. (43.6) формулада $z = 0$ деб фараз қиламиз, у вақтда

$$s = \frac{2\pi}{k} a_0 \exp\left[-(x^2 + y^2)/2w_0^2\right] \cos\left(\omega t - {}^1\!/_2\pi\right) \qquad (43.7)$$

бўлади. Шу билан бирга $z = 0$ бўлганда s ғалаёнланиш EE текисликка чапдан келадиган тўлқинга мос келадиган қиймат олиши керак, яъни

$$s = s_0 \exp\left[-(x^2 + y^2)/2w_0^2\right] \cos \omega t. \qquad (43.8)$$

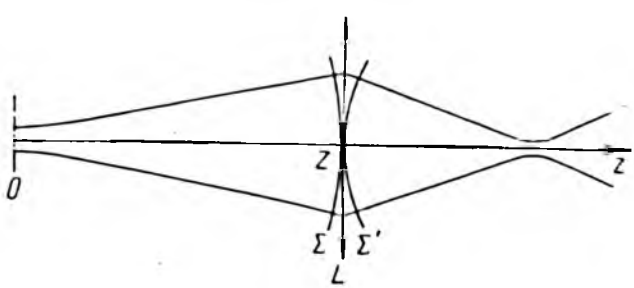
Охирги икки муносабатни солиштиришдан шу нарса кўринадики, EE текисликнинг $dx'dy'$ элементи чиқарадиган иккиламчи тўлқинларнинг a_0 амплитудаси бу текисликдаги ёруғлик тебранишларининг s_0 амплитудасига

$$a_0 = \frac{k}{2\pi} s_0 = \frac{1}{\lambda} s_0 \qquad (43.9)$$

муносабат орқали боғланган. Ундан ташқари, $\pi/2$ га тенг бўлган фазалар силжишининг борлиги реал ёруғлик тўлқинлари билан Френелнинг иккиламчи тўлқинлари ўртасида фазалар силжиганини билдиради. Шунинг учун 38-§ да вектор диаграммани кўриб чиқишда чиқарилган хулосага мувофиқ равишда, иккиламчи тўлқинлар манбаининг фазаларини ёруғлик тўлқинларининг фазаларидан $^1/_2\pi$ қадар ортиқ деб олиш, яъни (43.1) формуладаги косинуснинг аргументига $^1/_2\pi$ ҳад қўшиш лозим.

Дифракцион манзарани ҳисоб қилишда майдоннинг дастлабки тақсимоти сифатида *EE* текисликдаги тақсимот олинган эди; *EE* текисликда тўлқин фронти ясси бўлиб, тақсимот кенглиги минимал эди. Равшанки, майдоннинг ҳар қандай текисликдаги тақсимотини берилган (ёки дастлабки) тақсимот деб олиш мумкин, бунда бутун фазода ёруғлик тебранишларини ҳисоблаш аввалги натижаларга олиб келиши керак. Бу айтилганлардан муҳим хулоса келиб чиқади: агар бирор жойда тўлқин фронти сферик бўлиб, майдон амплитудасининг тақсимоти Гаусс эгри чизиғи шаклида бўлса, у ҳолда бу хоссалар бутун фазода ўзгармайди, фақат тўлқин фронтининг эгрилик радиуси ва амплитуда тақсимотининг кенглигигина ўзгаради. Бу турдаги тўлқин *Гаусс тўлқини* ёки *Гаусс дастаси* деб аталади. Жумладан, бошда дастлабки тақсимот сифатида қабул қилинган *EE* текисликдаги майдон *EE* га чапдан келадиган Гаусс тўлқини ҳисобига реал ҳосил қилиниши мумкин.

Айтиб ўтилган мулоҳазани тушунтириш учун Гаусс дастасини идеал юпқа линза воситасида қандай ўзгартиришни кўриб чиқамиз. Агар линзанинг кўндаланг ўлчамлари етарлича катта бўлсаки, Гаусс дастасининг линзада диафрагмаланиши эътиборга олинмаса, у ҳолда линзанинг таъсири тўлқин фронтининг эгрилигини $1/f$ миқдорга ўзгартиради, бу ерда f — линзанинг фокус масофаси



9.9- расм. Гаусс дастасини идеал равишда юпқа L линзанинг ўзгартириши.

Σ, Σ' — линзадан ўтишдан олдинги ва ўтгандан кейинги тўлқин фронтлари.

(9.9-расм). Линза $z = Z$ текисликда турган бўлсин. У ҳолда линзадан ўтишдан олдин Гаусс дастасининг фазаси линза текислигида

$$\omega t - k\left[Z + \frac{x^2 + y^2}{2R}\right] - \alpha$$

ифодага, линзадан ўтгандан кейин

$$\omega t - k\left[Z + \frac{x^2 + y^2}{2}\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{f}\right)\right] - \alpha$$

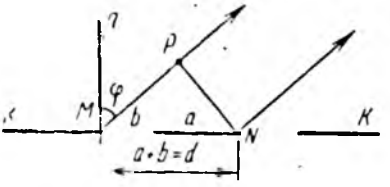
ифодага тенг бўлади. Бунда амплитуда тақсимоти ўзгармайди. Бинобарин, линзадан ўтгандан кейин ҳам даста Гаусс дастаси бўлганича қолаверади, бироқ унинг тўлқин фронтининг R' эгрилик радиуси

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} - \frac{1}{f}$$

муносабатдан аниқланади. Агар линза етарлича қисқача фокусли ва $f < R$ бўлса, у ҳолда $R' < 0$ бўлади, яъни линзадан ўтгандан кейин тўлқин фронти эгрилигининг ишораси линзадан ўтмасдан олдинги эгрилигининг ишорасидан бошқача бўлади ва Гаусс дастаси йиғилувчи тўлқин шаклида бўлади (қ. 9.9-расм).

44-§. Икки тирқишдан ҳосил бўлган дифракция

Тирқишдан ҳосил бўладиган дифракция ҳодисасини 9.2-расмда кўрсатилган схема бўйича яна кўриб чиқамиз. Дифракцион максимум ва минимумларнинг вазияти тирқишнинг вазиятига боғлиқ бўлмайди, чунки максимумларнинг вазияти дифракцияланган ёруғликнинг кўпроқ қисми юрадиган *йўналиш* билан аниқланади. Шунинг учун тирқишни ўз-ўзига параллел кўчирганда дифракцион манзарада ҳеч қандай ўзгариш бўлмайди. Агар шаффоф бўлмаган тўсиқда бир хил иккита параллел тирқиш очилган бўлса, бу тирқишлар бир-бирининг устига тушувчи бир хил дифракцион манзаралар ҳосил қилади, бунинг натижасида максимумлар шунга мос равишда кучаяди. Бироқ ҳақиқатда манзара мураккаброқ бўлиб чиқади, чунки биринчи ва иккинчи тирқишлардан келаётган тўлқинларнинг ўзаро интерференциясини эътиборга олиш керак.



9.10-расм. Икки параллел тирқишдан ҳосил бўлган дифракцияда бош максимумлар ва қўшимча минимумларнинг вазиятини аниқлашга доир.

KK тўсиқда кенглиги b ва орасидаги масофа a бўлган икки тирқиш (9.10-расм) очдик, деб фараз қилайлик; тирқишлар ораси ношаффоф ва $a + b = d$. Равшанки, минимумлар аввалги жойларида бўлади, чунки тирқишлардан *ҳеч бири* ёруғлик юбормайдиган йўналишларга тирқиш-

лар иккита бўлганда ҳам ёруғлик тушмайди. Бироқ, ундан ташқари, икки тирқишдан тушаётган тебранишлар ўзаро ейишадиган йўналишлар ҳам бор. Бу йўналишлар, равшанки, иккала тирқишнинг *тегишли* нуқталаридан келаётган тўлқинларнинг йўл фарқи $^1/_2\lambda$, $^3/_2\lambda$, ... бўладиган йўналишлардир 9.10-расмдан кўринишича, бундай йўналишлар

$$MP = MN \sin\varphi = {}^1/_2\lambda,\ {}^3/_2\lambda\ \ldots,$$

яъни

$$d\sin\varphi = {}^1/_2\lambda,\ {}^3/_2\lambda,\ {}^5/_2\lambda,\ \ldots \qquad (44.1)$$

шартдан аниқланади. Аксинча,

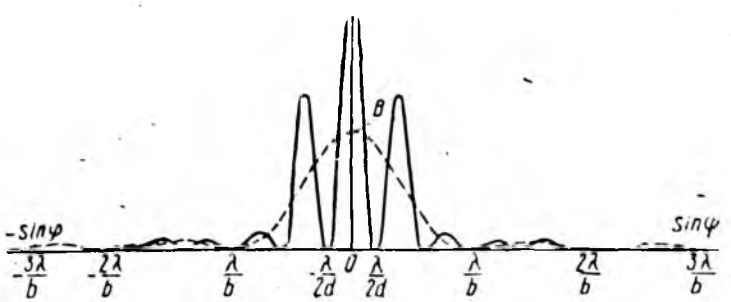
$$d\sin\varphi = \lambda,\ 2\lambda,\ \ldots, \qquad (44.2)$$

шартдан аниқланадиган йўналишларда бир тирқишнинг таъсири иккинчи тирқишнинг таъсирини кучайтирзди, шу туфайли бу йўналишларга *бош максимумлар* мос келади. Шундай қилиб, тўлиқ манзара қуйидаги шартлардан аниқланади:

дастлабки минимумлар	$b\sin\varphi = \lambda,\ 2\lambda,\ 3\lambda,\ \ldots,$
қўшимча минимумлар	$d\sin\varphi = {}^1/_2\lambda,\ {}^3/_2\lambda,\ {}^5/_2\lambda,\ \ldots,$
бош максимумлар	$d\sin\varphi = 0,\ \lambda,\ 2\lambda,\ 3\lambda,\ \ldots,$

яъни иккита бош максимум орасида битта қўшимча минимум жойлашади. Дастлабки (бир тирқишдан ҳосил бўлган) минимумлар орасидаги масофа тирқишнинг b кенглигига боғлиқ. Агар b кенглик d дан анча кичик (яъни тирқишлар бир-биридан узоқ ва тор) бўлса, у ҳолда дастлабки икки минимум орасига кўпгина янги минимум ва максимумлар жойлашиши мумкин.

9.11-расмдаги эгри чизиқ интенсивлик тақсимотини кўрсатади. Расмдаги пунктир чизиқ иккала тирқиш ўзаро когерент бўлмаган



9.11-расм. Бир-биридан d масофада жойлашган ва кенглиги b бўлган икки параллел тирқишдан ҳосил бўлган дифракцияда интенсивлик тақсимоти.

Пунктир эгри чизиқ тирқишни когерент бўлмаган ёруғлик билан ёритиш ҳолига тегишли, яхлит эгри чизиқ когерент ёруғлик билан ёритишга тегишли. $OI = 20B$.

ёруғлик дасталари билан ёритилган ҳолда иккала тирқиш берадиган интенсивликларнинг қўшилишига мос келган бўлар эди. Яхлит эгри чизиқ эса интенсивликларнинг ҳақиқий тақсимотини тасвирлайди. Тирқишлардан ўтадиган ва бу эгри чизиқлар билан абсциссалар ўқи орасида жойлашган юзлар орқали аниқланадиган умумий ёруғлик оқимлари иккала ҳолда ҳам бир хил бўлиб қолавериши керак, албатта.

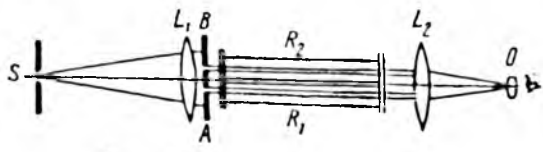
Тирқишлар орасидаги масофа ортганда алоҳида максимумлар энсизроқ бўлиб, бир-бирига яқин туради, лекин айтиб ўтилган юз ўзгармайди. Тирқиш битта бўлган ҳолда марказий максимум ён томондаги максимумлардан анча интенсивроқ бўлгани учун бир хил тирқишлар иккита бўлган ҳолда бутун ёруғлик марказий максимум соҳасига, яъни $\sin\varphi = \pm\lambda/b$ шарт (қ. 9.11-расм) билан аниқланадиган чегара ичига тўпланади. Шундай қилиб, асосий дифракцион манзаранинг бурчакли кенглиги $2\lambda/b$ га тенг.

45-§. Рэлей интерферометри. Юлдузларнинг бурчакли диаметрини ўлчаш

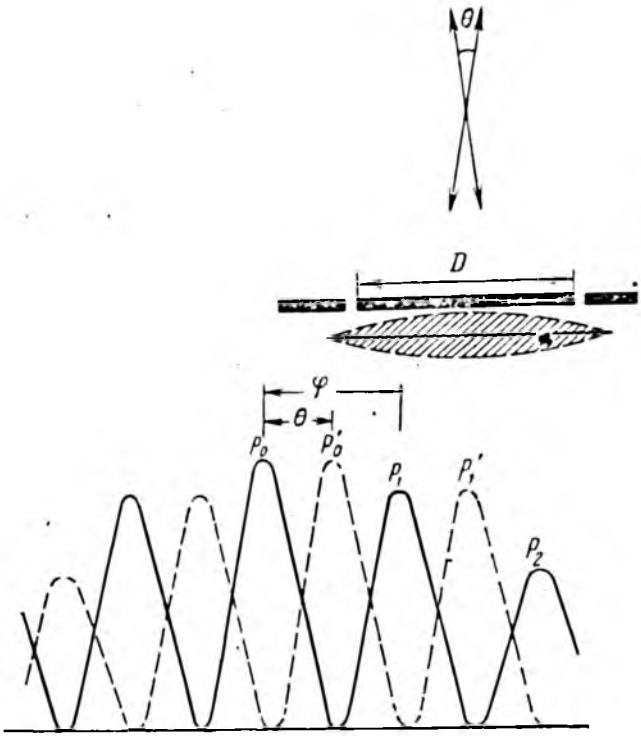
Икки тирқишдан ҳосил бўлган дифракция бизга дифракцион панжарани ўрганишга ўтишимизга ёрдам бериши билан бирга ўзининг турли хил физик ўлчашларда қўлланишлари жиҳатидан ҳам бевосита аҳамиятга эга.

Юнгнинг катта тарихий аҳамиятга эга бўлган машҳур интерференцион тажрибаси (қ. 16-§) икки тирқишдан ҳосил бўлган дифракция ҳолига мос келади. Бу ҳолдан Рэлей оддий интерференцион (ёки дифракцион) рефрактометр қуришда фойдаланган, бу рефрактометрда интерференциялашувчи икки нур ясси тўлқиннинг икки тирқишдан дифракцияланиши натижасида ҳосил бўлади. Рэлей интерферометрининг схемаси 9.12-расмда кўрсатилган. Равшан ёритилган S тирқиш L_1 объективнинг фокал текислигида жойлашган ёруғлик манбаи ҳисобланади, L_1 объективни икки тирқишли AB экран тўсиб туради, экрандан кейин рефрактометрнинг R_1 ва R_2 найлари туради. Иккинчи L_2 объективнинг фокал текислигида дифракцион манзара ҳосил бўлади, бу манзара кучли лупа орқали қараб кўрилади. Найлардан биттасидаги модданинг синдириш кўрсаткичи ўзгарганда манзара сурилади.

Асбобнинг асосий камчилиги шундаки, AB экрандаги тирқишлар орасидаги масофа R_1 ва R_2 найларни ўрнатиш мумкин бўладиган



9.12- расм. Рэлей интерферометрининг схемаси.



9.13- расм. Юлдузлар орасидаги бурчакли масофани ёки юлдузларнинг бурчакли диаметрини аниқлашга мўлжалланган Физо — Майкельсон методининг схемаси.

даражада катта бўлганда дифракцион манзара жуда зич жойлашган полосалар шаклида бўлади; бу полосаларни кўриш учун кўп катталаштириш ва полосалар сурилишини аниқ ўлчайдиган махсус мосламалар керак. Рэлейнинг ҳозирги рефрактометри жуда қулай техник асбобдир.

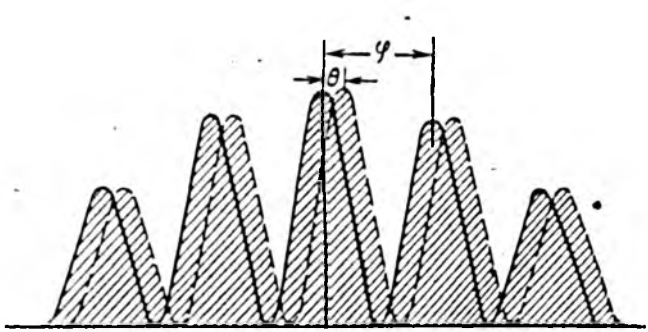
Икки тирқишдан ҳосил бўлган дифракцияни қўшалоқ юлдузлар орасидаги бурчакли масофани ёки жуда узоқдаги юлдузларнинг бурчакли диаметрини аниқлаш тўғрисидаги муҳим астрономик масалани ҳал қилишга татбиқ этиш зўр қизиқиш уйғотади. Бундай ўлчаш принципини 1868 йилдаёқ Физо ўртага ташлаган эди. 1890 йилда Майкельсон бу усулни такомиллаштириш йўлларини кўрсатиб берди, лекин 1920 йилга келибгина Майкельсоннинг ўзи бу асбобни ясади ва баъзи юлдузларнинг диаметрини ўлчади. Бу усулнинг ғоясини 9.13-расм тушунтириб беради.

Бир-биридан θ бурчакли масофада жойлашган икки юлдуз бўлиб, бу θ бурчак шунчалик кичик бўлсинки, бу юлдузларнинг тасвирини телескопнинг фокал текислигида ажратиб бўлмасин. Агар

телескопнинг объективи бир-биридан D масофада турган икки тирқиши бўлган тўсиқ билан бекитилган бўлса, у ҳолда ҳар бир юлдуздан майда равшан полосалар тарзидаги дифракцион манзара ҳосил бўлади.

Икки манбадан ҳосил бўлган полосалар системаси бир-бирига нисбатан θ бурчакли масофага силжиган. Марказий P_0 полоса ўзининг системасидаги энг яқин P_1 полосага нисбатан φ бурчакли масофага силжиган, бу бурчакли масофа $D \sin \varphi = \lambda$ ёки $\varphi = \lambda/D$ шартлардан аниқланади. Тирқишлар орасидаги D масофани ўзгартириб, φ бурчакни ўзгартириш мумкин. $\varphi = 2\theta$ бўлганда, яъни бир системага қарашли интерференцион полосаларнинг максимумлари бошқа системанинг минимумларига тўғри келганда бу полосалар ёмон кўринади: полосалар йўқолади. Масофа янада ўзгарганда полосалар яна яхши кўринади. Шундай қилиб, ўлчаш ишлари кўринувчанликнинг биринчи ёмонлашувига мос келадиган D_0 масофани аниқлашга келтирилади. Берилган λ тўлқин узунлиги учун изланаётган бурчакли масофа $\theta = \lambda/2D_0$.

Агар биз икки манба (қўшалоқ юлдуз) ўрнига бурчакли диаметри θ бўлган манбага эга бўлсак, бу манба 9.14-расмда тасвирланган интерференцион манзара ҳосил қилади; бу ерда кўринадиган полоса штрихлаб қўйилган, манбанинг четларидан ҳосил бўладиган полосалар пунктир ва яхлит чизиқлар билан белгиланган; штрихланган соҳа полосаларнинг кўриниши тўғрисида тахминий тасаввур беради. Полосаларнинг даври аввалгича бўлади, бироқ манбанинг бурчакли ўлчами ортгани сари полосаларнинг кўринувчанлиги камаяди. D масофанинг $\varphi = \theta$, яъни $\theta = \lambda/D$ бўладиган қийматида полосалар кўринмай қолиши керак. Шундай қилиб, бу метод ёруғлик манбаининг бурчакли диаметрини аниқлашга ҳам имкон беради (41-§ га солиштиринг).



9.14-расм. Юлдузлар диаметрини аниқлаш методига доир.

Бурчак ли диаметри θ бўлган манбадан ҳосил бўлган интерференцион манзаранинг схематик тасвири. $\varphi = \lambda/D$ бурчак тирқишлар орасидаги масофа билан аниқланади.

Охирги хулоса фазовий когерентлик даражасининг 22-§ да бажарилган ҳисобларидан ҳам бевосита келиб чиқади. Юнг тажрибасидаги интерференцион полосалар кўринувчанлиги D масофада жойлашган тирқишлар текислигидаги тебранишлар когерентлигининг даражасига тенг (Майкельсон методи Юнг тажрибасининг бир туридир). (22.24) муносабатга асосан, $\theta = \lambda/D$ бўлганда (белгиларнинг ўзгартирилгани эътиборга олинган) когерентлик даражаси нолга айланади, бу хулоса эса олдинги хулосага мос келади.

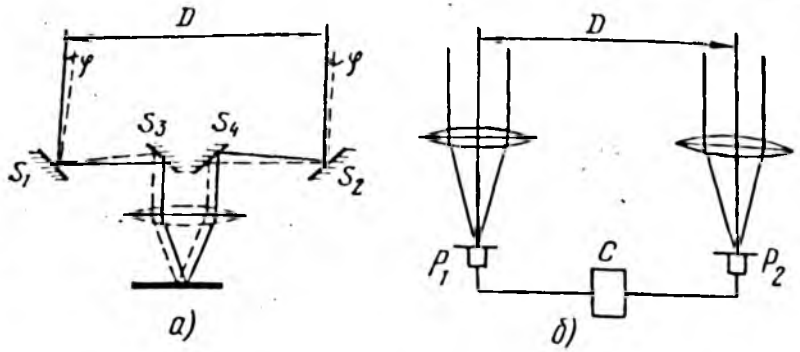
1920 йилнинг бошида Майкельсон қўшалоқ Капелла юлдузининг компонентлари орасидаги бурчакли масофани ўша усул билан ўлчади, бу бурчак 0,042″ га тенг бўлиб чиқди. Юлдузларнинг орбитада бир-бирига нисбатан қиладиган ҳаракатини ҳам бу асбоб билан кузатиб бориш мумкин эди, чунки юлдузларнинг вазиятига қараб объективдаги тирқишлар ҳам бир-бирига нисбатан маълум вазиятда туриши керак эди.

1920 йилнинг декабрида Майкельсон гигант юлдузлар туркумига қарашли Бетельгейзе юлдузининг диаметрини ўлчади. Бетельгейзенинг бурчакли диаметри 0.047″ га тенг бўлиб чиқди. Юлдузгача бўлган масофани билган ҳолда (унинг юлдуз параллакси 0,03 дан ортмайди) Бетельгейзенинг чизиқли диаметрини ҳисоблаб чиқариш мумкин; бу диаметр $3{,}9 \cdot 10^8$ км экан, яъни Ер орбитасининг диаметридан ($3 \cdot 10^8$ км дан) ортиқ. Қиёслаш учун Қуёш диаметри $1{,}4 \cdot 10^6$ км эканини эслатиб ўтамиз. Майкельсон методининг назариясидан кўринишича, объективдаги тирқишлар орасидаги масофа қанча катта бўлса, методнинг сезгирлиги шунча юқори бўлади. Ўша вақтда бор бўлган энг катта рефлекторнинг диаметри атиги 5 м эди, шунинг учун Майкельсон дасталар орасидаги масофани орттириш усулини ўйлаб топди, бунда у тирқишлар ўрнига $S_1S_3S_4S_2$ кўзгулар системасидан фойдаланди; кўзгуларнинг таъсири 9.15-*а* расмдан тушунарли бўлади.

Гарчи интерференцион манзаранинг даври S_3 ва S_4 кўзгулар орасидаги масофага боғлиқ бўлса-да, полосаларнинг кўринувчанлиги S_1 ва S_2 кўзгулардаги тебранишларнинг когерентлиги даражаси орқали аниқланади.

Майкельсон аппаратидаги D масофа ролини ўйновчи S_1S_2 масофани 6 м га етказиш мумкин. D ни орттиришнинг бу гояси нақадар оддий бўлишига қарамай, уни амалга ошириш ниҳоятда қийин, чунки кўзгулар орасидаги S_1S_2 масофа ўзгариб турадиган бўлиши, ўлчаш вақтида эса уларнинг вазияти тўлқин узунлигигача аниқликда қатъий ўзгармас бўлиши керак. Ҳозирги вақтда бу D масофани 18 м га етказишга ва, демак, бурчакларни секуднинг мингдан бир улушигача аниқликда ўлчашга имкон берадиган Майкельсон аппарати ясалган. Майкельсон аппаратига якка юлдуздан тушган интерференцион манзара 9.16-расмда кўрсатилган.

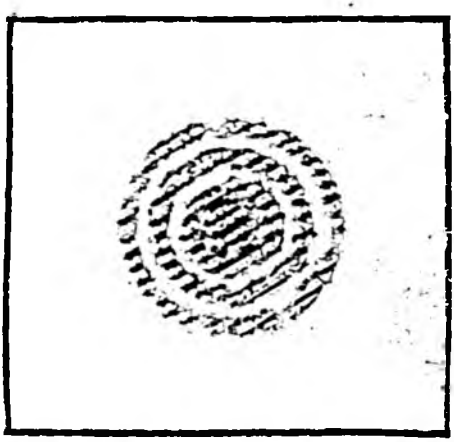
Стабил интерференцион манзара ҳосил қилишни қийинлаштир-



9.15- расм. Юлдузлар диаметрини ўлчашга бағишланган тажрибаларнинг Майкельсон таклиф этган схемаси (*а*), Браун ва Твисс таклиф этган схемаси (*б*).

радиган бу жиҳатлар Браун ва Твисс (1958 й.) таклиф этган методда унча аҳамиятсиз бўлиб қолади; бу методнинг схемаси Майкельсон тажрибасининг схемасига яқин.

Методнинг ғояси 9.15-*б* расмдаги схемада тушунтирилади. Айни бир юлдузнинг бир-биридан D масофада турган икки тасвиридан чиқаётган нурларни иккита P_1 ва P_2 фотокўпайтиргич қайд қилади. Кучайтирилган фототоклар кўпайтирилади ва катта вақт ичидаги ўртача қиймати C қурилмада (коррелятордa) топилади. Фототоклар интенсивликларга пропорционал бўлгани учун ўлчанадиган миқдор (у G_{12} билан белгиланади) юлдузнинг икки тасвиридаги интенсивлик флуктуацияларининг корреляция даражасини характерлайди (22-§ га солиштиринг). Синчиклаб ўтказилган анализ шуни кўрсатадики, $G_{12} \sim 1 + \gamma_{12}^2$, яъни G_{12} миқдор, худди γ_{12} когерентлик даражаси каби, $D\,\theta/\lambda$ комбинацияга боғлиқ бўлиб, D масофа ортгани сари камаяди. Шундай қилиб, юлдузнинг тасвирлари орасидаги D масофанинг қиймати турлича бўлганда G_{12}ни ўлчаш юлдузларнинг θ бурчакли ўлчамларини топишга имкон берар ди.



Параллел қора чизиқлар икки кўзгудан қайтган ёруғлик дасталари интерференциясининг натижасидир. Бу чизиқлар юлдузнинг телескоп объективидаги дифракцион тасвирини кесиб ўтади; телескоп объективи D экран билан тўсилган (қ. 9.15-расм), S_3 ва S_4 кўзгулар қорачиқ [illegible]

Браун ва Твисс методининг Майкельсон ишлатган интерференцион методдан муҳим жиҳати шундаки, бу методда ёруғлик қабул қилгичларнинг кўчишидаги кичикроқ хатолар ва атмосферанинг стабил бўлмаслиги ўлчаш натижаларига кўп таъсир қилмайди. Бу ҳол D масофаси 180 м га етадиган асбоб қуришга имкон берди, бу асбоб юлдузларнинг бурчакли диаметрларини $0{,}0005''$ гача аниқликда ўлчайди.

Юлдузлар диаметрини ўлчаш принципи микроскопда қаралганда ўлчамларини бевосита пайқаб бўлмайдиган субмикроскопик зарраларни ўлчашга татбиқ этилди (Зигмонди). Бу ҳолда ҳам кузатилаётган заррадан микроскопнинг объективига келаётган нурлар дастасини кесадиган икки тирқишли диафрагма кўриш майдонида дифракцион манзара ҳосил қилади, оқибатда зарралар тирқишларни туташтирувчи чизиққа параллел бўлган ва устига максимумлар тушган ёруғ полосалар кўринишида тасвирланади. Тирқишларни бир-биридан узоқлаштириб, дифракцион максимумларни йўқотамиз ва шундай қилиб зарранинг D чизиққа параллел йўналишдаги диаметрини аниқлаймиз. Диафрагмани буриб, зарранинг бошқа йўналишлардаги ўлчамларини топиш мумкин.

46-§. Дифракцион панжара

Икки тирқишдан ҳосил бўлган дифракцияда дифракцион максимумлар битта тирқишдан ҳосил бўлган максимумларга қараганда торроқ бўлар экан. Агар тирқишлар сонини янада кўпайтирсак, бу ҳодиса янада яққол кўринади.

44-§ даги мулоҳазаларни такрорлаб, тирқишлар учта бўлганда ҳар икки бош максимум ($d\sin\varphi = 0,\ \lambda,\ 2\lambda,\ \ldots$) орасида *иккита* қўшимча минимум ($d\sin\varphi = {}^{1}/_{3}\lambda$ ва ${}^{2}/_{3}\lambda$, ${}^{4}/_{3}\lambda$ ва ${}^{5}/_{3}\lambda$ ва ҳоказо) жойлашишини, тирқишлар тўртта бўлганда ҳар икки бош максимум орасида *учта* қўшимча минимум жойлашишини кўрамиз ва ҳоказо.

Орасидаги масофа a ва кенглиги b бўлган N та тирқиш бўлган умумий ҳолда манзара қуйидагича бўлади (панжаранинг даври $d = a + b$):

дастлабки минимумлар $b\sin\varphi =$ $\lambda,$ $2\lambda,$
бош максимумлар $d\sin\varphi = 0$ $\lambda,$ $2\lambda,$
қўшимча минимумлар $d\sin\varphi = \lambda,\ N,\ 2\lambda,\ N,\ \ldots,\ (N-1)\lambda,\ N,\ (N+1)\lambda,\ N,\ldots$

яъни иккита бош максимум орасига $(N - 1)$ дона қўшимча минимум жойлашадики, буларнинг орасига эса иккиламчи максимумлар тушади.

Албатта, тирқишлар сони кўпайиши билан бош максимумларнинг интенсивлиги ортади, чунки панжара ўтказадиган ёруғлик миқдори ортади. Тирқишлар кўп бўлганда кузатиладиган энг муҳим ўзгариш ойилган максимумларнинг [illegible] ойланишидан иборат. Бу максимумлар [illegible]

роңғи оралиқлар билан ажралиб туради, чунки иккиламчи максимумлар жуда заифдир; кузатилган иккиламчи максимумларнинг энг кучлиси бош максимумнинг 5% идан ортмайди (қ. 75-машқ). Максимумларнинг аниқ бўлиши бир-бирига яқин тўлқин узунликларини ишончли равишда фарқ қилишга имкон беради, бу тўлқинларга тегишли бош максимумлар бир-бирини қисман қопламайди; тирқиш битта ёки унча кўп бўлмаган ҳолдаги ёйилган бош максимумлар бир-бирини қисман қоплайди.

Кўп нурларнинг интерференцияси натижасида максимумдан қўшни минимумга ўтиш жойи кескин (φ йўналишнинг оз ўзгариши) бўлишини 9.1-расмдаги диаграммалар аёний қилиб тушунтиради. Қўшилаётган барча N нурнинг фазаси бир хил бўлганда натижаловчи тебранишнинг $s = Na$ амплитудасига мос келган максимум ҳосил бўлади, бу ерда N — интерференциялашувчи нурларнинг сони, a — улардан ҳар бирининг амплитудаси. Минимум ҳосил қилиш учун (қ. 9.1-*в* расм) охирги нурнинг фазаси биринчи нурнинг фазасидан 2π га фарқ қилиши зарур. Бинобарин, нурлар сони N та бўлганда икки қўшни нур фазаларининг фарқи $2\pi/N$ га (йўл айирмасининг фарқи λ/N га) тенг бўлиши керак, яъни N қанча катта бўлса, бу фарқ шунча кичик бўлиши керак.

Шундай қилиб, йўл фарқи $d\sin\varphi = m\lambda$ (бунда $m = 0, \pm1, \pm2, \ldots$) бўлишига мос келган ҳар икки бош максимум орасида $(N-1)$ донадан қўшимча минимумлар ётади, бу минимумлар $d\sin\varphi = m\lambda + p\lambda/N$ йўл фарқи билан аниқланади, бунда p сон 1 дан $(N-1)$ гача бўлган бутун қийматларни қабул қилади (қ. 75-машқ). Бош максимум билан қўшни минимум орасидаги бурчакли масофа йўл фарқи λ/N қадар ортиши керак, деган шартдан аниқланади, яъни $\Delta(d\sin\varphi) = \lambda/N$ ёки $d\cos\varphi\Delta\varphi = \lambda/N$, бундан $\Delta\varphi = \lambda/Nd\cos\varphi$. Дифракция бурчаги унча катта бўлмаганда ($\cos\varphi \approx 1$) дифракция тартиблари унча катта бўлмайди (m унча катта эмас); бу ҳолда бош максимумларнинг кескинлиги спектрнинг тартибига боғлиқ бўлмай, $\Delta\varphi = \lambda/Nd$ бўлади. Бу формуладан кўринишича, Nd қанча катта бўлса, яъни панжаранинг *умумий кенглиги* қанча катта бўлса, бош максимумларнинг кескинлиги шунчалик катта бўлади. Панжаранинг d даври *тайинли қийматга* эга бўлганда штрихларнинг N сони ортиши билан бош максимумларнинг кескинлиги ортади ($\Delta\varphi$ камаяди).

N ортган сари бош максимумлар кенглигининг камайиши (уларнинг кескинлиги ортиши) 9.17-расмдан яққол кўринади. Яхши панжараларда N сон 10^5 га етади, шу туфайли бундай панжара тасвирлайдиган спектр жуда кескин чизиқлардан иборат бўлади, лекин бу ҳолда манба берадиган нур етарлича монохроматик бўлиши керак.

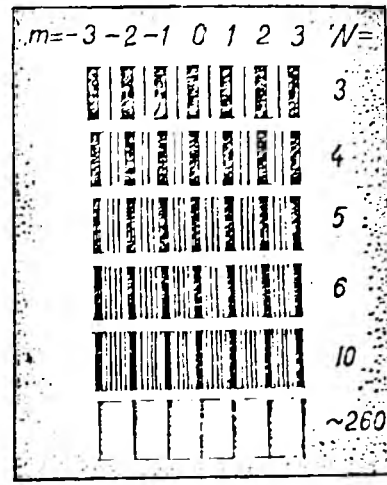
Тайинли бир λ тўлқин узунлигига тегишли бош максимумлар орасидаги масофа панжаранинг d даври билан аниқланади, алоҳида максимумлар орасидаги интенсивлик тақсимоти эса b билан

d орасидаги муносабатга боғлиқ. b билан d ўлчовдош бўлганда баъзи бош максимумлар бўлмайди. Масалан, $d = 2b$ бўлганда барча жуфт максимумлар йўқолади, лекин тоқ максимумлар мос ҳолда кучаяди. $d = 3b$ бўлганда ҳар бир учинчи максимум йўқолади ва ҳоказо.

Дифракцияланган тўлқинлар амплитудасининг тақсимоти билан φ бурчак орасидаги муносабатни ифодаловчи формула қуйидагичадир*:

$$A = A_0 \frac{\sin\alpha \sin N\beta}{\alpha \sin\beta}, \quad (46.1)$$

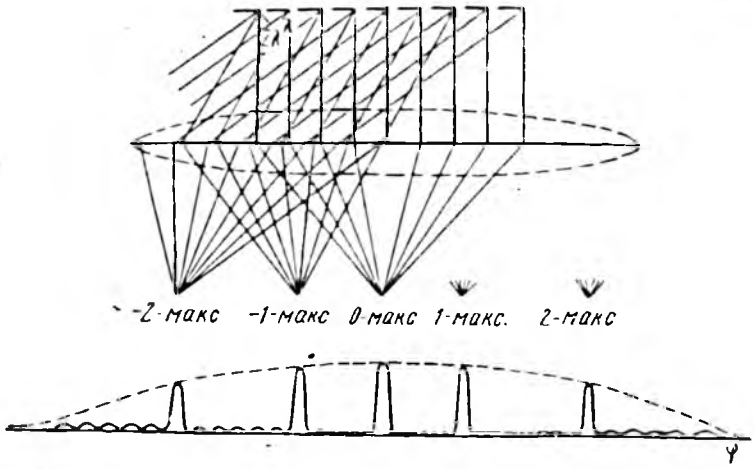
бу ерда N — тирқишлар сони, $\alpha = (\pi b/\lambda)\sin\varphi$, $\beta = (\pi d/\lambda)\sin\varphi$, A_0 — бирламчи $\varphi = 0$ даста йўналишида бир тирқиш туфайли ҳосил бўлган амплитуда. Агар айрим тирқишларнинг таъсирини ҳосил бўладиган фазалар фарқини ҳисобга олган ҳолда қўшиб чиқсак, (46.1) формула осонгина топилади (қ. 74-машқ). $A_0 \frac{\sin\alpha}{\alpha}$ кўпайтувчи битта тирқишнинг таъсирини, $\sin N\beta/\sin\beta$ кўпайтувчи эса N та тирқиш орқали тарқалаётган тўлқинлар интерференциясини ифодалайди. Бош максимумларнинг $d\sin\varphi = m\lambda$ шартдан аниқланадиган вазияти $\frac{\sin N\beta}{\sin\beta}$ кўпайтувчининг қийматлари максимал бўлишига мос келади, бу. ҳолда $\frac{\sin N\beta}{\sin\beta}$ кўпайтувчи N га айланади (қ. 75-машқ).



9.17-расм. Дифракцион спектр характерининг тирқишларнинг N сонига боғлиқ равишда ўзгариши (негатив).

Шундай қилиб, бош максимумлардаги амплитуда ва интенсивлик тегишли йўналишда *битта* тирқиш берадиган амплитудадан N марта, интенсивликдан N^2 марта ортиқ бўлади. Агар *когерент бўлмаган* равишда ёритилган N тирқишдан ўтган тўлқинлар интенференциялашса эди, у ҳолда интенсивлик N мартагина ортган бўлар эди, яъни панжара туфайли ҳосил бўлган когерент даста интерференциялашган ҳолдагидан N марта кичик бўлар эди. Ундан ташқари, панжара ишлатилган ҳолда айрим равшан бош максимумлар қора соҳалар билан ажратилган, когерент бўлмаган равишда ёритилган N та тирқиш ҳолида битта тирқишдан ҳосил бўлган

*$a, b \gg \lambda$ деб, яъни Френель — Кирхгоф методини қўллаш шартларига риоя қилинган (қ. 39-§) деб фараз қиламиз.



9.18-расм. Дифракцион панжара назариясига доир.

Тирқишли панжарада бош максимумларнинг вазияти ва энергиянинг турли тартиблар бўйича тақсимоти. Пунктир эгри чизиқ битта тирқишдан ҳосил бўлган дифракция туфайли юз берган тақсимотни ифодаловчи $f(\alpha)$ кўпайтувчининг ўзгаришини кўрсатади. Агар $b \geqslant \lambda$ бўлса, $f(\alpha) = \sin\alpha/\alpha$ бўлади. Акс ҳолда $f(\alpha)$ бироз бошқача функция бўлиб қолади (қ. 39-§ охири). Тирқишлар сони N катта бўлганда бош максимумларнинг баландлиги пунктир эгри чизиқ кўрсатгандан анча ортиқ бўлади.

қиёсан энлироқ дифракцион манзара N марта устма-уст тушган бўлар эди (9.11-расмдаги пунктир эгри чизиқ билан солиштиринг, $N=2$). (46.1) формуланинг кўрсатишича, амплитуда тақсимоти формуласидаги $A_0\frac{\sin\alpha}{\alpha}$ кўпайтувчи битта тирқишдан ҳосил бўлган амплитуда тақсимотини ифодалайди. Бинобарин, панжарадан ҳосил бўлган дифракцияда, худди икки тирқишдан ҳосил бўлган дифракциядаги каби, ёруғликнинг деярли ҳаммаси битта тирқишдан ҳосил бўлган марказий максимум соҳасига тўпланади. Тирқишнинг b кенглиги одатда жуда кичик бўлгани учун, бурчакли кенглиги $2\lambda/b$ га тенг бўлган бу марказий максимум анча кенгдир ва бунинг устига панжаранинг бир неча тартибга мос келадиган бир неча бош максимумлари жойлашади (9.18-расм).

9.18-расмда горизонтал ўққа φ дифракция бурчагининг қийматлари қўйилган бўлиб, бунда бош максимумларнинг эквидистант эмаслиги кўриниб турибди. Баъзан, масалан, назарий муҳокамада эркли ўзгарувчи сифатида $\sin\varphi$ ни олиш қулай. Бу ҳолда бош максимумлар эквидистант бўлади. $[(\sin N\beta)/N\sin\beta]^2$ (9.19-*а* расм), $[(\sin\alpha)/\alpha]^2$ (9.19-*б* расм) функцияларнинг ва улар кўпайтмасининг (9.19-*в* расм) графикларини кўрсатдик.

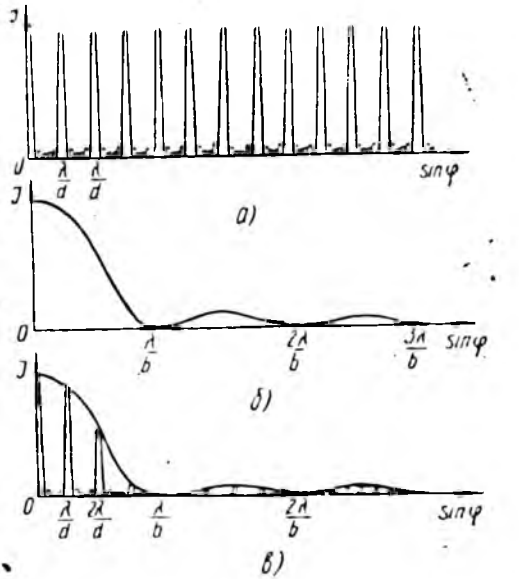
Интенсивликнинг бош максимумлар бўйича тақсимотини (46.1) формуладан аниқлаш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, $d\sin\varphi = m\lambda$

муносабатдан $\sin\varphi$ нинг m-максимумга (бош максимумга) томон йўналишга мос келган қийматини топиб, уни (46.1) формулага қўямиз ва квадратга кўтарамиз: у ҳолда

$$I_m \approx A^2 = \frac{A_0^2 N^2 d^2 \sin^2(\pi b\, m/d)}{\pi^2 m^2 b^2} = \frac{A_0^2 N^2 d^2}{\pi^2 m^2 b^2} \sin^2 \frac{\pi b m}{d}, \quad (46.2)$$

бунда $b<d$. b ва d ўлчовдош бўлганда $\sin(\pi bm/d)$ миқдор m нинг бирор қийматларида ноль орқали ўтади. Тегишли тартибли спектрлар бўлмайди.

b билан d орасидаги муносабат турлича бўлган ҳоллар учун турли тартибли максимумлардаги интенсивликнинг тақсимоти тўғрисидаги маълумотлар қуйидаги жадвалда берилган: бунда нолинчи тартибли максимум интенсивлиги 100 деб олинган.



9.19-расм. Дифракцион панжара назариясига доир.

а — N та тирқишдан ҳосил бўлган интерференцияни тавсифловчи $[(\sin N\beta)/N\sin\beta]^2$ функциянинг графиги, $\beta = (\pi d/\lambda)\sin\varphi$; *б* — $f^2(\alpha) = [(\sin\alpha)/\alpha]^2$, $\alpha = (\pi b/\lambda)\sin\varphi$, *в* — *а* ва *б* графикларнинг кўпайтмаси.

	Нолинчи тартиб	Биринчи тартиб	Иккинчи тартиб	Учинчи тартиб	Тўртинчи тартиб
$d = 2b$	100	40	0	4,5	0
$d = 3b$	100	67,5	17	0	4,2

Бош максимумларнинг вазиятини дифракцион панжарадаги ҳодисаларни элементар равишда кўриб чиқиш орқали топиш мумкин; тирқиш битта бўлган ҳолда ҳам (қ. 39-§) мана шундай қилинган эди. Бош максимумлар вазияти аниқланадиган $d\sin\varphi = m\lambda$ шартни (бунда $m = 0, 1, 2, \ldots$) 9.18-расмга қараб келтириб чиқариш мумкин.

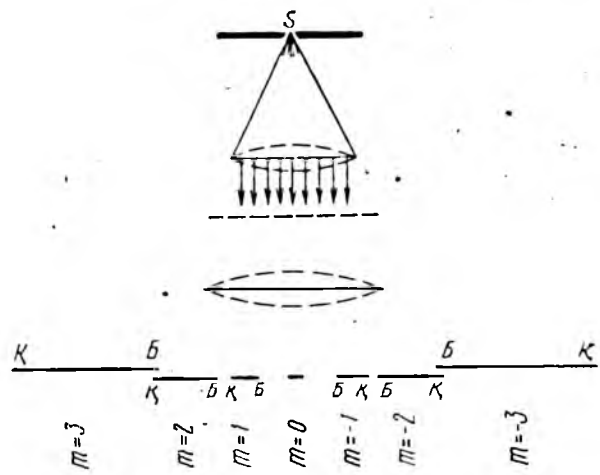
Бироқ бу элементар муҳокама дифракцион манзарадаги энергия тақсимотига тегишли зарур маълумотларни беролмайди, жумладан панжара штрихларининг роли тўғрисидаги муҳим масалани жавоб-

сиз қолдиради. Шуниси борки, баъзи масалалар учун бу муҳокама жуда етарлидир. Масалан, $d\sin\varphi = m\lambda$ шартдан тартиби d/λ дан юқори бўлган спектрлар бўлиши мумкин эмас, деган хулоса чиқади (бунинг физик маъноси тўғрисида 77-машққа қаранг).

Дифракцион панжара таъсирининг муҳокамаси шуни кўрсатадики, тирқишлар сони кўп бўлганда панжара орқали ўтган ёруғлик экраннинг кескин белгиланган айрим қисмларига тўпланади. Бу қисмларда максимумларнинг $d\sin\varphi = m\lambda$ формуладан аниқланадиган вазияти λ тўлқин узунлигига боғлиқ. Бошқача айтганда, дифракцион панжара спектрал асбобдир.

λ тўлқин узунлиги қанча кичик бўлса, максимумнинг вазияти φ бурчакнинг шунча кичик қийматига мос келади. Шундай қилиб, оқ ёруғлик спектр бўлиб шундай ёйиладики, унинг ички чети (ўртаси) бинафша рангга, ташқи чети (иккинчи учи) қизилга бўяладн (9.20-расм). $m = 0$ қиймат λ нинг ҳамма қийматларида $\varphi = 0$ йўналишидаги максимумларни аниқлайди. Бинобарин, ҳамма тўлқин узунлигидаги нурлар бу йўналишда (бирламчи даста йўналишида) тўпланади, яъни нолинчи спектр манбанинг оқ тасвиридир.

Биринчи, иккинчи ва ҳоказо тартибли спектрлар нолинчи тартибли спектрдан икки томонда жойлашади. Спектрларнинг тартиби ўсган сари спектрларнинг тегишли чизиқлари орасидаги масофа ортади. Анализ қилинаётган ёруғлик спектрининг бир жинслилигига қараб, яъни ёруғликнинг четки тўлқин узунликларининг фарқига қараб, юқори тартибли спектрлар устма-уст туша бошлайди. Масалан, Қуёш ёруғлигининг (ҳатто унинг нурининг кўзга кўринадиган



9. 20-расм. Оқ ёруғликни дифракцион панжаранинг ёйиши.

Иккинчи тартибли спектрининг қизил четини учинчи тартибли спектрининг бинафша чети қисман босади.

қисмининг) иккинчи ва учинчи тартибли спектрлари бир-бирини қисман қоплайди (қ. 82-машқ). Даври кичик бўлган панжаралар ишлатиб ва юқори тартибли спектрлардан фойдаланиб, биз дифракция бурчакларини анча катта қилишимиз ва шу тариқа тўлқинлар узунлигини жуда аниқ ўлчашимиз мумкин. Ангстрем (1868 й.) ва айниқса Роулэнднинг (1888 й.) бу соҳада ўтказган ўлчаш ишлари натижасида Қуёш спектрининг ажойиб атласлари тузилди, бу спектрларда Фраунгофер чизиқларининг вазияти олтинчи ўнли хонагача аниқликда ўлчанган.

Замонавий панжаралар жуда мукаммал даражада ясалган бўлишига қарамай, бутун панжара давомида қатъий бир хил бўлган давр арзимаган даражада бўлса ҳам бир оз бузилади; бунинг назариясини муҳокама қилишда биз панжаранинг даври бутун панжара бўйлаб бир хил бўлади, деб фараз қилган эдик. Бунинг оқибатида интенсивликнинг бош максимумлар бўйича тақсимоти (46.2) формуладагидан бошқачароқ бўлади.

Бунинг устига юқорида айтиб ўтилган камчиликлар оқибатида одатда унча кучли бўлмаган қўшимча максимумлар юзага келади (булар русчада «дух»лар деб юритилади). Духларнинг (қўшимча максимумларнинг) юзага келиши кўпинча спектрни дифракцион панжара воситасида анализ қилишда хатога сабаб бўлади, чунки духга тегишли максимумни анализ қилинаётган спектрда ҳақиқатда бўлмаган бирор қўшимча спектрал чизиқ деб ўйлаб қолиш мумкин.

47-§. Нурларнинг панжарага қия тушиши

Агар ясси тўлқин панжарага θ бурчак ҳосил қилиб тушса (9.21-расм), у ҳолда бош максимумларга қаратилган йўналишларни ҳисоблаш учун юқоридагича иш кўриш мумкин.

Иккита мос тўлқин учун тўлиқ йўл фарқи қуйидагига тенг:

$$AC - DB = d\sin\theta - d\sin\varphi.$$

Бош максимумлар ҳосил бўлишининг шарти

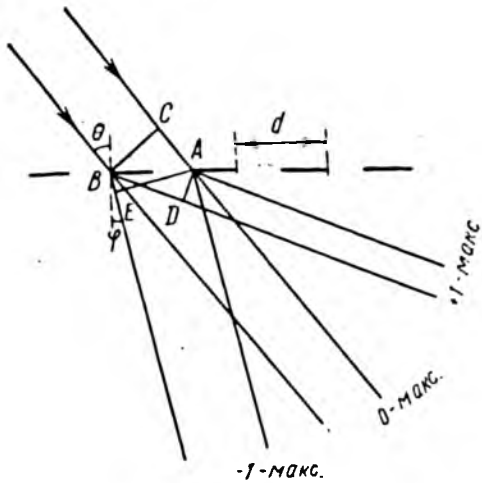
$$d(\sin\theta - \sin\varphi_m) = m\lambda \qquad (47.1)$$

кўринишда бўлади, бу ерда φ_m — m-тартибли бош максимумга томон йўналишлар, $m = 0, \pm 1, \pm 2 \ldots$. Бу шартни ўзгартирамиз:

$$2d\cos{}^1\!/_2\,(\varphi_m + \theta)\,\sin{}^1\!/_2(\theta - \varphi_m) = m\lambda.$$

Агар панжара анча йирик бўлса, яъни унинг d даври λ дан анча катта бўлса, у ҳолда дифракция бурчаклари кичик бўлади ва φ_m бурчак θ дан жуда оз фарқ қилади. Бу ҳолда

$${}^1\!/_2\,(\varphi_m + \theta) \approx \theta \text{ ва } \sin{}^1\!/_2\,(\theta - \varphi_m) \approx {}^1\!/_2\,(\theta - \varphi_m)$$



9.21-расм. Параллел дастанинг дифракцион панжарага қия тушиши.

деб фараз қилишимиз мумкин. Ниҳоят, бош максимум ҳосил бўлиш шарти

$$d\cos\theta\,(\theta - \varphi_m) = m\lambda \qquad (47.2)$$

кўринишга келади. Бу формулани тўлқин фронти панжарага нормал тушган ҳолдаги $d\sin\varphi_m = m\lambda$ ёки $d\varphi_m = m\lambda$ (φ_m бурчак жуда кичик бўлган ҳолда) формула билан солиштирамиз. Бундан шу нарса кўринадики, нолинчи максимумга томон йўналиш билан нолинчидан бошқа максимумларга томон йўналишлар орасидаги $(\theta - \varphi_m)$ бурчак тўлқин фронти нормал тушган ҳолдагидек бўлади, бироқ *панжаранинг даври камайиб*, $d\cos\theta$ га тенг бўлиб қолган бўлади.

Агар θ бурчак $\frac{\pi}{2}$ га яқин бўлса, у ҳолда давр сезиларли камайган бўлар эди. Шундай қилиб, биз йирик панжарага (даври λ дан анча катта бўлган панжарага) ёруғликни 90° га яқин бурчак остида туширганимизда аниқ дифракцион манзара кузатамиз. Масалан, юзи ўйилган (кертиб даражаланган) миллиметрли чизғичга ёруғлик жуда қия тушган ҳолда чизғич кўзга кўринадиган ёругликда дифракцион спектрлар кўришга имкон беради.

Айтиб ўтилган бу жиҳат Рентген нурларининг дифракциясини тадқиқ этишда қўлланиладиган бўлди. Рентген нурларининг тўлқин узунлиги кўзга кўринадиган ёруғлик тўлқинининг узунлигидан минг марта кичик бўлгани учун сунъий равишда ясалган ҳамма панжаралар Рентген нурлари учун йириклик қилади ($d/\lambda \sim 1000$).

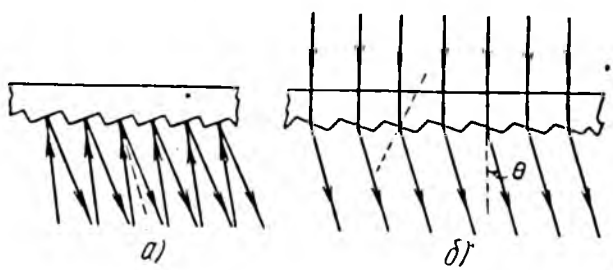
Нурларни жуда ҳам қия қилиб тушириб, қиёсан йирик панжара воситасида ҳам Рентген нурларининг аниқ дифракциясини ҳосил қилиш мумкин бўлди ($d \approx 0{,}02$ мм, Комптон ва Дьюэн, 1925 й.).

Кейинчалик бу метод билан жуда ажойиб дифракцион спектрлар ҳосил қилинди ва Рентген нурларининг тўлқин узунликлари жуда аниқ ўлчанди. Бу ўлчаш усули ҳозирги вақтда энг мукаммал ҳисобланади (118-§ га солиштиринг).

48-§. Фазали панжаралар

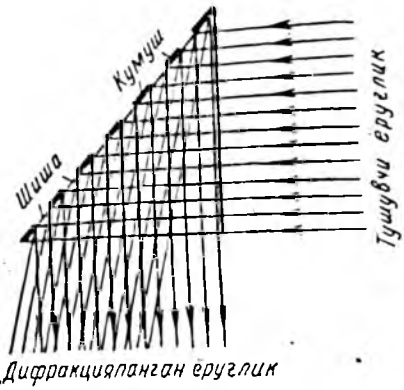
Энергиянинг турли тартибли спектрлар бўйича тақсимоти (қ. 46-§) шуни кўрсатадики, энергиянинг анчагина қисми нолинчи тартибли спектрда тўпланган бўлади: юқори тартибли спектрларга ўтилгани сари энергия тез камайиб кетади. Бундай дифракцион панжаралари бўлган спектрал асбобларнинг ёритиш кучи кичик бўлар эди. Панжаралар амалий жиҳатдан такомиллаштирилди; буни Рэлей айтган бўлиб, Вуд амалга оширди: панжаранинг ҳар бир штрихи ичида қўшимча йўл фарқи ҳосил қилиш орқали энергиянинг спектрлар бўйича тақсимоти ўзгартирилди. Бу мақсадда панжара шундай тарашланадики, ҳар бир ариқча маълум бир профилга эга бўлади, шу туфайли ёруғлик қайтганда (ёки ўтганда) ариқчанинг бир четидан иккинчи четигача қўшимча йўл фарқи юзага келади (9.22-расм). Ариқчанинг профилини тегишлича қилиб танлаб олиш йўли билан энергияни бирор тартибли спектрга тўплашга, қолган спектрларни, жумладан, энг равшан бўлган нолинчи тартибли спектрни ҳам заифлаштиришга имконият яратилади. Бу типдаги панжаралар дифракцион спектрографларни ёритиш кучи жиҳатидан одатдаги призматик спектрографлардан устун турадиган асбобга айлантирди.

9.22-расмда тасвирланган панжаралар аслида *фазали* панжаралар бўлиб, уларнинг айрим элементлари тўлқиннинг амплитудасига таъсир этувчи қайтарувчи ёки ўтказувчи қобилиятининг турлича бўлиши билан эмас, балки тўлқиннинг фазасини ўзгартириш қобилияти билан фарқ қилади. Бу ҳолда фаза тўлқинни қайтарувчи



9.22-расм. Турли хил тартибли айрим спектрларда энергия концентрациялаш учун махсус профилли қилиб ишланган фазали панжаралар.

а — қайтарувчи панжара; *б* — ўтказувчи панжара.



9.23-расм. Шиша ва кумушдан тўла ички қайтишда фазанинг турлича ўзгаришидан фойдаланадиган фазали қайтарувчи панжара.

ёки ўтказувчи пластинканинг геометрик шакли туфайли ўзгаради. Ёруғлик ўтказувчи қатламнинг қалинлигини ўзгартирмай синдириш кўрсаткичини ўзгартириш йўли билан тўлқиннинг фазасига таъсир кўрсатиш (ўзгартириш) мумкин: шаффоф жисмда ультраакустик тўлқин ҳосил қилиш орқали бундай фазали панжаралар яратиш мумкин. Шиша ва металлдан қайтишда тўлқин фазасининг турлича ўзгаришига асосланган фазали панжара амалга оширилди (С. М. Ритов ва И. Л. Фабелинский). Бу мақсадда 90 градусли бурувчи шиша призма (ағдарма призма) нинг гипотенузадан ўтган ёғига кумуш полосалари ёпиштирилган бўлиб, бу полосалар орасида шиша полосалари туради. Ёруғлик шиша томондан тушганда (9.23-расм) бирор полосалардан қайтган ёруғлик интенсивлиги ҳақиқатда бир хил бўлади (тўла ички қайтиш), лекин фазалари фарқ қилиб, дифракцион манзара ҳосил бўлади.

Албатта, амплитуда-фазали панжаралар, яъни тўлқиннинг амплитудасига ҳам, фазасига ҳам таъсир кўрсатадиган панжаралар бўлиши мумкин. Бундай панжараларнинг умумий назарияси 45-§ да кўриб чиқилган назариянинг такрорланишидан иборат. Фақат анчагина энлик бўлган *битта* тирқишдан ҳосил бўлган дифракцияда амплитуда тақсимотини ифодаловчи $\frac{\sin[(\pi b/\lambda)\sin\varphi]}{(\pi b/\lambda)\sin\varphi} = \frac{\sin\alpha}{\alpha}$ кўпайтувчи ўрнига умумийроқ кўринишдаги $F(b, \lambda, \varphi)$ кўпайтувчи киради, бу кўпайтувчи ҳам штрихнинг b кенглигига, λ тўлқин узунлигига ва φ дифракция бурчагига боғлиқ бўлиб, бироқ штрихнинг ўзига хос томонларини (профили, қайтариш ёки ўтказиш қобилияти ва ҳоказоларни) акс эттиради. Шундай қилиб, (46.1) формула ўрнига қуйидаги формула ҳосил бўлади:

$$A_\varphi = A_0 F(b, \lambda, \varphi)\frac{\sin N\beta}{\sin\beta}.$$

F функциянинг кўриниши штрихнинг ўзига хос томонларини махсус танлаб олишга боғлиқ бўлиб, бундай танлаш оқибатида энергияни айрим тартибли спектрларда концентрациялаш (тўплаш) мумкин. Масалан, 9.22-*б* расмда тасвирланган панжаралар учун

39-§ даги схема бўйича ўтказилган ҳисоб натижасида қуйидагиларга эга бўламиз:

$$F(b,\ \lambda,\ \varphi) = \frac{\sin(\alpha-\alpha_0)}{\alpha-\alpha_0},\quad \alpha-\alpha_0 = \frac{\pi b}{\lambda}(\sin\varphi - \sin\theta).$$

$F(b, \lambda, \varphi)$ функция $\alpha = \alpha_0$ бўлганда максимал бўлгани сабабли φ бурчаклари θ бурчакка яқин бўлган бош максимумлардагина интенсивлик энг катта бўлади; бу ердаги θ бурчак нурларнинг штрих ёқларида геометрик синиш бурчагидир.

Дифракцион панжаралар ясаш техникаси анча секин такомиллашган. Биринчи дифракцион панжарани америкалик астроном Риттенгауз 1785 йилда ясаган бўлса керак, бироқ бу панжарани на унинг ўзи, на бошқа бир киши ишлатган эмас. 1821йилда панжарани Фраунгофер янгидан кашф этди; Фраунгофер параллел нурлар туфайли ҳосил бўлган дифракция назарияси асосларини яратади ва дифракцион спектроскоп ёрдамида муҳим кашфиётлар қилади, жумладан, Қуёшнинг туташ спектрида қора чизиқлар борлигини кашф қилади; бу чизиқлар Фраунгофер чизиқлари деб аталган.

Дастлабки панжараларни Фраунгофер бир-бирига параллел ҳолда жойлашган иккита винтга ўралган симдан ясаган. Шундай қилиб, Фраунгофер ҳар дюймига* 40 дан тортиб 340 гача штрихи бўлган панжаралар ясай олди. Янада такомиллашган панжаралар тайёрлаш учун Фраунгофер шиша устига қопланган юпқа олтин қатламида штрихлар чизди, кейинчалик эса штрихларни шишанинг бевосита ўзига олмос билан чизди. Фраунгофернинг энг яхши панжарасининг кенглиги $\frac{1}{2}$ дюйм бўлиб, даври 3 мкм га яқин эди (дюймга 8000 штрих тўғри келади).

Фраунгофер ясаган панжараларнинг ҳаммаси ёруғлик ўтказувчи панжаралар сифатида ишланган бўлишига қарамай, Фраунгофер қайтарувчи панжаралар ясаш мумкинлигининг принципларини кўрсатиб берди.

Фраунгофер ясаган содда панжаралардан замонавий дифракцион панжараларга ўтиш мураккаб техник масала бўлиб, бу масалани ҳал қилишда кўп тадқиқотчилар иштирок этди.

Бу соҳада Роулэнд дадил қадам қўйди: у кенглиги катта бўлган жуда юпқа панжаралар ясайдиган махсус машиналар қурди. Ундан ташқари, Роулэнд биринчи бўлиб, қайтарувчи ботиқ панжаралар ясай бошлади, бу панжаралар панжара вазифасини ўташ билан бирга йиғувчи линза вазифасини ҳам ўтаган. Роулэнд пан-

*Фраунгофер ўша панжаралар билан Na нинг D чизиғининг тўлқин узунлигини (5886 Å) аниқлади. Фраунгофер панжараларининг умумий кенглиги унча катта эмас эди, шунинг учун уларнинг ажрата олиш кучи 500 дан ортмас эди. Табиийки, натрийнинг 5890 ва 5896 Å чизиқлардан иборат бўлган дублетини бундай панжара билан ажратиб бўлмас эди.

жараларининг кенглиги анча катта (10 см гача) бўлиши билан бирга ҳар дюймига 20000 тача штрихга эга ва сифати юқори бўлган.

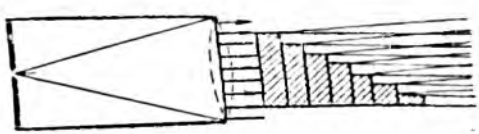
Роулэнд машиналарини Андерсон, Вуд ва бошқалар янада такомиллаштирган. Ҳозирги вақтда юқори сифатли панжаралар кўп мамлакатларда, жумладан СССР да ҳам ясалади. Одатда, булар қайтарувчи панжаралар бўлиб, штрихининг профили деярли учбурчак шаклида ишланган (қ. 9.22-*а* расм, *эшеллетлар*), бу панжаралар ўзига тушаётган ёругликнинг 70—80% гача бўлган қисмини нолинчидан бошқача бирор тартибли спектрга тўплайди. Спектрнинг узоқ инфрақизил нурлар соҳасидан ($\lambda \approx 1$ мм) ультрабинафша ($\lambda \approx 100$ нм) ва яқин Рентген нурлари соҳасигача ($\lambda \approx 1$ нм) бўлган турли соҳалари учун тарашлаб ўйилган панжаралар ясалади, буларнинг ўлчами 400 × 400 мм^2 га боради ва спектрнинг қайси соҳасига мўлжалланган бўлишига қараб штрихларининг сони миллиметрига 4 дан 3600 га етади. Тарашлаб ўйилган панжаралардан нусха(*репликалар*) олиш кенг тарқалди, бу репликалар махсус пластмассаларга туширилган нусхалардан олиниб, кейин уларнинг устига қайтарувчи металл қатлами ялатилади. Репликаларнинг сифати оригиналлар сифатидан деярли фарқ қилмайди.

Етмишинчи йилларда панжаралар ясашнинг янги технологияси яратилди, бу усул махсус фотосезгир материалларда лазер нурларининг интерференцияси натижасида интенсивликнинг даврий тақсимланишига асосланади. *Голографик* панжаралар деб аталадиган бундай панжаралар жуда сифатли бўлиб, спектрнинг кўзга кўринадиган ва ультрабинафша соҳалари учун ҳар 1 мм га 600 дан 6000 гача штрихли қилиб ясалади ва ўлчамлари 600 × 400 мм^2 гача боради.

49-§. Майкельсон эшелони

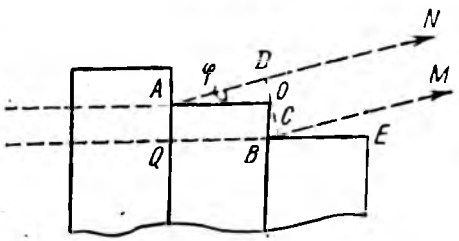
Фазали панжаранинг муҳим аҳамиятга эга бўлган бир тури Майкельсоннинг поғонали эшелонидир; бу эшелон айрим «тирқишларининг» сони унча кўп бўлмаган (интерференциялашувчи дасталар сони 30 дан ортмайди) панжарадан иборат. Бунда айрим дасталар орасидаги йўл фарқи жуда катта (10 000 λ ва ундан ортиқ) бўлгани учун бундай асбобда жуда юқори тартибли спектрлар ҳосил бўлади.

Эшелон мутлақо бир жинсли ва қалинлиги бир хил бўлган қалин (1 дан 2 см гача) ясси-параллел пластинкалардан поғоналарининг эни бир хил бўладиган қилиб йиғилган «зинадир» (9.24-расм).



9.24- расм. Майкельсон эшелонининг схемаси.

Эшелоннинг сифати яхши бўлиши учун пластинкаларга ишлов бериш даражаси ниҳоятда зўр бўлиши керак: пластинкалар қатъий ясси-параллел ва бир жинсли бўлиши кераклиги туфайли уларни бирбирининг устига қўйиб сиққанда бир жинсли шишанинг яхлит бўлагидан тузилган бир хил поғонали «зина» ҳосил бўлиши керак.



9.25-расм. Нурларнинг Майкельсон эшелонидаги йўли.
$AO=QB=h$; $OB=s$; $AD=h\cos\varphi$, $BC=s\sin\varphi$.

Нурларнинг параллел дастаси бутун эшелондан паррон ўтиб, поғоналарнинг чегараларида дифракцияланади. Айрим тўлқинлар орасида ҳосил бўладиган йўл фарқи поғоналарнинг h қалинлиги ва s кенглигига, шишанинг n синдириш кўрсаткичи ва φ дифракция бурчагига боғлиқ. 9.25-расмдан кўриниб турганидек, поғоналарнинг мос нуқталаридан чиқаётган AN ва BM нурлар орасидаги йўл фарқи қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta = QB + BC - AD = nh + S\sin\varphi - h\cos\varphi = S\sin\varphi + h(n - \cos\varphi),$$

бу ерда φ — дифракция бурчаги. φ бурчак жуда кичик бўлгани учун $\sin\varphi = \varphi$ ва $\cos\varphi = 1$ деб ҳисоблаш мумкин. Бинобарин,

$$\Delta = s\varphi + h(n - 1).$$

Панжарадаги каби, бу ерда ҳам бош максимумларни топиш шарти $\Delta = m\lambda$ кўринишда бўлади, бу ерда m — бутун сонлар. Шундай қилиб,

$$s\varphi + h(n - 1) = m\lambda,$$

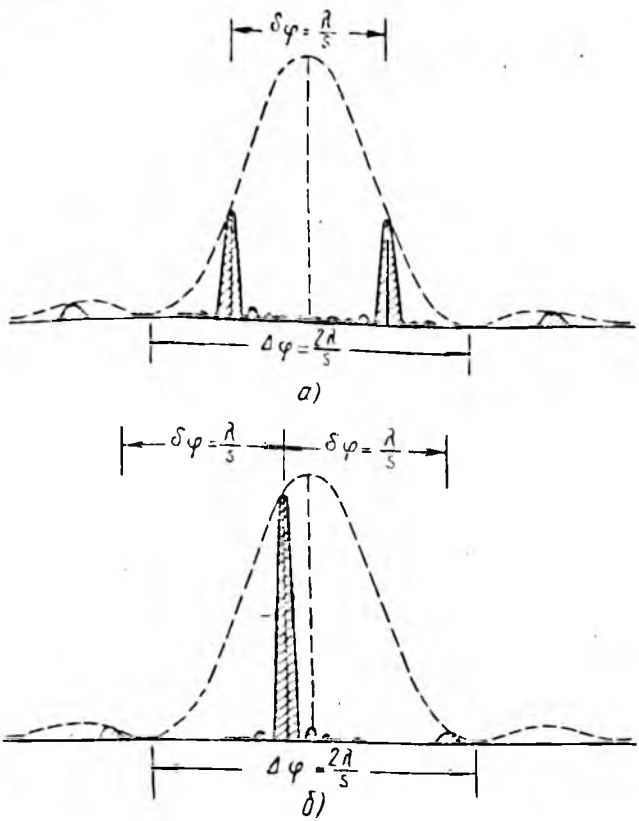
яъни

$$\varphi = \frac{m\lambda - h(n-1)}{s}. \qquad (49.1)$$

Панжарадаги каби, бу ерда ҳам максимумларнинг кескинлиги интерференциялашувчи ёруғлик дасталарининг сони билан, яъни эшелон поғоналарининг сони билан аниқланади; поғоналар сони 30 дан ортмайди. Бунинг эвазига иккита қўшни нур орасидаги йўл фарқи (интерференция тартиби) жуда катта; $s\varphi$ ҳад жуда кичик бўлгани учун уни эътиборга олмаймиз, у ҳолда $h=1$ см ва $n=1{,}5$ бўлганда

$$m = h(n-1)/\lambda \sim 10000$$

бўлади. Шундай қилиб, эшелон жуда монохроматик нурланишдагина ишлай олади. Қўшни тартибларнинг дифракцион бош максимумлари орасидаги масофа катта эмас, яъни m бирга ўзгарганда φ



9.26-расм. Майкельсон эшелонида бош максимумларнинг мумкин бўлган икки вазияти.

а — $\Delta\varphi = 2\lambda/s$ бурчак ичига интенсивлиги сезиларли бўлгач (m-ва$(m+1)$-тартибли) икки дифракцион максимум жойлашади, булар орасидаги масофа $\delta\varphi = \lambda/s$; *б* — $\Delta\varphi$ бурчак ичига интенсивлиги сезиларли бўлган битта дифракцион максимум жойлашади. (Бу ҳисоб 10 пластинкали эшелонга тегишлидир).

жуда оз ўзгаради. (49.1) формуладан $\delta\varphi = \lambda/s$ эканлигини топамиз. Бу дифракцион максимумларнинг ҳаммаси битта тирқиш туфайли ҳосил бўлган марказий максимум чегараларидагина сезиларли интенсивликка эга бўлади (44 ва 46-§ ларга таққосланг). Бу максимумнинг бурчакли кенглиги $\Delta\varphi = 2\lambda/s$, чунки «тирқишнинг» кенглиги s га тенг. Шундай қилиб, кенглиги $\Delta\varphi$ бўлган сезиларли равшан майдон ичига қўшни тартибларнинг *бир* ёки *икки* максимуми жойлашади, чунки улар орасидаги масофа $\delta\varphi = {}^1/_2\,\Delta\varphi$ (9.26-расм).

50-§. Спектрал аппаратларнинг характеристикаси ва уларни бир-бири билан солиштириш

Бу бобда баъзи бир спектрал аппаратларнинг (дифракцион панжара, Майкельсон эшелони) ишлаши кўриб чиқилган бўлиб, бу аппаратлар тўлқин узунликларини ёки яқин турган икки спектрал чизиқнинг тўлқин узунликларидаги фарқни жуда аниқ ўлчашга имкон беради. Бунга ўхшаган масалани интерференцион спектроскоплар (Люммер — Герке пластинкаси, Майкельсон интерферометри, Фабри — Перо эталони) воситасида ҳам ҳал қилиш мумкин; бу асбоблар VII бобда тавсиф этилган.

Турли хил бу аппаратларнинг ишлашини бир-бирига солиштириш ва бирор физик масалани ҳал қилишда бу аппаратларнинг қайси бири яхшироқ қўл келишини билиш учун спектрал аппаратларнинг маълум бир характеристикаларини аниқлаш зарур.

а. Спектрал аппаратнинг D дисперсияси. Спектрал аппаратлар асосан текширилаётган ёруғлик тўлқинининг узунлигини ўлчашда ишлатилади; кўп ҳолларда бу масала қўшни бўлган иккита спектрал чизиқнинг тўлқин узунликларидаги фарқни ўлчашга келтирилади. Одатда спектрал чизиқнинг аппаратдаги вазияти дисперсион элементдан кейинги тўлқин фронтига ўтказилган нормалнинг йўналиши билан аниқланадиган бурчак орқали ифодаланади. Шунинг учун дисперсия бир-биридан тўлқин узунлиги 1 Å га фарқ қиладиган иккита спектрал чизиққа томон ўтказилган йўналишлар орасидаги бурчакли масофа деб таърифланади. Бир-биридан тўлқин узунлиги жиҳатидан $\delta\lambda$ га фарқ қиладиган икки спектрал чизиққа тўғри келган бурчаклар фарқи $\delta\varphi$ бўлса, у ҳолда

$$D = \delta\varphi/\delta\lambda$$

миқдор дисперсия ўлчови бўлади, бу миқдор, масалан, ангстремга тўғри келган бурчак бирликлари билан ифодаланади (*бурчакли дисперсия*).

Кўпинча биз чизиқнинг экрандаги ёки фотопластинкадаги вазиятини кузатганимиз учун чизиқлар орасидаги бурчакли масофани чизиқли δs масофа билан алмаштириш қулай, бу масофа, масалан, миллиметр ҳисобида ифодаланади. Спектрни экранга проекцияловчи линзанинг фокус масофаси f га тенг бўлса, у ҳолда $\delta s = f\,\delta\varphi$ бўлади, демак, *чизиқли дисперсия* қуйидагига тенг бўлади ва ангстремга тўғри келган миллиметр ҳисобида ифодаланади:

$$D^* = \delta s/\delta\lambda = fD.$$

Амалда кўпинча бунга тескари бўлган миқдор билан иш кўрилади, бунда аппаратнинг дисперсияси фотопластинканинг 1 мм ига сиғадиган ангстремлар сони билан характерланади.

Биз λ_1 ва λ_2 тўлқин узунликлари бир-бирига яқин бўлган икки тўлқин билан, тўғрироғи, спектрнинг шу қадар энсиз бўлган ва шунинг учун λ_1 ва λ_2 қийматлар билан характерланадиган икки қўшни қисми билан иш кўраётган бўлайлик, деб фараз этайлик; симоб лампаси чиқарадиган икки чизиқ ана шундай чизиқ бўлади. λ_1 ва λ_2 учун максимумлар орасидаги $\delta\varphi$ масофа максимумлар вазияти аниқланадиган $d\sin\varphi = m\lambda$ шартдан топилади. Ҳақиқатан ҳам, бу шартни дифференциаллаймиз:

$$d\cos\varphi\,\delta\varphi = m\,\delta\lambda,$$

яъни

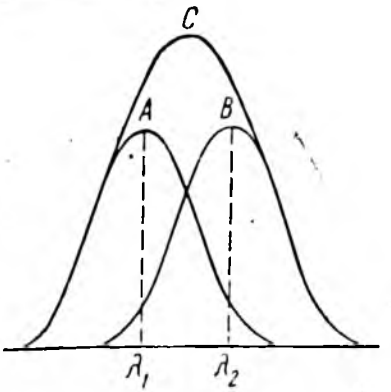
$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi}. \qquad (50.1)$$

Шундай қилиб, панжаранинг d даври қанча кичик ва кузатиладиган спектрнинг m тартиби қанча юқори бўлса, дисперсия шунча катта бўлади.

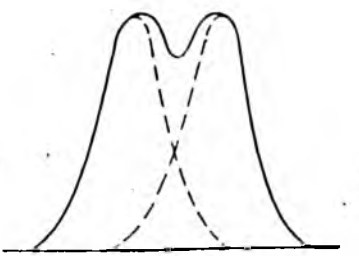
Интерференцион асбобларнинг бурчакли дисперсиясини аниқлаш ҳам қийин эмас; ҳисобнинг кўрсатишича, бу миқдор одатда жуда катта бўлади (қ. 81-машқ).

б. Спектрал аппаратнинг ажрата олиш қобилияти. Бир-бирига яқин турган икки λ_1 ва λ_2 спектрал чизиқ монохроматик ёруғликка ҳар қанча яқин бўлганда ҳам дисперсиянинг анча катта бўлиши бу икки чизиқни ажратиб кўриш имконини беролмайди. Ҳақиқатан ҳам, дисперсия иккита λ_1 ва λ_2 тўлқин узунлигига оид интенсивлик максимумлари орасидаги бурчакли масофани ёки чизиқли масофани аниқлайди, бироқ ҳар қандай аппаратда бир тўлқин узунлигининг максимумидан минимумига аппаратнинг тузилишига қараб аста-секин ўтилади. Шунинг учун экрандаги ёки фотопластинкадаги ёритилганликнинг тақсимоти 9.27-расмда кўрсатилган шаклда бўлади.

Ёритилганликнинг бизга *кўринадиган* тақсимоти бир-бирига яқин бўлган λ_1 ва λ_2 спектрал чизиқлар ҳосил қилган ёритилганликлар йиғиндисига тенг; бу чизиқлар ҳосил қилган интенсивликлар бир хил; бу тақсимот C эгри чизиқ билан тасвирланган. Шундай қилиб, агар ёритилганлик 9.27-расмда кўрсатилгандек бўлиб секин камайса, у ҳолда дисперсия катта (AB масофа катта) бўлган тақдирда ҳам λ_1 ва λ_2 тўлқин узунликлари борлигини пайқашга имконият бўлмайди. Икковининг тўлқин узунлиги икки хил бўлган икки спектрал чизиқни аппарат ажрата оладиган (икки хил тўлқин узунлигини *ажрата оладиган*) бўлиши учун максимумлар орасидаги масофа ўзгармас бўлгани ҳолда иккала чизиқнинг шакллари етарлича аниқ бўлиши зарур (9.28-расм). Бу ҳолда ҳар бир максимумнинг ўркачлари бир-бирини анча қоплаган бўлишига қарамай, икки максимум (икки тўлқин узунлиги) борлиги анча ошкор ҳолда кўринади. Равшанки, бу ҳолда икки максимумни бир-биридан фарқ



9.27-расм. Интенсивлиги бир хил бўлган иккита яқин спектрал чизиқ қўшилган ҳолдаги ёритилганлик тақсимоти.



9.28-расм. Ажратса бўладиган икки спектрал чизиқ ҳолидаги ёритилганлик тақсимоти (Рэлей критерийси).

қилиш имконияти маълум даражада спектр бўйлаб интенсивлик тақсимоти текширилаётган методнинг (вйзуал ёки фотометрик методнинг) контрастга бўлган сезгирлигига, интенсивликда бир оз фарқ борлигини ишончли равишда аниқлаш имкониятига боғлиқдир.

Шундай қилиб, икки чизиқни ажрата олиш имконияти бирмунча ноаниқроқдир. Рэлейнинг таклифига биноан, икки чизиқни шартли равишда бир-биридан тўлиқ ажратилган деб ҳисоблаш учун икки ўркач 9.28-расмда кўрсатилганча жойлашган бўлиши, яъни *биринчи* ўркачнинг *максимуми иккинчи* ўркачнинг *минимуми* устига тушган бўлиши керак. Тўлқин узунликларининг бу шартни қаноатлантирадиган энг кичик $\delta\lambda$ фарқи спектрал аппаратнинг квазимонохроматик спектрал чизиқларнинг (уларнинг интенсивлиги бир хил) бир-бирига яқин тўлқин узунликларини фарқ қила билиш қобилиятини аниқлайди.

Рэлей критерийсининг бу шаклини интерференцион спектрал аппаратларга татбиқ этиб бўлмайди, чунки бу аппаратларда максимумдан минимумга ўтишдаги бурчак муносабатлари дифракцион панжарадагидан бошқача бўлади*. Шунинг учун Рэлей критерийсини бирмунча бошқачароқ кўринишга келтириш қулай. Агар иккита қўшни спектрал чизиқнинг интенсивлиги ва шакли бир хил бўлса, у ҳолда Рэлей критерийси чизиқлар орасидаги минимум қўшни максимумларнинг 80% ига яқин эканлигини билдиради. Бундай

*Фарқ бўлишига сабаб шундаки, дифракцион панжараларда (Майкельсон эшелонида ҳам) интенсивлиги тенг бўлган N та даста қўшилади, интерференцион спектроскопларда эса аста-секин заифлашиб борадиган чексиз кўп дасталар қўшилади.

фарқ визуал қайд қилишда ҳам, объектив (фотографик ва электрик) қайд қилишда ҳам жуда дадил аниқланади. Шунга асосланган ҳолда, кўпинча, ажрата олиш чегараси бир-бирига яқин ва интенсивликлари бир хил бўлган икки спектрал чизиқ интенсивлигининг интеграл эгри чизиғидаги чуқурча қўшни максимумлар баландлигининг камида 20% ига тенг бўлиш шартидан аниқланади.

Ажрата олиш критерийсининг шартли эканлиги бу таърифда янада яққол кўринади. Интенсивликлари кўп фарқ қиладиган икки чизиқни ажратиш имконияти ҳақида мулоҳаза юритганда ҳар бир конкрет ҳолни характерлайдиган бир қатор факторларга асосланиш керак бўлади. Бироқ Рэлей критерийси шартли бўлишига қарамай, у турли асбобларнинг ажрата олиш қобилиятини солиштиришда жуда фойдали бўлиб чиқади. Масалан, максимумлар қанча узоқ жойлашган бўлса, яъни m тартиб қанча юқори ва максимумлар қанча кескин (максимумдан минимумга ўтиш тикроқ) бўлса, спектрал аппаратнинг яқин тўлқин узунликларини фарқ қилиш қобилияти шунча юқори бўлиши бевосита тушунарлидир.

Спектрал аппаратнинг *ажрата олиш қобилиятининг* ўлчови сифатида ўлчаш ўтказилаётган λ тўлқин узунлигининг юқорида айтиб ўтилган энг кичик $\delta\lambda$ интервалга нисбати, яъни $\mathscr{A} = \lambda/\delta\lambda$ миқдор қабул қилган. $\mathscr{A}$ ни аниқлаш учун λ_1 ва λ_2 тўлқинларга тегишли m-тартибли максимумлар вазиятини кўрсатувчи шартларни (масалан, дифракцион панжара учун) тузамиз:

$$d\sin\varphi'_m = m\lambda_1, \quad d\sin\varphi''_m = m\lambda_2. \tag{50.2}$$

λ_2 тўлқин узунлигига тегишли бўлган m-тартибли максимумдан мос минимумга ўтиш учун тушаётган ёруғлик йўналишини йўл фарқи λ_2/N қадар ўзгарадиган қилиб ўзгартириш зарур, бу ерда N — интерференциялашувчи ёруғлик дасталари сони (панжара штрихлари сони) (қ. 46-§). Шундай қилиб, λ_2 га тегишли бўлган минимум қуйидаги шартни қаноатлантирувчи φ_{min} йўналишда кузатилади:

$$d\sin\varphi_{min} = m\lambda_2 + \lambda_2/N. \tag{50.3}$$

Рэлей шартига асосан,

$$\varphi'_m = \varphi_{min},$$

шунинг учун

$$m\lambda_1 = m\lambda_2 + \frac{\lambda_2}{N} \text{ ёки } \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} = mN.$$

λ_1 билан λ_2 бир-бирига яқин бўлгани, яъни $\delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ миқдор жуда кичик миқдор бўлгани учун, ажрата олиш кучи қуйидагига тенг бўлади:

$$\mathscr{A} = \lambda/\delta\lambda = mN. \tag{50.4}$$

Шундай қилиб, штрихлари сони ўзгармас бўлганда панжаранинг ажрата олиш қобилияти юқори тартибли спектрларга ўтганда ортади.

$\mathcal{A}$ нинг максимал қиймати m нинг дифракция бурчаги синусининг қиймати 1 дан ортиқ бўлмайди деган шартдан аниқланган максимал қийматига мос келади. Шундай қилиб, панжаранинг асосий $d\sin\varphi = m\lambda$ формуласидан $m_{max} = d/\lambda$ эканлигини топамиз, бинобарин, панжаранинг максимал ажрата олиш қобилияти

$$\mathcal{A}_{max} = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{Nd}{\lambda}. \qquad (50.5)$$

Бироқ Nd кўпайтма панжаранинг *умумий кенглигидир.* Бинобарин, панжаранинг максимал ажрата олиш қобилияти панжаранинг умумий кенглиги билан, аниқроғи панжаранинг биринчи ва охирги штрихидан тарқаладиган ёруғлик дасталари орасидаги максимал йўл фарқи (бу фарқ тўлқин узунлиги ҳисобида ифодаланади) билан, яъни Nd/λ билан аниқланади.

Демак, панжаранинг максимал ажрата олиш қобилияти панжара кичик даврли (d_1) кўп штрихлардан (N_1) ёки катта даврли (d_2) оз штрихлардан (N_2) тузилган бўлишига боғлиқ эмас, фақат бунда $N_1d_1 = N_2d_2$ бўлса, кифоя. Бироқ яқин-яқин қилиб кесиб ясалган панжара (d_1 кичик ва N_1 катта) $N_1d_1 = N_2d_2$ шарт бажарилганда йирик (қўпол) панжараники (d_2 катта ва N_2 кичик) каби максимал ажрата олиш қобилиятига эга бўлгани ҳолда қўпол панжарадан ниҳоят даражада устун туради, чунки d кичик бўлганда унча юқори бўлмаган тартибга катта бурчакли дисперсия тўғри келади. Қўпол панжара эса анча юқори тартиблардагина ўшандай дисперсияга ва ўшандай ажрата олиш кучига эга бўлади (қ. 50.1) ва (50.4). Юқори тартибли спектрларнинг интенсивлиги жуда кичик бўлади, чунки ўрама (9.18-расмдаги пунктир эгри чизиқ) тез пасайиб кетади. Даврнинг шаффоф қисмини камайтириш ҳисобига ўрамани «кенгайтиришга» уриниш беҳудадир, чунки шаффоф қисми камайса, панжара ўтказадиган ёруғлик оқими камаяди. Шунинг учун юқори тартибли спектрларда фақат фазали панжаралар (қ. 48, 49-§) ишлатилиши мумкин, бу панжаралар m тартибнинг катта қийматларида энергияни кўп концентрациялайди. Ниҳоят, d ва m жуда кичик бўлганда дисперсия соҳаси анча катта бўлади (қ. пастроққа). Шунинг учун даври кичик, штрихлари сони кўп ва умумий кенглиги катта бўлган панжараларнинг амалий аҳамияти катта. Олдин айтиб ўтганимиздек, спектрнинг кўзга кўринадиган соҳасига мўлжалланган яхши панжараларнинг умумий кенглиги 150 мм бўлиб, 100 000 штрихи бор (даври 1,600 мм).

(50.4) формуланинг кўрсатишича, спектрал аппаратнинг ажрата олиш қобилияти спектрнинг m тартиби билан асбобда интерференциялашувчи дасталар сони кўпайтмасига тенг. Дифракцион панжарада интерференциялашувчи дасталар сони панжаранинг штрихлари сонига тенг; Люммер — Герке пластинкаси ёки Фабри —Перо пластинкаси учун N ни интенсивлиги анча катта бўлган қайтган ёруғлик дасталари сонига (эффектив нурлар сонига) шартли равиш-

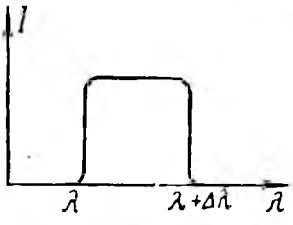
да тенг деб олиш мумкин; R қайтариш коэффициенти қанча катта бўлса, эффектив нурлар сони шунча катта бўлади (қ. 30-§). Майкельсон интерферометрида $N = 2$; Майкельсон эшелонида N сони пластинкалар сонига тенг ва ҳоказо.

Равшанки, яхши дифракцион панжаранинг ажрата олиш қобилияти спектрнинг m тартиби жуда кичик (2 ёки 3) бўлганда N нинг (панжара штрихларининг умумий сонининг) ниҳоятда катта бўлиши ҳисобига катта бўлади, интерференцион спектроскопларда эса N унча катта эмас (20—30 дан ортиқ эмас), бироқ m жуда катта (бир неча ўн минг). mN кўпайтма асбобдан чиқаётган энг четки ёруғлик дасталари орасидаги йўл фарқини тўлқин узунлиги орқали ифодаловчи катталикдир. Айни ўша катталик ҳар қандай асбобнинг ажрата олиш қобилиятини аниқлайди.

Юқорида кўриб ўтилган ажрата олиш қобилияти тушунчасига Рэлей критерийси асос қилиб олинган. Бу критерийнинг энг муҳим томони икки спектрал чизиқдан ҳосил бўлган интенсивликнинг натижавий тақсимотида маълум бир улушни (масалан, қўшни максимумларнинг 80% ини) ташкил этадиган минимум бўлиши кераклиги тўғрисидаги талабдир (қ. 9.28-расм). Шундай қилиб, Рэлей критерийсига мувофиқ, чизиқ битта бўлгандаги ва иккита бўлгандаги ёритилганликлар тақсимоти (мос равишда марказда максимум ва минимум) орасида сифат жиҳатидан фарқ бўлиши керак, яъни бу фарқ синчиклаб ўтказиладиган миқдорий ўлчашларсиз билиниб турадиган бўлиши керак. Бошқача қилиб айтганда, Рэлей критерийси аслида фақат визуал кузатишни назарда тутади.

Миқдорий ўлчашлар ўтказиладиган ҳолда ажрата олиш қобилияти тўғрисидаги масала бошқача тарзда қўйилиши керак (Г.С. Горелик). Икки спектрал чизиқ бир-бирига шу қадар яқин турган бўлсинки, натижавий тақсимотнинг ўртасида ёритилганликнинг минимуми эмас, балки максимуми жойлашсин (9.27-расм), яъни C эгри чизиқнинг кўриниши (сифат томонидан) алоҳида A ва B эгри чизиқларнинг кўриниши билан бир хил бўлсин. Шунга қарамасдан натижавий интенсивликнинг бу тақсимоти чизиқ битта бўлган ҳолдаги тақсимотдан миқдор жиҳатидан фарқ қилади. Жумладан, натижавий тақсимотнинг кенглиги чизиқ битта бўлган ҳолдаги тақсимотдан кенгроқ бўлади. Бу фарқни ўлчаш мумкин, агар ўлчаш аниқлиги етарли даражада юқори бўлса, биз нурланиш спектрида битта чизиқ эмас, балки икки чизиқ борлигини аниқлаш имкониятига эга бўламиз. Шундай қилиб, миқдорий ўлчашлар ўтказиладиган ҳолда ажрата олиш критерийсини бундай таърифлаш мумкин: агар ёритилганликнинг натижавий тақсимоти чизиқ битта бўлган ҳолдаги тақсимотдан ўлчаш аниқлигидан ортиқ миқдорда фарқ қилса, икки чизиқ ажратилган деб ҳисобланади. Бинобарин, бу критерийга мувофиқ, дифракцион панжаранинг (ёки бошқа спектрал аппаратнинг) бошқа хоссалари ўзгармаганда спектрал чизиқ контуридаги интенсивлик тақсимоти қанча аниқ

ўлчанса, ажрата олиш қобилияти шунча юқори бўлади. Абсолют аниқ ўлчанадиган лимит ҳолда ажрата олиш қобилияти чегарасиз ортади.



9.29-расм. λ дан λ+Δλ гача бўлган спектрал интервалдаги интенсивлик тақсимоти.

в. Спектрал аппаратнинг дисперсион соҳаси G. Тажриба ўтказиладиган реал шароитларда биз узунлиги λ бўлган монохроматик тўлқинлар билан эмас, балки спектрнинг узунлиги λ дан λ + Δλ гача бўлган тўлқинларни ўз ичига олган бирор қисми билан иш кўрамиз. Бундай тўлқинлар *тўпламининг* борлиги спектрал асбобларнинг ишини анча қийинлаштиради; анча кенг спектрал интервал билан ишлашга тўғри келганда бир-бирини қисман қоплайдиган юқори тартибли спектрлар кузатиладиган асбобларнинг иши айниқса кўп қийинлашади. Шундай қилиб, ҳар бир аппарат учун Δλ спектрал интервалнинг лимит кенглиги бўлади, кенгликнинг бу қийматида дискрет (бир-бирини қопламайдиган) максимум ва минимумлар ҳосил қилиш мумкин. Бу интервал спектрал аппаратнинг *дисперсион соҳаси* (G) деб аталади. Соддалик учун текширилаётган ёруғликнинг спектрал таркиби 9.29-расмда кўрсатилгандек бўлсин, деб фараз қиламиз ва дифракцион панжаранинг G сини топамиз.

Интервалнинг ўнг чети (тўлқин узунлиги λ + Δλ) учун m-тартибли максимумнинг ўрни

$$d \sin \varphi_m^{\cdot} = m(\lambda + \Delta\lambda) \qquad (50.6)$$

шартдан аниқланади. Интервалнинг *чап чети* (тўлқин узунлиги λ) учун $(m + 1)$- тартибли максимумнинг ўрни

$$d \sin \varphi_{m+1} = (m + 1)\lambda \qquad (50.7)$$

шартдан топилади. Қўшни бўлган тартибларнинг максимумлари қуйидаги шартда бир-бирининг устига туша бошлайди, яъни интерференцион манзара ноаниқ бўлиб қолади:

$$\varphi_m^{\cdot} = \varphi_{m+1},$$

яъни

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = (m + 1)\lambda$$

ёки

$$G = \Delta\lambda = \lambda/m.$$

Шундай қилиб, асбобнинг дисперсион соҳаси бу асбобда кузатиладиган интерференция тартибига боғлиқ (21-§ га солиштиринг).

Интерференцион спектроскопларда ва Майкельсон эшелонида кузатиладиган максимумлар ҳамиша ниҳоятда катта йўл фарқига

мос келади, яъни бу максимумлар *юқори тартибли* максимумлардир (m — бир неча минг ва бир неча ўн минг), шунинг учун $\Delta\lambda \sim \lambda/1000$, яъни бу асбобларда дисперсион соҳа жуда кичик бўлиб, ангстремнинг улушлари билан ўлчанади.

Дифракцион панжарада одатда иккинчи ёки учинчи тартибли спектрлар кузатилади, яъни $m = 2$ ёки 3. Шунга мувофиқ равишда дисперсион соҳа $\Delta\lambda = \lambda/2$ ёки $\lambda/3$ жуда катта. Дифракцион панжаранинг афзал томони ҳам худди мана шундадир; дифракцион панжара ҳатто *оқ ёруғликни*, яъни жуда кенг (бир неча минг ангстрем) спектрал интервални анализ қилишга имкон беради, Люммер — Герке пластинкаси эса бундай эмас: бу пластинкага тушаётган ёруғлик бир ангстремдан ортиқ спектрал интервал бўлган ҳолдаёқ у аниқ максимумлар бермайди. Шунинг учун интерференцион спектроскоплар фақат жуда бир жинсли бўлган ёруғликни, масалан, сийракланган газлар чиқарадиган спектрал чизиқларни анализ қилишгагина ярайди. Интерференцион спектроскоплар бундай чизиқларни анализ қилишда бебаҳо хизмат кўрсатиб, бу чизиқда бир неча компоненталар борлигини (нозик структура) топишга имкон беради, чизиқнинг кенглигини баҳолайди, ташқи факторлар таъсири остида ўзгаришлар содир бўлишини (ажралишлар) аниқлайди (масалан, Зееман эффекти) ва ҳоказо.

Дисперсион соҳанинг аҳамиятини қуйидаги тажрибада жуда яққол кўриш мумкин. Симобли лампа ёқилган пайтда унда паст босимли симоб буғлари бўлади ва бу пайтда лампа анча энсиз спектрал чизиқлар чиқаради, бу чизиқлар Фабри — Перо эталони қатнашган спектроскопда (кўзгулар орасидаги масофаси 1 см га яқин) кескин максимум ва минимумлар беради. Бир оз вақт ўтгач, лампа қизийди, буғ зичлиги ортади, чизиқлар шунчалик кенгайиб кетадики, $\Delta\lambda$ интервал асбобнинг дисперсион соҳасидан ортиқ бўлиб қолади: максимумлар қўшилишиб кетади ва интерференцион манзара йўқолади. Бироқ лампа кучли равишда вентилятор билан шамоллатиб турилса, лампа совийди ва максимумлар яна ажралади.

г. Спектрал асбобларнинг хоссаларини солиштириш. Турли хил спектрал аппаратларнинг хоссалари 9.2-жадвалда солиштирилган: λ/m га тенг бўлган дисперсион соҳа $G = \Delta\lambda$, $\mathcal{A} = \lambda/\delta\lambda$ ажрата олиш кучи бўлиб, у mN га тенг. Жадвал спектрнинг яшил соҳаси учун ($\lambda = 5000$ Å$=500$ нм) тузилган.

9.2-жадвалда берилган маълумотлар бу турдаги энг яхши аппаратларни характерламаса ҳам, ҳар қалай тузуккина аппаратларни характерлайди.

Хоссаларни қиёслашдан шу нарса кўринадики, яхши дифракцион панжаранинг ажрата олиш қобилияти яхши интерференцион спектроскопларнинг ажрата олиш қобилиятига яқин бўлиб, бироқ панжара қўлланилиш соҳаси (дисперсия соҳаси) жиҳатидан

беқиёс даражада устун туради. Дифракцион панжара воситасида эришиладиган энг юқори натижалар олишда у билан ишлаш жуда эҳтиётликни талаб қилиши панжаранинг камчилиги ҳисобланади. Бироқ ажрата олиш кучи $e\mathcal{A} \approx 3 \cdot 10^4 — 10^5$ бўлган ўртача асбоблар билан ишлаганда дифракцион панжара энг яхши дисперсияловчи элемент ҳисобланади, панжара призмали спектрографлардан (қ. 94-§) афзалдир. Шу сабабли дифракцион спектрал асбоблар кенгроқ қўлланиладиган бўлди.

9.2-жадвал

Турли хил спектрал аппаратларнинг характеристикаси

	m	N	G, $A°$	$e\mathcal{A}$	$\delta\lambda$ тақрибан, $A°$
Фабри — Перо эталони, $d = 25$ мм, $R = 0{,}9$	10^5	30	0,05	$3 \cdot 10^6$	0,0017
Майкельсон интерферометри	10^6	2	0,005	$2 \cdot 10^6$	0,0025
Люммер — Герке пластинкаси	$5 \cdot 10^4$	10	0,10	$5 \cdot 10^5$	0,01
Майкельсон эшелони	$1 \cdot 10^4$	30	0,50	$3 \cdot 10^5$	~0,017
Дифракцион панжара	3	10^5	~1700	$3 \cdot 10^5$	~0,017

Баъзан турли хил спектрал аппаратларнинг ишини комбинациялаб, ажрата олиш қобилиятини камайтирмаган ҳолда аппаратуранинг дисперсион соҳасини орттириш мумкин. Биз бундай махсус ҳоллар устида тўхталмаймиз.

51-§. Ёруглик импульсини анализ қилишда спектрал аппаратнинг роли

Мураккаб тўлқин импульсини биз спектрал аппарат ёрдамида спектрга ёямиз, яъни бу импульсда тўпланган энергияни турли частоталар бўйича тақсимлаймиз. Бироқ бундан олдинги параграфдан маълум бўлишича, энергиянинг частоталар бўйича тақсимот характери ажрата олиш кучи турлича бўлган спектрал асбобларда турлича бўлади. Шундай қилиб, импульсни спектрал асбоб воситасида ўрганиш натижаси импульснинг ўзининг хоссаларига (унинг вақт ўтиши билан ўзгариш қонунига, яъни импульснинг шакли ва давом этиш муддатига) ҳам, спектрал аппаратнинг хоссаларига (унинг ажрата олиш қобилиятига) ҳам боғлиқ.

Асбобнинг ажрата олиш қобилияти қанча юқори бўлса, бу асбоб энергиянинг спектрга ёйилиш манзарасини шунча кам бузади; аксинча, асбобнинг ажрата олиш кучи кичик бўлганда энергия тақсимотининг манзараси асосан асбобнинг хоссаларига боғлиқ бўлиб қолиб, кузатилаётган импульснинг хусусиятларини акс эттиролмайди.

Бироқ шуни эсда тутиш керакки, ажрата олиш кучи чексиз катта асбоб билан ишлаганда спектрограмманинг шакли импульснинг шакли билан бир қийматли аниқланган бўлиши кераклигига қарамай, бунга тескари хулоса чиқариш нотўғри: бундай спектрограммага қараб биз *тўлқин импульсининг шакли* тўғрисида хулоса чиқара олмаган бўлар эдик.

Ҳақиқатан ҳам, бундай идеал спектрограммадан импульс энергиясининг частоталар бўйича тақсимоти тўғрисида олинган маълумотлар импульсни Фурье теоремасига асосан қаторга (интегралга) ёйишдаги алоҳида элементларнинг *коэффициентларинигина* тиклашга имкон беради, чунки алоҳида спектрал чизиқнинг интенсивлиги ёйилманинг тегишли коэффициенти билан аниқланади. Бироқ импульснинг шакли бу коэффициентларнинг қийматигагина эмас, балки унинг айрим компонента ларининг фазалари муносабатига ҳам боғлиқ. Шунинг учун шакли жуда хилма-хил бўлган импульслар Фурье коэффициентларининг айни бир қийматларига мос келиши ва демак, спектрга айни бир хил ёйилиши мумкин. Шундай қилиб, тайинли бир тўлқин импульсини маълум бир аппарат воситасида спектрга ёйиш тўғрисидаги масала бир қийматли ҳал қилинади. Импульснинг спектрига қараб, ҳатто ажрата олиш кучи чексиз катта бўлган асбоб воситасида топилган спектрига қараб, импульснинг ўзини тиклаш масаласи ноаниқлигича қолади.

Дифракцион панжара ёки бошқа спектрал аппарат импульсни синусоидал компонентларга ёйишдек ўша масалани физик йўл билан ҳал қиладиган асбобдир; дастлабки импульс шаклининг математик ифодаси маълум бўлганда бу масалани соф математик йўл билан ҳал қилиш мумкин.

Мана шу нуқтаи назардан олиб қараганда, тўлқин импульсларидан иборат бўлган номонохроматик ёруғлик, жумладан, оқ ёруғлик монохроматик ёруғлик тўлқинлари тўпламидан иборат, деган даъво шовқин мунтазам музикавий тонлар тўпламидир, деган даъводан ортиқ маънога эга эмас. Ёруғлик импульсидан ҳам, товуш импульсидан ҳам тегишли анализаторлар (анализ қилувчи асбоблар) ёрдамида бирор оддий тонни (монохроматик ёруғликни) ажратиб олиш мумкин. Бироқ *ўрганилаётган импульсни* биз ишлатаётган асбоб ўзгартирган компонента ларнинг монохроматиклик даражаси асбобнинг хоссаларига ва унинг ажрата олиш кучига боғлиқ. Шунинг учун спектрал асбоб воситасида ўтказилган анализнинг озми-кўпми даражада мукаммал бўлиши импульсни ўзгартиришда қандай асбоб ишлатилганига боғлиқ. Бундай ўзгартиришнинг моҳияти панжаранинг импульсга кўрсатадиган таъсирини ўрганишда яққол кўринади. Бу мисол спектрнинг кўриниши спектрал аппаратнинг ажрата олиш кучига нақадар чамбарчас боғлиқ эканлигини ҳам яққол кўрсатади.

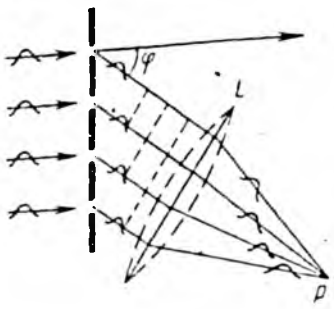
Шакли ихтиёрий бўлган қиска* импульс дифракцион панжарага нормал равишда тушаётган бўлсин; нормал билан φ бурчак ҳосил киладиган йўналишда жойлашган қабул қилувчи аппаратга кўрсатиладиган таъсирни кўриб чиқамиз (9.30- расм). Панжаранинг ҳамма шаффоф элементлари (яъни тирқишлари) бараварига P нуқтага томон φ дифракция бурчаги остида борадиган ғалаёнланишнинг манбалари бўлиб қолади. Бироқ расмдан кўринишича, бу айрим ғалаёнланишлар P нуқтага бир вақтда эмас, балки систематик равишда $d\sin\varphi/c$ миқдорга кечикиб келади, бу ерда d — панжаранинг даври, c — ёруғлик тезлиги, Шундай қилиб, P нуқтага бир-биридан $T = d\sin\varphi/c$ вақт оралатиб даврий равишда келадиган ғалаёнланиш тушиб туради; ҳар бир φ йўналиш учун ўзининг таъсир этиш даври (T) бўлади. Демак, гарчи панжарага тушган импульс якка импульс бўлишига қарамай, ҳар қандай P нуқтадаги таъсир даврий характерда бўлади. Панжаранинг тирқишлари қанча кўп бўлса, даврий таъсир шунча узоқ вақт давом этади. Тирқишлар сони чексиз катта бўлган (ажрата олиш кучи чексиз бўлган) идеал панжарада даврий таъсир чексиз узоқ вақт давом этади. Бундай чексиз даврий таъсир, Фурье теоремасига кўра, даврлари T, $\frac{1}{2}T$, $\frac{1}{3}T$, ... бўлган *синусоидал* тебранишлар тўплами сифатида тасвирланиши мумкин; бу синусоидал тебранишларнинг амплитудалари бу даврий таъсирларнинг характерига боғлиқ, бу характер эса импульснинг шакли ва давом этиш муддати билан, панжаранинг шаффоф ва ношаффоф жойларининг ўлчамлари ўртасидаги муносабат билан аниқланади. Даврий турткиларни синусоидал тебранишларга бундай ажратиш шуни билдирадики, P нуқтадаги ҳодисалар гўё бу нуқтага тўлқин узунликлари мос равишда

$$\lambda_1 = cT = d\sin\varphi;\ \lambda_2 = c\,{}^1\!/_2\,T = {}^1\!/_2\,d\sin\varphi;$$
$$\lambda_3 = c\,{}^1\!/_3\,T = {}^1\!/_3\,d\sin\varphi,\ \ldots$$

бўлган монохроматик тўлқинлар келгандагидек юз беради. Шундай қилиб, φ йўналишда узунликлари $d\sin\varphi = m\lambda$ шартга (бунда m— бутун сон), яъни дифракцион спектрнинг бош максимумлари вазиятини аниқловчи шартга бўйсунувчи монохроматик ёруғлик тўлқинлари кузатилади.

$\varphi = 0$ йўналишда импульслар ҳамма тирқишлардан бир вақтда келади: даврий таъсир кзага келмайди ва нолинчи максимум «оқлигича» қолаверади. Бу хулосаларнинг ҳаммаси дифракцион панжараларнинг одатдаги назариясига мувофиқ келади (қ. 46- §). Бу молаҳазалар импульсни ифодаловчи нодаврий функцияни гармоник тузувчиларга ёйишнинг математик амали ўрнига импульсни

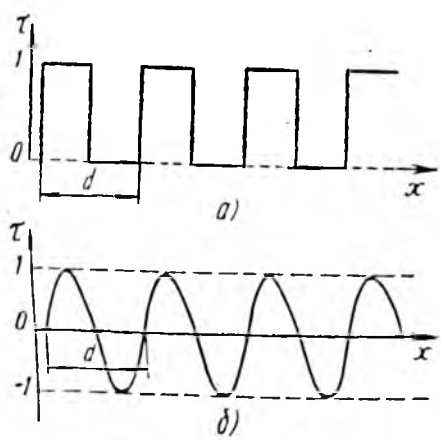
* Импульснинг давом этиш муддати ҳар қандай T га нисбатан жуда кичик бўлгани учун биз импульсни «киска» импульс деб атадик (пастроққа қаранг).



9.30-расм. Импульснинг дифракцион панжара орқали ўтишида монохроматик тўлқинлар тўпламига айланиши.

даврий процессга айлантиришнинг физик манзарасини олдинга суриб, дифракцион панжаранинг импульсга қиладиган таъсирини кўрсатади.

Ҳосил бўлган *даврий* таъсирни кўриб чиқишда биз даврий функцияни синусоидаларга ёйишнинг математик амалидан фойдаланганимиз эҳтимол бир оз маъқул бўлмагандир. Бироқ бу ерда ҳам масаланинг физик моҳиятини кўпроқ очадиган йўлдан бориш мумкин. Биз одатдаги (тирқишли) панжара билан, яъни даврий равишда такрорланадиган шаффоф ва ношаффоф жойлари бўлган панжара билан иш кўрдик. Бошқача айтганда, панжаранинг *ёруғлик ўтказиш коэффициенти* (τ) панжара бўйлаб 0 дан 1 гача сакраб ўзгаради (9.31-*а* расм). Энди шаффофлиги x координата бўйлаб синусоидал $\tau = \sin(2\pi/d)x$ қонун бўйича ўзгарадиган панжара билан ишлаётирмиз деб фараз этайлик, бу ерда d — панжаранинг фазовий даври, яъни τ коэффициент $+1$ дан -1 гача ўзгаради (қ. 9.31-*б* расм). τ нинг манфий қиймат олишининг, яъни ўтаётган ёруғлик амплитудаларининг манфий бўлиб қолишининг маъноси жуда оддий: мусбат ва манфий амплитудали тўлқинларнинг фазалари қарама-қаршидир. Бинобарин, биз ишлаётган панжара амплитуда-фаза характерига эга: фазовий даврнинг ярмида амплитуда бирдан нолгача ўзгаради, иккинчи ярмида амплитуда нолдан биргача ортади, бироқ фазаси аксинча ўзгаради.



9.31-расм. Панжаранинг ёруғлик ўтказиш коэффициенти (τ) билан x координата орасидаги муносабат.

а — даври d бўлган тирқишли панжара; *б* — даври d бўлган синусоидал панжара.

Юқорида келтирилган мулоҳазаларни (қ. 9.30-расм) бундай панжара учун такрорлаб, P нуқтага (φ йўналишда) вақт ўтиши билан

$$\sin\frac{2\pi}{T}t$$

қонун бўйича ўзгарувчи ёруғлик тебраниши етиб келишини топамиз, бу ерда $T = \dfrac{d\sin\varphi}{v}$.

Ҳақиқатан ҳам, вақт ўтиши билан P нуқтага панжа-

ранинг ёруғлик ўтказиш коэффициентлари $\sin\frac{2\pi}{d}x$ қонун билан ўзгарадиган қисмларидан чиққан ёруғлик тебранишлари етиб келади, бунда x координата вақтга шундай боғлиқ равишда ортадики, T вақт ичида x координата d миқдорда ўзгаради, яъни $x=\frac{d}{T}t$. Шундай қилиб, P нуқтада ёруғлик тебраниши

$$\sin\frac{2\pi}{d}x=\sin\frac{2\pi}{d}\frac{d}{T}t=\sin\frac{2\pi}{T}t$$

қонун билан ўзгаради.

Агар биз кўриб чиқаётган панжара чексиз узун бўлса (яъни ажрата олиш қобилияти чексиз катта бўлса), у ҳолда бу синусоидал ёруғлик тебраниши вақтда чегараланмаган ва даври T ёки тўлқин узунлиги $\lambda=cT=d\sin\varphi$ бўлган қатъий монохроматик ёруғлик бўлади.

Демак, *синусоидал* панжарада максимум ҳосил бўлиш шарти

$$d\sin\varphi=\lambda \qquad (51.1)$$

кўринишда бўлади; маълумки, одатдаги дифракцион панжарада бу шарт $d\sin\varphi=m\lambda$ эди. Асосий фарқ шундаки, *синусоидал панжарада ҳосил бўлган дифракцияда фақат биринчи тартибли* ($m=\pm1$) *максимумлар пайдо бўлади*, одатдаги панжараларда эса нолинчи максимум ва турли тартибли максимумлар (Рэлей) ҳосил бўлар эди. Шунинг учун тўлқин узунлиги λ бўлган монохроматик тўлқин синусоидал панжарада (51.1) шартдан аниқланадиган фақат $\pm\varphi$ бурчаклар остидагина дифракцияланади. Даври d ва ажрата олиш қобилияти чексиз катта бўлган синусоидал панжарага тушган ихтиёрий шаклли импульс монохроматик тўлқинлар тўпламига айлантирилади, бу тўлқинларнинг ҳар бири (51.1) шартдан аниқланадиган ўзининг φ йўналиши бўйлаб тарқалади. Бу алоҳида монохроматик тўлқинларнинг интенсивликлари (амплитудалари) муносабати импульснинг шаклига боғлиқ. Агар панжарада штрихлар сони чексиз кўп бўлмаса, у ҳолда турли φ йўналишлар бўйлаб кетаётган алоҳида цуғларнинг давом этиш муддати қисқаради ва импульсдан ажратиб олинган тўлқинлар қатъий монохроматик бўлмай қолади. Чегараланган панжара воситасида импульсдан ҳосил қилинган бу тақрибий монохроматик цуглар импульснинг шаклига ҳам, панжаранинг ўлчамига, яъни даври тайинли бўлганда штрихларининг *сонига* ҳам боғлиқ. Бу параметрлар панжаранинг ажрата олиш қобилиятини характерлайди.

Бошқа спектрал аппаратларга тегишли бундай мулоҳазалар бирмунча мураккаброқдир, аммо ишнинг моҳияти бирдайлигича* қолади (қ. 92-машқ).

* Спектрга ёйиш масалалари ва спектрал аппаратнинг ўзгартиришлик роли қуйидаги китобда батафсил баён этилган: Г. С. Горелик, «Колебания и волны», Физматгиз, 1959.

X боб

КЎП ЎЛЧОВЛИ СТРУКТУРАЛАРДА ЮЗ БЕРАДИГАН ДИФРАКЦИОН ҲОДИСАЛАР

52-§. Дифракцион панжара бир ўлчовли структурадир

51-§ да баён қилинган материал (хусусан, фақат биринчи тартибли спектрлар берадиган синусоидал панжараларда юз берадиган дифракциянинг Рэлей топган хусусияти) ихтиёрий кўринишдаги структураларда юз берадиган дифракция тўғрисидаги масалани жуда умумий ва амалий жихатдан муҳим бўлган усулда текшириб чиқиш имконини беради. Структура ҳар қандай бўлганида ҳам (хусусан, у даврий бўлмаганида ҳам) дифракция ҳодисалари юз бераверади. Аммо амалда жуда кенг тарқалган бундай ҳолда дифракцион манзарани ҳисоб қилиш анча қийин. Рэлей бунга ўхшаш масалаларни ечишнинг жуда умумий усулини кўрсатиб берган.

Биз 4-§ да вақтнинг ҳар қандай функциясини вақтнинг даври, амплитудаси ва фазаси турлича бўлган синусоидал функциялари тўплами сифатида тасвирлаш мумкин эканлигини кўрдик. Шунга ўхшаш хоссалари, масалан ўтказиш коэффициенти фазовий координаталарнинг функцияси бўлган ҳар қандай фазовий структурани синусоидал структуралар тўплами кўринишида тасвирлаш мумкин (Фурье теоремаси). Структуранинг ўтказиш коэффициенти фақат битта координатага, масалан, x га боғлиқ бўлган хусусий ҳолда айрим синусоидал структураларнинг ўтказиш коэффициенти $a\sin\left(\frac{2\pi}{d}x+\psi\right)$ кўринишида тасвирланади, бундаги a — амплитуда, d — фазовий давр ва ψ — фаза. Даврий бўлмаган структура узлуксиз ўзгариб борувчи даврли синусоидал структуралар тўплами орқали (Фурье интеграли кўринишида) тасвирланади. d даврли даврий структура шундай бир қаторнинг ҳадлари йиғиндиси тарзида тасвирланиши мумкинки, бу қаторнинг битта ҳади умумий ҳолда ўзгармас катталик бўлиши, қолган ҳадлари эса x нинг d, $1/2\,d$, $1/3\,d$, ... даврли синусоидал функциялари бўлади, яъни қолган ҳадлари $a_n\sin\left(\frac{2\pi n}{d}x+\psi_n\right)$ кўринишида (Фурье қатори кўринишида) бўлади (бунда $n=1,\ 2,\ 3,\ \ldots$). Кўриб чиқилаётган структуранинг характери қатордаги айрим синусоидал ҳадларнинг амплитуда ва фазалари қийматини аниқлаб беради. Демак, мураккаб структурада юз берадиган дифракцияни бу структуранинг Фурье ёйилмасидаги ҳар бир ҳаддаги дифракцияни ҳисоблаб чиқиш йўли билан топиш мумкин. Фурье ёйилмасидаги ўзгармас ҳад нолинчи максимум беради, синусоидал ҳадларнинг ҳар бири биринчи тартибли ($m=\pm 1$) иккита максимум беради. Синусоидал структураларнинг даври турли бўлганлиги учун биринчи тартибли мос максимумларнинг дифракция бурчаклари ҳам турлича бўлади ва

биргаликда бутун структуранинг тўла дифракцион манзараси ҳосил бўлади. Бу нуқтаи назардан қараганда оддий дифракцион панжаранинг юқори тартибли максимумлари унга мос синусоидал ҳаднинг биринчи тартибли максимумларидир. Масалан, учинчи тартибли ($m = \pm 3$) максимумлар $^1/_3 d$ даврли учинчи синусоидал структуранинг биринчи тартибли ($m = \pm 1$) максимумларидир. Шундай қилиб, ўрганилган *бир ўлчовли* панжара (ўтказиш коэффициенти фақат битта координата бўйлаб ўзгарадиган панжара) учун бу анча умумий текшириш усули ёрдамида тажрибага мувофиқ келадиган натижа оламиз.

53- §. Икки ўлчовли структураларда юз берадиган дифракция

Ёруғлик дастаси йўлига қўйилган пластинканинг ўтказиш коэффициенти битта йўналиш бўйлаб эмас, балки шу пластинканинг бутун сирти бўйича ўзгариш ҳоли анча кўп учрайди. Бу ҳолга тартибсиз чангланган шиша пластинкаси ёки қиров босган дераза ойнаси мисол бўла олади. Равшанки, ўтказиш коэффициентининг бундай ўзгаришини сиртнинг иккита координатаси бўйича ўзгариш деб ҳисобласа бўлади, бинобарин текширилаётган структура *икки ўлчовли* бўлади. Энг содда ҳолда бу структура икки ўлчовли даврий структура (икки ўлчовли панжара) бўлиб, умумий ҳолда эса икки ўлчовли кўп панжаралар тўпламидан иборат.

Даврлари d_1 ва d_2 бўлиб, ўзаро перпендикуляр равишда айқаш жойлашган панжаралардан иборат бўлган икки ўлчовли панжарани кўриб чиқайлик. Шиша пластинкалар юзида ҳосил қилинган дифракцион панжаралардан иккитасини уларнинг штрихлари бир-бирига перпендикуляр бўладиган қилиб бевосита бирининг орқасига бирини қўйсак, юқоридагидек икки ўлчовли панжара ҳосил бўлади.

Монохроматик ёруғликнинг юпқа дастаси вертикал штрихли биринчи панжарадан ўтиб, горизонтал чизиқ бўйлаб жойлашадиган максимумлар (нолинчи ва юқори тартибли максимумлар) тўпламини бериши керак.

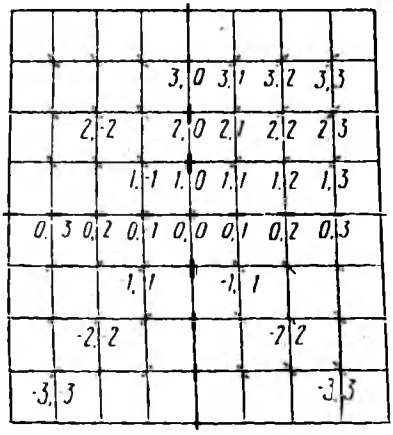
Ҳар бир максимумга мос келувчи ёруғлик дастаси иккинчи панжарадан ўтаётиб, вертикал чизиқ бўйлаб жойлашадиган максимумлар берувчи ёруғлик дасталарининг янги тўпламига ажралади. Спектрнинг тўла манзараси 10.1-расмдагидек бўлади. Доғлар атрофидаги 0,0; 0,1; 1,1; 1,2 ва ҳоказо рақамлар биринчи ва иккинчи панжарадаги спектр тартибини кўрсатади; уларнинг интенсивлиги панжарадаги дифракцион спектрлар интенсивлигининг тақсимот қонуни бўйича камаяди. Бундай панжарада юз берадиган дифракциянинг элементар назариясини тузиш қийин эмас.

Ёруғлик ўшандай панжарага тик тушаётган бўлсин. Ёруғликнинг йўналишини Z ўқ деб, панжаралардаги штрихлар йўналишини X ва Y ўқ деб оламиз ва тушаётган ёруғлик дастасининг йўналишини α_0, β_0, γ_0 бурчаклар билан, дифракцияланган дастанинг

йўналишини α, β, γ бурчаклар билан характерлаймиз. Биз кўриб чиқаётган ҳолда $\alpha_0=\pi/2$, $\beta_0=\pi/2$, $\gamma_0=0$, яъни $\cos\alpha_0=\cos\beta_0=0$, $\cos\gamma_0=1$. Дифракцияланган нур X ўқ бўйлаб оғганда дифракция бурчагининг қийматига боғлиқ ҳолда ёруғлик минимумлари ва максимумлари ҳосил бўлади. Бир ўлчовли панжара назариясини татбиқ этиб, бош максимумларнинг вазиятлари

$$d_1\cos\alpha=\lambda,\ 2\lambda,\ 3\lambda,\ \ldots,\ m_1\lambda \qquad (53.1)$$

шартларни қаноатлантириши кераклигини топамиз.



10.1-расм. Икки ўлчовли панжарада юз берадиган дифракцияда интенсивлик тақсимотининг схематик тасвири.

Худди шунга ўхшаш, Y ўқ йўналишидаги дифракция ҳам йўналишлари

$$d_2\cos\beta=\lambda,\ 2\lambda,\ 3\lambda,\ \ldots,\ m_2\lambda \qquad (53.2)$$

шартлардан аниқланувчи бош максимумлар беради.

Демак, фақат юқорида ёзилган икки шартни қаноатлантирувчи йўналишлардагина бош максимумлар бўлиши мумкин, бунда m_1 ва m_2 бутун сонларнинг ҳар бир жуфтига бирор тартибли максимум мос келади. α ва β ларнинг шу тариқа топилган қийматларига қараб

$$\cos^2\alpha+\cos^2\beta+\cos^2\gamma=1 \qquad (53.3)$$

геометрик муносабатдан γ бурчакнинг қийматлари аниқланади. Шундай қилиб, қуйидаги

$$\left.\begin{aligned} &d_1\cos\alpha=m_1\lambda,\\ &d_2\cos\beta=m_2\lambda,\\ &\cos^2\alpha+\cos^2\beta+\cos^2\gamma=1 \end{aligned}\right| \qquad (53.4)$$

учта шартдан (m_1 ва m_2 — бутун сонлар) маълум структура (d_1 ва d_2) ва муайян λ тўлқин узунлик учун α, β, γ бурчакларнинг қийматларини топамиз; бу бурчаклар ёруғликнинг бош максимумлари кузатиладиган йўналишларни белгилайди. Агар текширилаётган панжара жуда кўп элементлардан (штрихлардан) тузилган, деб фараз қилинса, у ҳолда бош максимумлар жуда кескин бўлади ва уларда дифракцияланган тўлқинларнинг деярли бутун ёруғлик энергияси тўпланади. Шундай қилиб, амалда ёруғлик фақат кўрсатилган айрим йўналишларда кузатилади, аниқроғи, кўрсатилган йўналишлар атрофидаги кичкина фазовий бурчакда кузатилади.

Агар d_1 ва d_2 даврли панжаралар ўзаро перпендикуляр бўлмасдан бир-бири билан бирор бурчак ташкил қилса, принцип жиҳатдан олганда бизнинг мулоҳазаларимиз ўз кучида қолаверади, фақат геометрик муносабатлар ўзгаради. Максимумларнинг (доғларнинг) вазияти, албатта, панжаралар штрихлари орасидаги бурчакка ҳам боғлиқ бўлади. Демак, доғларнинг жойлашишига қараб *штрихланган сиртнинг структурасини*, яъни d_1 ва d_2 даврларни ҳамда панжараларнинг ўзаро қандай жойлашганини билиш мумкин.

Агар сиртий (икки ўлчовли) структура даврий бўлмаса, масалани таҳлил қилиш учун Рэлей методини қўллаш лозим. Анча мураккаброқ манзара ҳосил бўлади. Структура ўлчамлари ва шакли жиҳатдан бир-бирига яқин, лекин ҳар хил жойлашган зарралардан тузилган (чангланган пластинка, ойнакдаги қиров) хусусий ҳолда бундай структура барча мумкин бўлган вазиятларда жойлашган содда панжаралар тўпламига эквивалент бўлади, тегишли дифракцион манзара эса қатор концентрик доиралар кўринишида бўлади. Бундай пластинка орқали равшан ёруғлик берадиган кичик манбага қараб, бу ҳодисани осон кузатиш мумкин.

54-§. Уч ўлчовли структураларда юз берадиган дифракцион ҳодисалар

Фазовий биржинслимасликларда юз берадиган дифракция энг қизиқарли ва амалий жиҳатдан аҳамиятлидир. Бу ҳолда тўлқин бир жинсли муҳитда эмас, балки бир жинсли бўлмаган муҳитда тарқалади. Бир жинсли бўлмаган муҳитларнинг айрим қисмларида тўлқин тезлиги қолган қисмлардаги тезликдан фарқ қилади, яъни қисмларнинг синдириш кўрсаткичи турли бўлади.

Агар муҳит оптик жиҳатдан етарлича бир жинсли бўлса, яъни ҳар қандай кичкина* соҳасининг синдириш кўрсаткичи бошқа соҳасининг синдириш кўрсаткичига тенг бўлса, ёруғлик тўлқини бу муҳитда йўналишини ўзгартирмасдан тарқалади.

Хусусан, ясси тўлқин бундай муҳитда тарқалаётиб, ясси тўлқинлигича қолади. Бу хулосани Френель фикрича ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалишини тушунтирадиган мулоҳазаларга ўхшаш мулоҳазалар билан тасдиқлаш мумкин. Агар муҳитнинг бир жинслилигини бирор аралашмалар ёки бирор процесслар бузган бўлса, яъни муҳитда бошқа соҳаларнинг синдириш кўрсаткичидан фарқ қиладиган синдириш кўрсаткичли кичкина соҳалар бўлса, бундай соҳаларда дифракцион ҳодисалар юз бериши керак ва ёруғликнинг бир қисми ўзининг дастлабки йўналишидан оғади(дифракцияланади).

Ҳақиқатан ҳам, тўлқин фронтининг турли синдириш кўрсат-

* Чизиқли ўлчамлари ёруғлик тўлқинининг узунлигига нисбатан жуда кичик бўлган соҳа кичкина соҳа деб ҳисобланади.

кичли соҳалардан бораётган қисмлари турлича тезликда тарқалади, оқибатда тўлқин фронти (яъни бир хил фазали сирт) ясси бўлмай қолади ва ёруғлик турли йўналишларда тарқалади.

Бу турдаги ҳодисалар табиатда кенг миқёсда кузатилади. Бундай ҳодисалар жумласига даставвал ёруғликнинг туманда тарқалиш ҳодисаси киради, бу ҳодиса кемаларнинг туманда юришида катта аҳамиятга эга. Худди мана шу амалий масала бу ҳодисанинг батафсил ўрганилишига биринчи сабаб бўлди (Тиндаль, 1868 й.). Бир жинсли бўлмаган соҳаларда юз берадиган дифракция ҳодисаси Қуёш ва Ой атрофида (гало ва тожлар деб аталмиш) доира ва ҳалқалар пайдо бўлишига сабаб бўлиб, метеорологик оптикада катта роль ўйнайди. Гало ёки тожлар Қуёш ёки Ойдан келаётган нурларнинг ҳаводаги муаллақ майда зарраларда* синиши ва дифракцияланиши оқибатида пайдо бўлади.

Фазовий тўсиқлар ёки бир жинсли бўлмаган соҳаларда юз берадиган дифракция ҳодисасини бундай соҳалар сони жуда катта ва уларнинг ўлчами кичик бўлган ҳолларда кузатиш жуда осон. Бундай ҳолда муҳит *хира* муҳит дейилади ва дифракция ҳодисаси одатда ёруғликнинг *сочилиши* деб аталади. Бу ҳодисани биз кейинроқ яна ўрганамиз, айниқса муҳит ёт зарралар қўшилиши туфайли ифлосланиб хираланмай, балки муҳит ўзининг молекуляр тузилиши оқибатида хираланадиган ҳолни батафсилроқ қараб чиқамиз. Шуни таъкидлаймизки, муҳитнинг молекуляр тузилиши одатдаги ёруғлик тўлқинлари учун биржинслимасликлар пайдо қилмайди, чунки молекулаларнинг ўлчами ёруғлик тўлқини узунлигидан мингларча марта кичикдир. «Молекуляр хиралик» молекулаларнинг тартибсиз иссиқлик ҳаракати вақтида анча кўп молекулаларнинг тасодифий йиғилиб қолиши оқибатидир. Аксинча, жуда қисқа тўлқинлар учун, масалан, Рентген нурлари учун молекулалар борлигининг ўзиёқ муҳитнинг бир жинсли бўлмаслигини тақозо қилади ва дифракцияга (ёруғликнинг сочилишига) сабаб бўлади.

Шакли ихтиёрий бўлган фазовий биржинслимасликларда юз берадиган дифракцияни текшириш жуда мураккаб масаладир. Шунинг учун биз бир жинслимасликлар мунтазам даврий характерга эга бўлган, яъни улар *панжара* ҳосил қилган энг содда ҳол билан чекланамиз. Аммо бу ҳолда муҳитнинг даврий структураси фазовий характерда бўлади, яъни панжара муҳитда барча йўналишлар бўйлаб давом эттирилган бўлади. Биз фазовий даврий структурани учта координата йўналишлари бўйича олинган даврий структураларнинг тўплами сифатида тасвирлашимиз ва мана шу

* Томчилардаги *дифракция* туфайли ҳосил бўладиган кичик радиусли тожларни ҳавода муаллақ юрган гексагонал муз кристаллчаларида ёруғлик *синиши* туфайли ҳосил бўлувчи катта доиравий галолардан (бурчакли ўлчами 22° ва 46°) фарқ қилиш лозим.

уч ўлчовли фазовий панжарадаги ясси тўлқинлар дифракциясини кўриб чиқишимиз мумкин.

Рэлей методидан фойдаланиб (52-§), ҳар қандай фазовий структуралардаги, жумладан даврий бўлмаган фазовий структуралардаги дифракцияни (ёруғлик сочилишини) текшириш мумкин.

Муҳит X ўқ бўйлаб d_1 даврли даврий структурадан, Y ўқ бўйлаб d_2 даврли панжарадан, Z ўқ бўйлаб d_3 даврли панжарадан иборат бўлсин, деб фараз қилайлик, бунда d_1, d_2, $d_3 > \lambda$ бўлсин. Ромбик* кристалларнигина кўриб чиқамиз, улар учун элементар ячейканинг қирралари (d_1, d_2, d_3) ўзаро перпендикуляр бўлади. Булар жумласига, албатта, хусусий ҳол сифатида тетрагонал ($d_1 = d_2$, d_3) ва кубик ($d_1 = d_2 = d_3$) панжаралар киради. Ёруғликнинг тарқалиш йўналиши тўлқин нормали билан координата ўқлари ташкил этган учта бурчак орқали ифода қилинади; тушаётган ёруғлик учун бу бурчакларни α_0, β_0, γ_0 билан, дифракцияланган ёруғлик учун α, β, γ билан белгилаймиз.

Ёруғлик Z ўқ бўйлаб тушаётган бўлсин, яъни $\alpha_0 = \beta_0 = \pi/2$ ва $\gamma_0 = 0$ бўлсин. XY текисликка параллел бўлган бирор қатламни, яъни $z = \text{const}$ бўлиши билан характерланадиган қатламни кўриб чиқамиз. Бу қатлам икки ўлчовли панжара бўлиб, ёруғлик ундан ўтаётиб, олдинги параграфда кўриб ўтилганча дифракцияланади. *Ҳар бир* λ тўлқин узунлик учун α, β, γ бурчакларнинг (53.4) шартлардан топиладиган қийматлари билан аниқланувчи йўналишлар бўйича максимумлар ҳосил бўлади.

Аммо мана шу ҳолда муҳит Z ўқ бўйлаб d_3 давр билан даврий жойлашган икки ўлчовли панжаралар тўпламидан иборат. Агар панжаранинг ҳар бир қатлами етарлича шаффоф бўлса, у ҳолда ёруғлик қисман биринчи қатламда дифракцияланади, қисман эса кейинги қатламга ўтиб боради ва бу иккинчи қатламда юқоридагидек қисман дифракцияланади, қолган қисми келгуси қатламга ўтиб боради ва ҳоказо. Шундай қилиб, юқорида топилган (α, β, γ) йўналишда муайян йўл фарқига эга бўлган бир қанча когерент тўлқин тарқалади ва охирги натижани ҳосил қилиш учун бу тўлқинларнинг ўзаро интерференциясини ҳисобга олишимиз керак.

Натижани схематик 10.2-расмдан топиш осон, бу расмда OZ — тушаётган тўлқин йўналиши; AN, BM, CQ, DS, ... — схематик равишда p_1, p_2, p_3, ... кичкина юзчалар кўринишида тасвирланган айрим қатламларда дифракцияланган тўлқинларнинг йўналишлари; AN, BM, ... йўналишлар OZ йўналиш билан γ бурчак ташкил этади. $AB = BC = CD = \ldots = d_3$ масофа эса текширилаётган структуранинг учинчи даври. Нурларнинг ҳар бир жуфти орасида

$$(AB - AN) = (BC - BM) = (CD - CQ) = \ldots$$

* Ячейкасининг қирралари 90° дан фарқ қиладиган бурчак остида кесишувчи триклин кристалларнинг умумий ҳолида бу масалани кўриб чиқиш қийшиқ бурчакли координаталар системасини қўлланишни талаб қилган бўлар эди.

йўл фарқи бор. Кўрсатилган йўналишда ҳар бир қатлам оғдирган тўлқинлар бир-бирини ўзаро кучайтириши учун бу йўл фарқи *тўлқин узунликларнинг бутун сонига* тенг бўлиши керак.

Бу қўшимча шарт

$$d_3 - d_3\cos\gamma = m_3\lambda$$

кўринишда ифодаланади.

Шундай қилиб, даврлари d_1, d_2, d_3 бўлган фазовий структурада юз берган дифракцияда ёруғликнинг максимумлари фақат қуйидаги *тўрт* шартни қаноатлантирадиган йўналишларда ҳосил бўлади:

$$d_1\cos\alpha = m_1\lambda, \quad (54.1)$$

$$d_2\cos\beta = m_2\lambda, \quad (54.2)$$

$$d_3(1-\cos\gamma) = m_3\lambda, \quad (54.3)$$

дифракцион шартлар

(бунда m_1, m_2, m_3 — бутун сонлар) ва

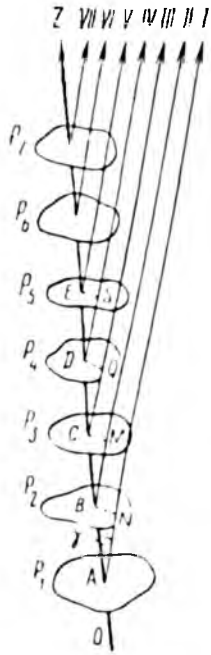
$$\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1 \quad (54.4)$$

(геометрик шарт)

Умуман айтганда, *ҳар қандай* тўлқин узунлик учун ҳам барча шартларни қаноатлантирадиган (α, β, γ) йўналиш мавжуд бўлавермаслигини кўриш осон. Ҳақиқатан ҳам, бу тенгламалардан α, β, γ ларни йўқотиб,

$$\frac{m_1^2\lambda^2}{d_1^2} + \frac{m_2^2\lambda^2}{d_2^2} + \frac{(d_3 - m_3\lambda)^2}{d_3^2} = 1 \quad (54.5)$$

муносабатни топамиз. Ёруғлик *маълум* йўналишда *маълум* структурага тушганида аниқ дифракцион максимумлар ҳосил бўлиши учун λ тўлқин узунлик қандай қийматларга эга бўлиши кераклигини юқоридаги муносабат кўрсатади.



10.2-расм. Уч ўлчовли структурада юз берадиган дифракция схемаси.

Демак, чизиқли ва сирт шаклидаги панжаралардаги дифракциядан фарқли равишда, муайян фазовий панжарадаги дифракцияда *барча тўлқин узунликлар учун эмас*, балки (54.5) шартни қаноатлантирувчи тўлқин узунликлар учунгина максимумлар ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, агар *чизиқли* панжарага барча тўлқин узунликлардан ташкил топган параллел даста (оқ ёруғлик) туширилса, *ҳар бир* тўлқин узунлик учун панжаранинг штрихларига перпендикуляр чизиқ бўйлаб жойлашадиган максимумлар ҳосил бўлади (спектр). Агар оқ ёруғликнинг параллел дас

таси *сирт* шаклидаги панжарага тушса, бу ҳолда барча тўлқин узунликлар учун панжара текислигига параллел бўлган текисликда муайян тартибда жойлашадиган максимумлар ҳосил бўлади (рангли доғлар). Агар барча тўлқин узунликлардан ташкил топган ёруғлик фазовий панжарага туширилса, у ҳолда юқоридаги шартни қаноатлантирувчи *баъзи бир* тўлқин узунликлар учунгина дифракцион максимумлар ҳосил бўлади. Узунлиги бошқа бўлган тўлқинлар нолинчи тартибли дифракцион максимум ҳосил қилади.

Максимумларнинг жойлашиши ва уларга мос келувчи λ тўлқин узунликлар қийматига асосланиб, дифракцияни юзага келтирган фазовий панжаранинг қандай тузилганлигини бир қийматли тасвирлаш мумкин экан.

55-§. Рентген нурларининг дифракцияси

Юқорида текширилган уч ўлчовли панжарадаги дифракция ғоят муҳим аҳамиятга эга. Бу дифракция Рентген нурларининг табиий кристаллардаги дифракциясида амалга оширилади. Рентген нурлари электромагнитик тўлқинлар бўлиб, уларнинг тўлқин узунлиги одатдаги ёруғликникидан мингларча марта кичик бўлади. Шу туфайли Рентген нурлари учун сунъий дифракцион панжаралар ясаш жуда қийин. Нурларни панжарага 90° га яқин бурчак остида туширилса, бу қийинчилик бартараф қилиниши мумкинлигини кўрган эдик. Аммо Рентген нурларининг дифракцияси штрихли қайтарувчили панжараларда оғма нурлар билан ўтказилган тажрибалардан анча олдин амалга оширилган эди. Лауэнинг фикрича (1913 й.), Рентген нурлари учун дифракцион панжара сифатида табиий фазовий панжаранинг ўзгинаси бўлмиш кристаллардан фойдаланилган эди. Кристаллда атом ва молекулалар уч ўлчовли мунтазам панжара кўринишида жойлашган бўлади; бундай панжараларнинг даври Рентген нурларининг тўлқин узунлиги билан тақкосланадиган даражада бўлади. Агар шундай кристаллга Рентген нурлари дастаси туширилса, у ҳолда кристалл панжара таркибидаги ҳар бир атом ёки молекуляр группа Рентген нурларини дифракциялайди. Бу юқорида кўриб ўтилган уч ўлчовли панжарадаги дифракциядир. Ҳақиқатан ҳам, кузатиладиган дифракцион манзаралар фазовий панжарада юз берадиган дифракциянинг характерли хусусиятларига мос келади.

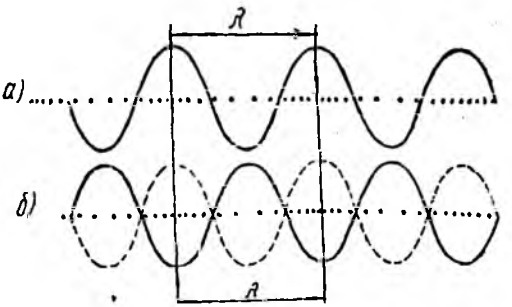
Лауэ методи туфайли жуда муҳим бўлган икки масала ҳал қилинди. Биринчидан, дифракцион панжара сифатида ишлатиладиган кристалл *панжаранинг тузилиши* маълум бўлса, Рентген нурларининг тўлқин узунлигини топиш мумкин бўлиб қолади. Шу йўсинда Рентген нурларининг спектроскопияси яратилди, бу эса атом тузилишининг энг муҳим хусусиятларини аниқлашга хизмат қилди (қ. 118-§). Иккинчидан, тўлқин узунлиги маълум бўлган Рентген нурларининг номаълум тузилишли кристалл структурада

юз берадиган дифракциясини кузатиб, бу *структурани* аниқлаш, яъни кристалл таркибидаги ионлар, атомлар ва молекулаларнинг бир-бири орасидаги масофа ва бир-бирига нисбатан эгаллаган вазиятини аниқлаш мумкин. Молекуляр физиканинг энг муҳим хулосаларига асос бўлган кристалл бирикмаларнинг структура анализи шу йўл билан вужудга келди.

56-§. Ёруғлик тўлқинларининг ультраакустик тўлқинлар туфайли ҳосил бўлган дифракцияси

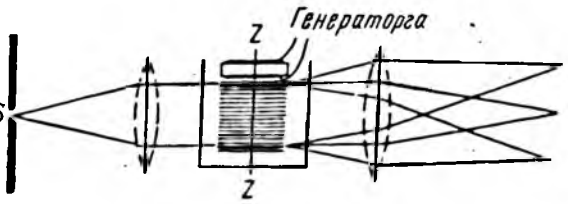
Кўзга кўринадиган ёруғлик тўлқинлари дифракцияси ҳодисасини кузатишга қулай бўлган фазовий панжарани ҳам амалга ошириш мумкин. Бунга даставвал ультратовуш тўлқинлари туфайли юз берадиган дифракцион ҳодисалар тааллуқлидир.

Маълумки, кварц ёки турмалин пластинкасида жуда катта частотали (10^8 Гц гача) механик тебранишлар ҳосил қилиш мумкин. Бундай тебранувчи пластинка атрофдаги муҳитда товуш тезлигида тарқалувчи эластик (ультраакустик) тўлқинлар чиқаради. Тебранувчи кварц пластинкасини бирор суюқликка, масалан, ксилолга туширсак, бу суюқликда ультраакустик тўлқинлар ҳосил бўлади. Суюқликдаги эластик тўлқин муайян тезликда тарқалувчи қисилиш ва сийракланиш тўлқинидир. Демак, ультраакустик тўлқин тарқалаётган суюқлик қисилган ва сийракланган соҳаларнинг, яъни ёруғликни синдириш кўрсаткичи турлича бўлган соҳаларнинг даврий кетма-кетлигидан иборат бўлади. Шунинг учун ультраакустик тўлқин тарқалаётган суюқлик ёруғлик учун *фазавий* панжара (қ. 48-§) бўлади, чунки ёруғлик бундай суюқлик устунидан ўтаётганда ёруғлик тўлқинининг амплитудаси эмас, балки фазаси ўзгаради. Агар ультраакустик тўлқин идишнинг тубидан қайтарилса, бу ҳолда бораётган ва қайтаётган тўлқинлар қўшилишиб, *турғун* ультраакустик тўлқин ҳосил қилади, бу тўлқин ҳам зичлиги ўзгариб турадиган ва бинобарин, ёруғликни синдириш кўрсаткичи ўзгариб турадиган даврий структурадан иборатдир. Борувчи тўл-



10.3-расм. Югурма (а) ва турғун (б) ультраакустик тўлқинларда зичлик тақсимоти.

Югурма тўлқинда ҳам, турғун тўлқинда ҳам даврий такрорланувчи зичланиш ва сийракланиш соҳаларининг узунликлари муҳитдаги ультраакустик тўлқин узунлигига тенг.



10.4-расм. Ультраакустик тўлқинларда юз берган дифракцияни кузатиш схемаси.

қин ҳолида ҳам, турғун тўлқин ҳолида ҳам ҳосил бўладиган фазавий панжаранинг даври ультраакустик тўлқиннинг *узунлигига* тенг бўлади, бу ҳол 10.3-расмда кўриниб турибди. Ксилолда ультраакустик тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги тахминан 1000 м/с, демак, частота 10^8 Гц бўлганда ультраакустик тўлқиннинг узунлиги $\lambda = 10^{-3}$ см $= 10$ мкм. Бинобарин, ксилолда ёруғлик тўлқинлари дифракциясини кузатиш учун анча қулай бўлган 10 мкм даврли фазавий панжара ҳосил бўлади. Тўлқинлар ҳосил қилинадиган кристаллнинг ўзида ҳам турғун ультраакустик тўлқин қарор топади ва бинобарин, тебранувчи кристалл ҳам фазавий дифракцион панжара бўлиб хизмат қила олади*.

Ультраакустик тўлқин ҳосил қилинган суюқлик солинган идишдан оқ ёруғлик дастасини ўтказилса (10.4-расм), экранда дифракцион панжаранинг кварцнинг тебраниш частотаси ва ультратовушнинг суюқликдаги тезлиги бўйича ҳисобланган даврига мос келадиган жуда яхши дисперсияли спектр ҳосил бўлади (10.5-расм).

Агар ультраакустик тўлқинлар уч йўналишда юборилса, у ҳолда ёруғлик нурлари учун фазовий панжара ҳосил бўлади. Дарвоқе, ҳатто кузатиш схемаси 10.4-расмда кўрсатилганча бўлганда ҳам (бунда ультраакустик тўлқинлар Z ўқ йўналишида тарқалади) фазовий панжара мавжуд бўлади, лекин икки X ва Y йўналишда панжаранинг даври нолга тенг, яъни туташ қайтарувчи текисликлар — кўзгулар бор бўлади. Бу кўзгулардан қайтиш қонуни (тушаётган нур ва қайтган нур кўзгуга ўтказилган нормал билан бир текисликда ётади ва тушиш бурчаги қайтиш бурчагига тенг бўлади) олдинги (54.1)—(54.4) муносабатлардаги α ва β бурчаклар қийматини белгилайди, кўзгулар системасидан қайтган нурларнинг

* Кўпчилик суюқликларда ультратовуш тўлқинлари тезлиги оддий товуш тўлқинлари тезлигидан фарқ қилмайди ва 1000—1500 м/с чамасида бўлади. Шаффоф қаттиқ жисмларда (шиша; кварц) товуш тезлиги 5000—6000 м/с чамасида бўлади. Шунинг учун ҳам бу моддаларнинг ҳаммасида 10^7 гц ва ундан ортиқ частотали ультраакустик тўлқинларда дифракцион тажрибаларни қулай амалга ошириш мумкин. Турғун тўлқинлар билан ишлаганда қайтарилган тўлқиннинг интенсивлиги борувчи тўлқиннинг интенсивлигига яқин бўлиши муҳим. Шунинг учун ультраакустик тўлқинларни кам ютадиган моддалар билан ишлаш яхши. Суюқликлардан сув ва ксилол ультраакустик тўлқинларни кам ютади. Ютишнинг ультраакустик тўлқин частотаси квадратига пропорционал равишда орта боришини назарда тутмоқ лозим.



10-5-расм. Ультраакустик тўлқинда юз берган дифракцияда олинган спектрлар.

ўзаро интерференцияси эса γ бурчак учун учинчи дифракцион шартни беради. Шундай қилиб, бу ҳолда ҳам учта бурчак учун учта дифракцион шарт ва геометрик (тўртинчи) шартга эга бўламиз. Бу ерда фазовий дифракция ҳодисаси (муайян тўлқин узунликларга тегишли дискрет максимумлар) Рентген нурлари ҳолидагидек унча яққол юз бермайди, чунки бу ҳолда бутун дифракцияловчи устуннинг ўлчамлари панжаранинг даврига нисбатан унча катта эмас; бу ҳол аслида ясси панжарадан ҳажмий панжарага ўтиш ҳолидир.

Ультраакустик тўлқинлар ёрдамида амалга ошириладиган фазавий панжаранинг яна бир хусусияти борлигини айтиб ўтиш лозим. Синдириш кўрсаткичи фақат фазовий жиҳатдан даврий бўлибгина қолмасдан, балки *вақт ўтиши* билан ҳам даврий ўзгариб туради, бу давр ультраакустик тўлқиннинг даврига тенг, яъни 10^7—10^8 Гц чамасида бўлади. Бу ҳол дифракцияланган ёруғлик интенсивлигининг ўша частота билан даврий ўзгариб туришига, яъни *модуляцияланишига* олиб келади. 4-§ да баён қилинганларга мувофиқ, унинг маъноси қуйидагича: агар ультраакустик тўлқин устига $\nu \approx 5 \cdot 10^{14}$ Гц частотали монохроматик ёруғлик тушса, бу ҳолда дифракцияланган ёруғликнинг частотаси ўзгариб $\nu \pm N$ бўлиб қолади, бунда N — қўлланилган ультраакустик тўлқиннинг частотаси. N частота 10^8 Гц чамасида бўлса, ёруғлик частотасининг бу ўзгариши арзимаган даражада бўлиб, дастлабки частотанинг ўн миллиондан бир неча улушини ташкил этади. Бу ўзгариш тажрибада кузатилган. Ниҳоятда катта илмий ва амалий аҳамиятга эга бўлган бундай ҳодисани биз ёруғликнинг сочилиши тўғрисидаги масалада учратамиз (қ. 162-§).

Баён қилинган мулоҳазаларни синдириш кўрсаткичи ҳар бир нуқтада вақт ўтиши билан ўзгариб турадиган турғун ультраакустик тўлқинга татбиқ этиш мумкин. Югурма ультраакустик тўлқин учун частотанинг ўзгаришини ҳаракатланаётган сиртлардан — югурма тўлқин фронти сиртларидан ёруғликнинг қайтиши натижаси, яъни Допплер ҳодисаси (қ. 127-§) натижаси сифатида тасвирлаш ҳаммадан осон. Ёруғлик билан бир томонга югурувчи тўлқиндан дифракцияланган ёруғлик частотаси дастлабки частотадан ортиқ $(\nu + N)$ бўлади, қарши томонга югурувчи тўлқинда эса кам $(\nu - N)$ бўлади. Қарама-қарши томонларга югурувчи икки тўлқин йиғиндиси бўлмиш турғун тўлқин частотанинг $\nu \pm N$ формула билан ифодаланувчи ўзгаришини тақозо қилади. Мураккаб бўлмаган ҳисобнинг кўрсатишича, турғун тўлқинлар методи бўйича ҳам (модуляция), югурма тўлқинлар методи бўйича ҳам (Допплер ҳодисаси), албатта, тушаётган ёруғлик частотаси айни бир (N) қийматга ўзгаради.

Ёруғликнинг ультраакустик тўлқинлар туфайли дифракцияланишини ўрганиш моддада бу тўлқинларнинг тарқалиш қонунларини текширишнинг муҳим методи бўлиб қолди ва молекуляр физика масалаларини текшириш учун хизмат қилади; баъзи бир техник татбиқларда ультраакустик дефектоскопиядан фойдаланилади.

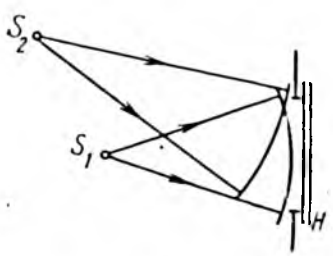
XI боб

ГОЛОГРАФИЯ

57-§. Муқаддима

Спектрнинг оптик соҳасига тегишли электромагнитик тебранишлар даври фавқулодда кичик, шу туфайли каттароқ ёки кичикроқ инерционликка эга бўлган қабул қилгичлар ёруғлик энергиясининг оний қийматини эмас, балки унинг тебранишлар даври ичидаги ўртача қийматини қайд қилади. Бундай ўртачалаш натижасида тебранишлар амплитудалари ҳақида фикр юритиш имкониятига эга бўламиз, лекин уларнинг фазалари ҳақидаги маълумотларга эга бўлмаймиз. Шу билан бирга, тўлқинларнинг фазаларигина ёруғлик манбаи қисмларининг ўзаро жойлашиши ҳақида, манбанинг қабул қилгичдан узоқлиги ва ҳоказолар ҳақида маълумот беради. Шундай қилиб, тўлқинлар олиб борувчи тебранишларнинг фазалари тўғрисидаги маълумотлар тушириб қолдирилган ўлчаш натижалари, умуман айтганда, бу тўлқинлар манбаининг хоссалари ҳақида тўла тасаввур ҳосил қилиш имконини бермайди.

Масалан, H фотопластинка сиртига S_1 нуқтавий манба чиқарган сферик тўлқин тушаётган бўлсин (11.1-расм). Тушаётган ёруғлик ёруғликка сезгир қатламнинг очиқ қисмини текис қорайтиради. Ҳар қандай бошқа нуқтавий манбадан, масалан, S_2 дан келган тўлқин ҳам ана шу натижага олиб келади. Албатта, қабул қилгич сиртида тебраниш фазаларининг тақсимоти тўлқин фронтидан H пластинка текислигигача бўлган ўзгариб борувчи масофа (қ. 11.1-расм) билан аниқланади; фазаларнинг бу тақсимоти манбанинг вазиятига бир қийматли боғлиқ. Бироқ фазани билмаслик бизни тўлқинлар манбаининг жойлашиши ҳақида бирор хулоса чиқариш имконидан маҳрум



11.1-расм. Тўлқин фазасини қайд қилиш ҳақидаги масалага доир.

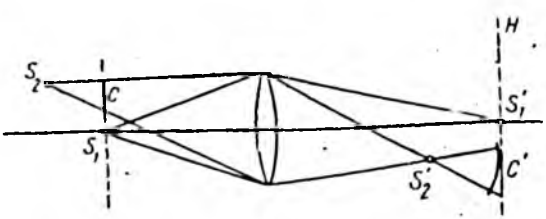
қилади; маълумки, фаза юқорида айтиб ўтилган асосий сабаблар туфайли аниқ бўлмай қолади.

Линза ёки бирор мураккаброқ оптик асбобдан фойдаланиб, фотопластинкани S_1 манбанинг S'_1 тасвири билан устма-уст туширишимиз мумкин (11.2-расм). Оптик системаларнинг таутохронизми туфайли (қ. 20-§), ёруғлик тўлқинининг линзанинг турли қисмлари орқали ўтувчи барча қисмлари S'_1 тасвирга баравар фаза силжишлари билан келади ва ёруғлик манбаининг вазияти ҳақидаги маълумот унинг тасвири жойланиши орқали аниқланади; тасвирнинг вазиятини ўлчаб ва оптик асбобнинг хоссаларини била туриб, манбанинг координаталарини ҳисоблаб топиш мумкин. Равшанки, айтилган мулоҳазалар сиртнинг H қабул қилгич текислигига тасвири тушириладиган ҳар қандай нуқтасига тааллуқлидир. Баён этилган принцип XII—XV бобларда батафсил кўриб чиқиладиган турли хил оптик асбобларнинг кўпчилигига асос қилиб олинган.

Бироқ бу принципнинг татбиқ этилиши ёруғлик манбаи ҳақида бизни қизиқтирувчи барча маълумотларни бир фотосуратда акс эттира олмайди. Масалан, S_2 манбанинг H қабул қилгич сиртидан ташқаридаги S_2 тасвири пластинканинг C' қисмини қорайтиради, яъни C буюмнинг аксланишидек эффектга олиб келади. S_2 ни H га тушаётган сферик тўлқин манбаи деб қараб ва 11.1-расм муҳокамасини эсга олиб, оптик системадан фойдаланганда ҳам, оптик система бўлмаганда ҳам манбалар хоссалари ҳақидаги билимнинг тўлиқсиз бўлишининг умумий физик сабаби тебранишларни қабул қилгич қайд қилганда уларнинг фазаси ҳақидаги маълумотнинг йўқолиши эканлигини кўрамиз.

Шундай қилиб, таҳлил қилинган содда мисоллардан ҳам, умумий мулоҳазалардан ҳам бундай хулоса чиқади: тўлқинлар манбаларининг жойланиши тўғрисида тўла тасаввур ҳосил қилиш учун тўлқинларнинг амплитудалари тақсимотини ҳам, фазалари тақсимотини ҳам ўлчай билиш керак.

Фазалар тақсимотини интерференцион ҳодисалар (қ. IV—VII боб) ёрдамида ўлчаш мумкин. Интерференциянинг моҳияти шундаки, когерент тебранишлар қўшилганида уларнинг фазалари фарқи натижавий тебраниш амплитудасини ўзгартиради, бошқача айт-



11.2-расм. Оптик системаларда тўлқинларни қайд қилиш ҳақидаги масалага доир.

ганда, *тўлқинларнинг фазавий муносабатларини* интерференцион манзаранинг *амплитудавий структурасига айлантиради.* Бинобарин, агар қабул қилгичга бизни қизиқтираётган тўлқиндан ташқари фронтининг шакли қиёсан содда бўлган «синов» тўлқини, масалан, ясси ёки сферик тўлқин ҳам юборилса, у ҳолда вужудга келадиган интерференцион манзара қабул қилгич сиртида бу икки тўлқин фазалари фарқининг ўзгариш қонунини тўла характерлаб беради. Шу усул билан ўрганилаётган тўлқиннинг фазавий структураси ҳақида тасаввур ҳосил қилиш мумкин.

Албатта, интерференциялашувчи тебранишлар когерентлигининг зарурий шартлари бажарилиши ва техник характердаги қатор бошқа чоралар кўрилиши лозим. Бу ҳақда ўз жойида гап бўлади. Ҳозирча эса баён этилган умумий принципни яққол кўрсатиш учун энг содда мисоллар кўриб чиқамиз.

58-§. Ясси тўлқинни голографиялаш

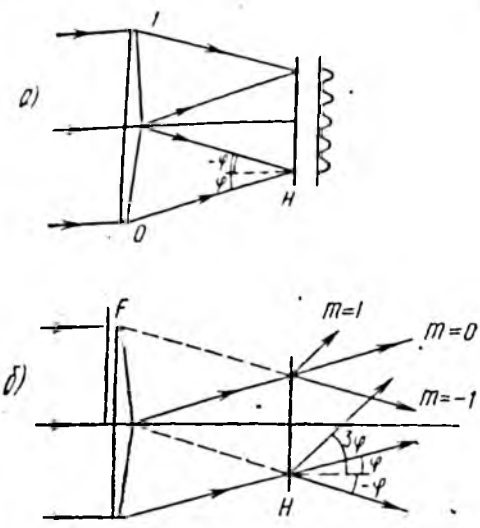
H экранга *1* ясси тўлқин тушаётган бўлсин (11.3-а расм). Синов тўлқини ёки *таянч тўлқин* дейилувчи тўлқин сифатида ҳам *0* ясси тўлқин оламиз. Равшанки, агар бипризмага тушаётган дастлабки ясси тўлқин етарли даражада когерент бўлса, 11.3-а расмдаги схема *1* ва *0* тўлқинларнинг когерент бўлишлигини таъминлайди. *H* экранда параллел даврий полосалар кўринишидаги интерференцион манзара ҳосил бўлади (қ. 15-§); полосалар орасидаги $\mathscr{B}$ масофа тўлқин узунликнинг *1* ва *0* тўлқинлар тарқалиши йўналишлари орасидаги 2φ бурчакка нисбатига тенг (қ. 15.5), яъни $\mathscr{B} = \lambda/2\ \varphi$. *H* экран фотопластинка бўлсин; полосаларнинг фотосуратини олиб ва улар орасидаги масофани ўлчаб, биз 2φ бурчакни ҳисоблаб топа оламиз:

$$2\varphi = \lambda/\mathscr{B}.$$

Шундай қилиб, *1* тўлқиннинг таянч тўлқинга нисбатан қандай жойлашгани аниқланди, яъни қабул қилгич сиртидаги фазалар тақсимотида тўлқинга тегишли бўлган маълумот чиқариб олинди.

Биз фотопластинкада қорайган жойлар тақсимотини ўлчаш билан чекланмасдан, интерференциялашган тўлқинларни фотопластинка ёрдамида *қайта тиклашимиз* мумкин. Ҳақиқатан ҳам, фотопластинкани олдин ўзи экспозицияланган жойга ўша вазиятда қўямиз ва *1* тўлқинни *F* диафрагма билан (қ. 11.3-б расм) тўсиб қолиб, *0* таянч тўлқинга айнан бўлган ёритувчи тўлқинни фотопластинкага туширамиз. Пластинканинг қорайиши даврий ўзгарганлиги туфайли у $\mathscr{B}$ даврли дифракцион панжара бўлади. Пластинкадан ўнгда дифракцияланган ясси тўлқинлар тўплами ошкор бўлади; бу тўлқинларнинг тарқалиш йўналишлари (дифракция бурчаклари)

$$\theta = \varphi + m\lambda/\mathscr{B} = \varphi + m2\varphi,\ m = 0,\ \pm 1,\ \pm 2,\ \ldots$$



11.3- расм. *а—0* ва *1* икки ясси тўлқиндан ҳосил қилинган интерференцион манзарани қайд қилиш (*H* дан ўнгда ёритилганлик тақсимоти кўрсатилган); *б*—ёритувчи тўлқин ёрдамида *1* тўлқинни тиклаш.

муносабатдан аниқланади, бунда соддалик учун φ тушиш бурчаги ва 0 дифракция бурчаги кичик деб фараз қилинади. Одатда нолинчи тартиб ($m = 0$) тушаётган тўлқин тарқалишига мос келади (қ. 11.3-б расм). $m = -1$ бўлганда, $0 = -\varphi$ бўлади, яъни бу тўлқин расо *1* тўлқин (11.3-а расмдаги схема бўйича олинган интерференцион манзара ҳосил бўлиши вақтида) тарқалган йўналишда тарқалади. Бу ҳолат 11.3-б расмда пунктир чизиқ билан акс эттирилган бўлиб, улар *1* нурларнинг тарқалишига тескари йўналишдаги давомидир.

Қолган $m = 1, \pm 2, \ldots$ қийматлар дастлабки тўлқинлар ичида бўлмаган қўшимча тўлқинларга мос келади (қ. 11.3-а расм). Маълумки, m тартибнинг турли қийматларига мос келган дифракцияланган тўлқинларнинг интенсивликлари нисбатини панжара ўтказиш коэффициентининг давр давомида ўзгариш қонуни аниқлайди (қ. 46, 48-§). Агар ўтказиш коэффициенти синусоидал қонун бўйича ўзгарса, у ҳолда $m = 0, \pm 1$ тўлқинлар ҳосил бўлади (Рэлей панжараси; қ. 51-§). Биз кўриб чиқаётган ҳолда фотопластинка ёритилганлигининг тақсимоти синусоидал тақсимот эди, аммо очилтирилган фотопластинканинг ўтказиши тўла синусоидал эмас, шунинг учун одатда қиёсан кичик интенсивликли қўшимча тўлқинлар мавжуд бўлади. Бундан $m = 1$ тўлқин истиснодир, унинг интенсивлиги худди $m = -1$ тўлқинникидек бўлади.

Демак, тавсифланган тажриба шуни кўрсатадики, қабул қилгич сиртида тўлқин фазаси тақсимоти ҳақида маълумотни қайд қилишгина эмас (бунинг ўзи унча-мунча олдиндан равшан эди),

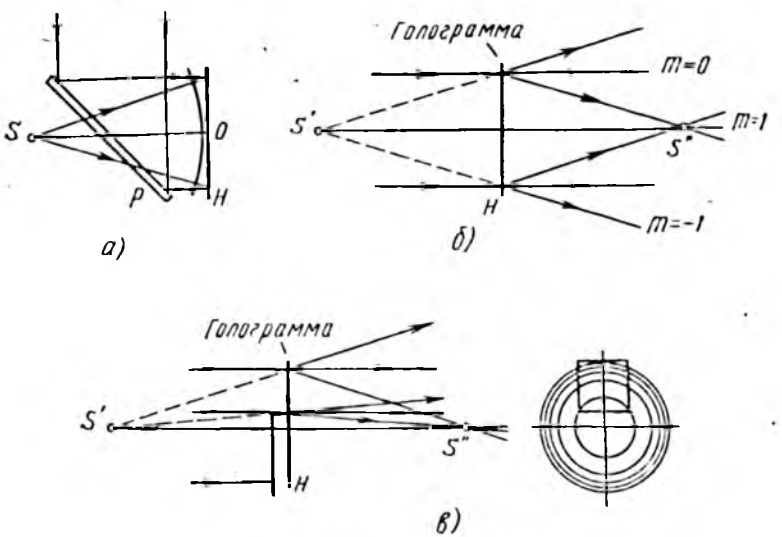
балки интерференцион манзара ҳосил қилишда қатнашган тўлқинни қайта тиклаш ҳам мумкин.

Тўлқин фазасини қайд қилиш ва уни қайта тиклашнинг юқорида ясси тўлқин мисолида кўриб чиқилган методи *голография* деб аталади. Грекчадан таржима қилганда «голография» сўзи «тўла ёзув» деган маънони билдиради, яъни бу номда қабул қилгич сиртидаги тўлқиний майдон ҳақида тўла маълумотни қайд қилиш имконияти таъкидланган. Интерференцион манзара (қора доғлар) туширилган фотопластинка *голограмма* дейилади. Албатта, бу мақсадда ёруғликнинг бошқа қабул қилгичлари ҳам қўлланилади, бироқ фотография усули техник жиҳатдан яхши ишлаб чиқилган ва шу туфайли бошқа усуллардан кўра кўпроқ қўлланилади.

59- §. Сферик тўлқинни голографиялаш

S нуқтавий манба чиқараётган сферик тўлқинни голографиялаш тажрибасининг схемаси 11.4- расмда тасвирланган. Таянч тўлқин сифатида P пластинкадан қайтиб, H экран сиртига тик тушаётган (сферик тўлқин билан когерент бўлган) ясси тўлқин хизмат қилади.

H текисликда концентрик ҳалқалар кўринишидаги интерференцион манзарани кузатиш мумкин, бу ҳалқалар маркази H текис-



11.4- расм. Сферик тўлқинни голографиялаш схемаси.

а — интерференцион манзарани қайд қилиш; *б* — голограммани ёритиш; *в* — голограмманинг ўнг томонда кўрсатилган қисмининг S' S'' тасвирлар ҳосил қилиши.

ликнинг унга S дан туширилган перпендикуляр билан кесишиш O нуқтасида жойлашган. Бунга ўхшаган манзара ясси ва сферик тўлқинлар интерференцияси (Ньютон ҳалқалари) муҳокама қилинган 26-§ да ҳам тавсифланган эди. Қўшни ҳалқалар орасидаги масофа уларнинг радиуслари ортиши билан камаяди. Бу муносабатни сферик ва ясси фронтлар орасидаги йўл фарқини ва

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{r^2}{2R} + \psi_0$$

муносабатдан аниқланадиган (бунда ψ_0 — бирор ўзгармас катталик, $R = SO$. r — ҳалқа радиуси) мос ψ фазалар фарқини содда ҳисоб қилиш ёрдамида тушунтириш осон. Ёруғ ҳалқалар вазияти $\psi = 2\pi n_1$ (n_1 — бутун сон) шартдан аниқланади, бинобарин,

$$r_n = \sqrt{2\lambda R n}, \quad n = n_1 - \psi_0/2\pi.$$

Манбани силжитиб, манзара марказида максимал интенсивлик ҳосил қилиш мумкин, бу ҳол $\psi_0/2\pi$ катталикнинг бутун сон бўлишига эквивалентдир; бу шароитда $n = n_1 - \psi_0/2\pi$ айирма ҳалқанинг номери билан бир хил бўлади. Бирор ҳалқанинг радиусини ўлчаб, биз тўлқин фронтининг O нуқтадаги

$$R = r^2/2\lambda n$$

эгрилик радиусини ҳисоблаб топамиз ва шу билан манбанинг вазиятини аниқлай оламиз.

Шундай қилиб, бу ҳолда ҳам тўлқиннинг геометрик хоссаларини аниқлаш учун тўлқин фазасини «ёзиб олиш» кифоядир.

H экран ўрнига фотопластинка қўйиб, интерференцион манзаранинг фотосуратини оламиз. Натижада навбатлашувчи шаффоф ва ношаффоф ҳалқалардан иборат голограмма оламиз, бунда ҳалқалар радиусининг ўзгариш қонуни зонали пластинка ҳолидагидек бўлади. Зонали пластинканинг 34-§ да баён этилган хоссалари тўлқин фронтини қайта тиклашга бағишланган қуйидаги тажриба натижаларини осон тушунишга имкон беради. Олинган голограммага ясси тўлқин туширилиб (қ. 11.4-б расм) голограммадан ўнг томонда бир неча тўлқин кўрамиз. Улардан бири (ясси тўлқин) голограммага тушаётган тўлқин йўналишида тарқалади; иккинчиси S'' нуқтага йигилади, учинчиси ёйилиб кетади ва унинг маркази S' нуқта бўлади. Экспозиция вақтида S манба голограммадан қанча масофада турган бўлса (қ. 11.4-а расм), S' нуқта ҳам шундай масофада бўлади, яъни S' нуқтани қайта тикланган S манба деб қараш мумкин.

Тавсифланган ҳодисаларнинг изоҳи зонали пластинканинг фокуслаш хоссаларидан бевосита келиб чиқади (қ. 34-§). Агар голограмманинг ўтказиш коэффициенти $\sin(\pi r^2/\lambda R)$ қонунига бўйсунса, у ҳолда кўрсатилган учта тўлқиндан бошқа тўлқин ҳосил бўлмайди. Зонали пластинкаларнинг бу хоссаси Рэлей панжаралари-

нинг $m = 0$ ва ± 1 тартибли дифракцион максимумлар ҳосил қилиш қобилиятига ўхшайди (қ. 88-машқ). Шунинг учун баъзан зонали пластинкани *зонали панжара* дейилади.

Агар голограмманинг ўтказиш коэффициенти юқорида кўрсатилганидан фарқ қилса, у ҳолда кучсизроқ йиғилувчи ва ёйилувчи бир неча тўлқинлар кузатилади (қ. 34-§ ва 8.6-расм)*, у тўлқинлар 11.4-расмда кўрсатилган эмас.

Голограммаларнинг муҳим хоссаси — ўзининг кичик қисми билан тўлқин фронтини қайта тиклашдир. Голограмманинг бир қисмини 11.4-в расмда кўрсатилганича диафрагма билан тўсиб, тажриба схемасини ўзгартирамиз. Тажрибанинг кўрсатишича, голограмманинг очиқ қисми, аввалгича, мавжуд бўлмаган S манбанинг мавҳум (S') ва ҳақиқий (S'') «тасвирларини» ҳосил қилади. Албатта ёруғлик оқимининг кичикроқ қийматига мувофиқ равишда барча тартибдаги тўлқинлар интенсивлиги камаяди. Ҳар икки жиҳатдан ҳам зонали пластинканинг характери линзанинг таъсирига ўхшайди. Олдинги параграфда текширилган ясси тўлқин голограммаси ҳолида голограмманинг айтиб ўтилган хоссаси кўриниб турибди: агар дифракцион панжаранинг бир қисми тўсилса, у ҳолда дифракциялашган тўлқинлар йўналиши олдингидек бўлаверади, лекин уларнинг интенсивлиги ўзгаради ва бош максимумлар кенглиги ортади (қ. 46-§). Шундай қилиб, бу жиҳатдан ҳам ясси ва сферик тўлқинлар голограммалари бир-бирига тамомила ўхшашдир.

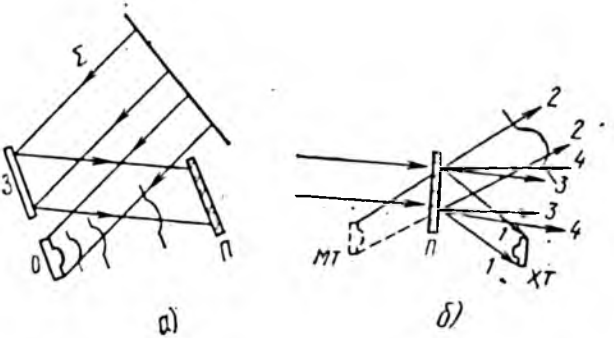
11.4-в расмдаги схема бўйича бажарилган тажриба қизиқарли икки хулоса чиқаришга имкон беради. Биринчидан, голограммаининг кейинчалик диафрагма билан тўсилган қисмини умуман экспозиция қилмаса ҳам бўлар эди. Лекин бу ҳол қуйидагини билдиради: H экранга ва фотопластинкага сферик тўлқин оғма равишда тушганда ҳам голограмма тайёрлаш мумкин, яъни голографиялашнинг биринчи босқичида 11.4-в расмдагига ўхшаш схема бўйпча ишлаш мумкин. $m = -1$ тартибли қайта тикланган тўлқин барибир S' нуқтада йиғилади, бу S' нуқта манбанинг экспозиция вақтидаги S вазияти билан устма-уст тушади. Иккинчидан, тўлқин оғма равишда тушиш схемасида (11.4-а, б расмдан фарқли равишда) манбанинг ҳақиқий ва мавҳум тасвирларини ҳосил қилувчи дасталар фазода ажралади. Бу ҳол шубҳасиз амалий жиҳатдан афзал ҳисобланади, у туфайли голографик асбобларнинг кўпчилигида таянч ёруғлик дасталари оғма равишда туширилади.

---

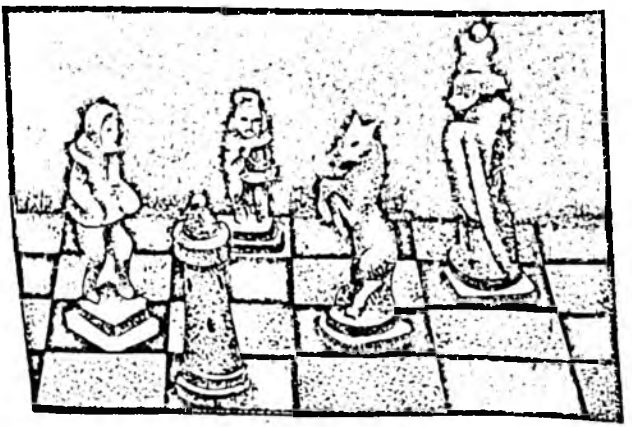
* 34- § да r_m катталик Френелнинг m- зонаси радиусини характерлашини назарда тутиш лозим. Бу параграфда эса биз ёруғ n- ҳалқа радиуси билан иш кўрдик, ҳар бир ҳалқали давр ичига Френелнинг икки зонаси жойлашади.

60-§. Уч ўлчовли буюмларнинг Френель голограммалари

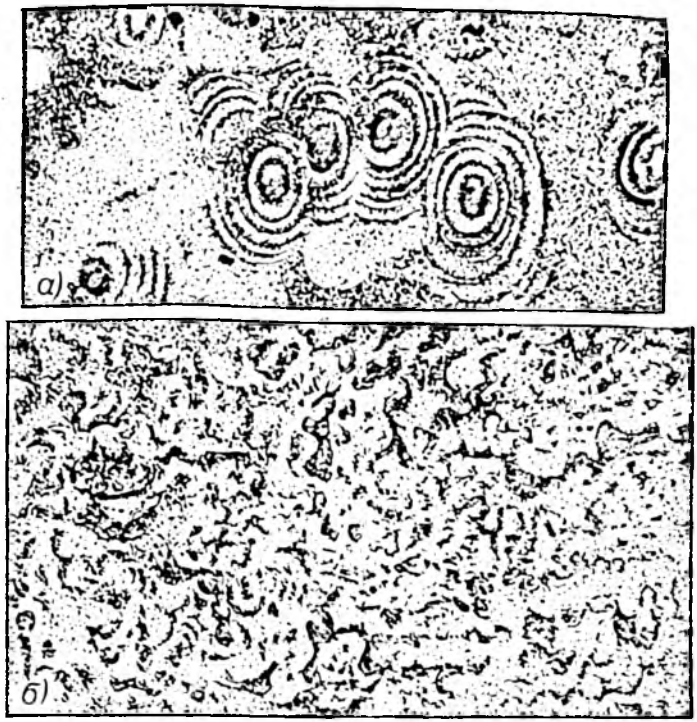
Буюмни ёритувчи ва таянч тўлқинлар Σ лазер нурланишининг кенгайган тўлқин фронтининг иккига ажралиши оқибатида ҳосил бўлиши ҳам мумкин (11.5-а расм). Фронтнинг бир қисми $З$ кўзгудан қайтади, иккинчи қисмини кузатилаётган $О$ буюм сочиб юборади. Иккала тўлқин майдони $П$ фотопластинкага етиб бориб, унда натижавий интерференцион манзара, яъни $О$ буюмнинг голограммаси қайд қилинади. 11.6-расмда баъзи бир буюмларнинг оддий



11.5-расм. Уч ўлчовли сочиб юборувчи буюмларни голографиялашга ва уларнинг тасвирларини тиклашга доир тажриба схемаси.



11.6-расм. Тадқиқ этиладиган буюмларнинг фотосурати.



11.7-расм. 11.6-расмда тасвирланган буюмлар голограммаси (а) ва унинг кўп катталаштирилган қисми (б).

фотосурати, 11.7-а расмда уларнинг ўз катталигидаги голограммаси, 11.7-б расмда ўша голограмманинг катталаштирилган бир қисми тасвирланган. Голограммадаги интерференцион ҳалқалар — ёруғликнинг таянч тўлқин йўлида тасодифан учраган чанг зарралари туфайли ҳосил бўлган дифракцияси юзага келтирган ёндош эффектнатижасидир.

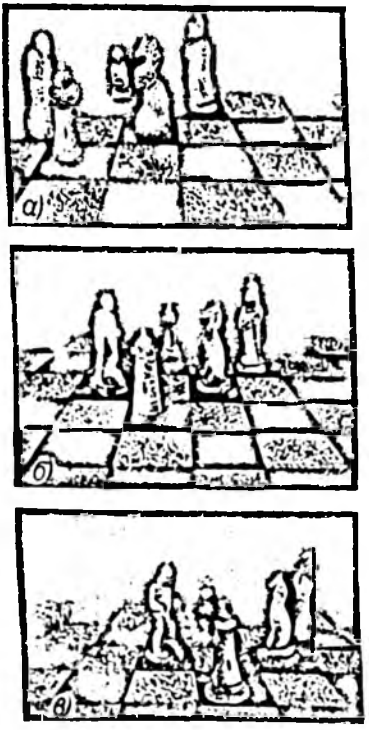
Буюмнинг тасвирлари голограммани лазер берган ёруғлик дастаси билан ёритиш (11.5-б расм) ва голограмманинг қорайиш биржинслимасликларида юз берган дифракция натижасида ҳосил бўлади. Буюмнинг ҳақиқий тасвирини (ҲТ) *объектив ёрдамисиз* ҳосил қилувчи тўлқин майдони *1—1* йўналишда тарқалади. 11.5-а расмда кўрсатилганидек, кузатилаётган буюм сочиб юборган тўлқин майдони *2—2* йўналишда тикланади. Бу тўлқин майдони буюмнинг мавҳум тасвирига (МТ) мос келади. Бундай майдонда объектив ёки кўзни силжитиб, ундан буюмни бевосита кузатгандаги сингари буюмнинг фазодаги турли нуқталардан турли бурчак остида кўринадиган турли тасвирларини ҳосил қилиш учун фойдаланиш мумкин. Тасвирлар тафсилотининг бунда эришиладиган ўзаро парал-

лактик силжиши 11.8-расмда кўрсатилган. Голограмманинг турли қисмларини ёритиб, ўша ҳодисани ҳақиқий тасвирлар учун ҳам кузатиш мумкин.

Кўриб чиқилган тўлқин майдонларидан ташқари голограмма орқасида сусайган дастлабки *3—3* ёруғлик дастаси ва озгина ёйилган *4—4* ёруғлик дастаси ҳам тарқалади. Бу дасталар кузатилаётган буюм ҳақида информация бермайди.

Муҳокама қилинган тажрибада буюм сочиб юборган нурланишни ёритувчи лазер дастасининг буюм туфайли дифракцияланиши натижаси деб қараш мумкин. 11.5-расмдаги схемада голограмма буюмдан унча узоқда эмас, бинобарин, дифракцияланган бу тўлқинни Френель типидаги тўлқин жумласига киритиш лозим (қ. VIII боб). Шунинг учун бундай схемаларда олинадиган голограммалар *Френель голограммалари* дейилади.

Тавсифлаб ўтилган жуда яққол тажрибани қуйидаги мулоҳаза билан изоҳлаб бериш мумин.Голографиялашнинг биринчи босқичида фотопластинка бир оз мураккаб майдонни қабул қилади,бу майдоннинг фазавий хоссалари таянч тўлқин ва буюмнинг геометрик хусусиятларига боғлиқ бўлади, чунки ишлатилган лазер нурланиши фазовий когерентдир.У майдон қандай бўлишидан қатъи назар, уни ясси тўлқинлар тўплами кўринишида тасвирлаш мумкин (Фурье теоремаси). Бу тўлқинларнинг ҳар бири таянч тўлқин билан интерференциялашиб, ўзига хос равишда жойлашган ва ўзига хос даврли интерференцион полосаларнинг даврий системасини вужудга келтиради Ҳар бир элементар интерференцион манзара голограммада бирор дифракцион панжара ҳосил қилади. 58-§ да баён қилинганга мувофиқ, голографиялашнинг иккинчи босқичида бу панжараларнинг ҳар бири дастлабки ясси тўлқинни қайта тиклайди. Батафсилроқ таҳлилнинг кўрсатишича, тикланган элементар тўлқинлардаги амплитуда ва фаза муносабатлари худди дастлабки ясси тўлқинлар тўпламидаги ўша муносабатларга ўхшайди. Шунинг учун тикланган



11.8-расм. Турли йўналишларда кузатилганда олинган голографик тасвирлар.

элементар ясси тўлқинлар тўплами, Фурье теоремасига мувофиқ, буюмлар сочиб юборган тўла майдонни қайта тиклайди, уни биз кўз билан кўрамиз ёки фотосуратга тушурамиз.

Бу мулоҳаза 11.3-б расмда $m = -1$ тартибли тўлқин сифатида белгиланган элементар ясси тўлқинга тегишли. Ундан ташқари элементар дифракцион панжара энг камида яна икки (нолинчи ва биринчи тартибли) тўлқинлар тўпламини ҳосил қилади. $m = 0$ тартибли тўлқинлар таянч тўлқин йўналишида тарқалади ва кўзнинг маълум бир вазиятида кўзга тушмайди (қ. 11.5-б расм). $m = 1$ тартибли тўлқинлар буюмнинг иккинчи, ҳақиқий тасвирини ҳосил қилади, буни кейин кўрамиз.

Бу охирги аҳволни ойдинлаштириш учун сферик тўлқин голограммасини текширишга асосланган бошқа усулда мулоҳаза юритиш мақсадга мувофиқдир. Буюмнинг ҳар бир нуқтаси сферик тўлқин манбаи бўлади; бу сферик тўлқин билан таянч тўлқиннинг интерференциялашуви голограммада зонали элементар панжара вужудга келтиради, бу панжара эса голографиялашнинг иккинчи босқичида дастлабки сферик тўлқинни тиклайди ва буюмнинг танлаб олинган нуқтаси (11.4-расмда S' нуқта) тасвирини ҳосил қилади. Зонали элементар панжаралар тўплами, равшанки, бутун буюмнинг мавҳум тасвирини ҳосил қилади.

Зонали элементар панжара мавҳум S' тасвирдан ташқари, S'' ҳақиқий тасвир ҳосил қилади (қ. 11.4-б, в расмлар), уларнинг тўплами бутун буюмнинг ҳақиқий тасвирини вужудга келтиради.

Голограмма таркибида таянч тўлқиннинг ҳар бир элементар тўлқин билан қиладиган интерференциясидан ҳосил бўлган элементар панжаралардан ташқари элементар тўлқинларнинг ўзаро интерференцияси натижасида вужудга келадиган қўшимча структура ҳам бўлади. Бу қўшимча структура таянч тўлқиннинг бирмунча сочилишига, яъни ёритувчи тўлқин тарқаладиган йўналиш яқинида тўпланувчи дифракцияланган қўшимча тўлқинлар ҳосил бўлишига олиб келади. Таянч тўлқиннинг бундай сочилиши буюмнинг мунтазам (мавҳум ва ҳақиқий) тасвирлари кузатилишига ҳалақит бериши мумкин. Аммо таянч тўлқиннинг голограммага тушиш бурчаги буюмдан келаётган тўлқинларнинг тушиш бурчакларидан етарли даражада фарқ қилса, у ҳолда қўшимча тўлқинлар тасвирлар устига тушмайди (қ. 23б-машқ).

Голографиялашни миқдор жиҳатдан тавсифлашда тебранишларнинг қўлланиш қулай бўлган комплекс ифодасидан фойдаланамиз (қ. 4-§). Лазер нурланишини буюмнинг сочиб юбориши натижасида голограмма текислигида вужудга келадиган майдонни

$$E(\rho) = A(\rho) \exp[i\varphi(\rho)] \qquad (60.1)$$

кўринишда ёзиш мумкин, бунда ρ — голограмма текислигида ётувчи радиус-вектор, $A(\rho)$ ва $\varphi(\rho)$ — ёруғлик тебранишларининг ρ

радиус-векторли нуқтадаги амплитудаси ва фазаси. Ясси таянч тўлқинни

$$A_0 \exp(ik_0 r) \tag{60.2}$$

ифода тавсифлайди*, бунда k_0 — тўлқин вектори, r — фазодаги ихтиёрий нуқтанинг радиус-вектори, A_0 — дастанинг кўндаланг кесими соҳасида қиймати ўзгармайдиган амплитуда. Агар координаталар боши голограмма сиртида олинса, у ҳолда голограмма текислигида таянч тўлқин майдони

$$E_0(\rho)_z = A_0 \exp(ik_0 \rho) \tag{60.3}$$

кўринишга келади. Демак, голограмма сиртидаги натижавий майдон қуйидагича ёзилади:

$$E_0(\rho) + E(\rho) = A_0 \exp(ik_0\rho) + A(\rho)\exp[i\varphi(\rho)]. \tag{60.4}$$

Тебранишларнинг комплекс ифодасидан фойдаланиш қоидасига мувофиқ, интерференцион манзарадаги $I(\rho)$ ёритилганлик тақсимоти (60.4) ифода модулининг квадратига пропорционал, яъни

$$I(\rho) = |E_0(\rho)|^2 + |E(\rho)|^2 + E_0^*(\rho)E(\rho) + E_0(\rho)E^*(\rho), \tag{60.5}$$

бу ҳисобда аҳамиятсиз бўлган пропорционаллик коэффициентини тушириб қолдирдик.

Биз интерференцион манзаранинг позитив фотосуратини тайёрладик, фотоматериал ва уни очилтириш режимини голограмманинг $T(\rho)$ ўтказиш коэффициенти $I(\rho)$ ёритилганликка пропорционал, яъни $T(\rho) = T_0 I(\rho)$ бўладиган қилиб танладик, деб фараз қилайлик. Бу шароитда голографиялашнинг иккинчи босқичи тавсифи қуйидагидан иборат бўлади. Таянч тўлқинга айнан ўхшаш бўлган ёритувчи тўлқин голограммадан ўтади ва интерференцион манзарада ёритилганлик тақсимотига мувофиқ равишда модуляцияланган бўлиб қолади. Голограммадан чиқишдаги, яъни голограмманинг «чиқиш» сиртидаги ёритувчи майдонни $\mathcal{E}(\rho)$ билан белгилаб, қуйидагини топамиз:

$$\mathcal{E}(\rho) = T(\rho)E_0(\rho)_z = T_0 I(\rho)E_0(\rho). \tag{60.6}$$

(60.5), (60.1) ва (60.3) муносабатлар ёрдамида $\mathcal{E}(\rho)$ ни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\left.\begin{aligned}
&\mathcal{E}(\rho) = \mathcal{E}_1(\rho) + \mathcal{E}_2(\rho) + \mathcal{E}_3(\rho),\\
&\mathcal{E}_1(\rho) = T_0[|A_0|^2 + |A(\rho)|^2]E_0(\rho),\\
&\mathcal{E}_2(\rho) = T_0|A_0|^2 E(\rho),\\
&\mathcal{E}_3(\rho) = T_0 A_0^2 E^*(\rho)\exp(2ik_0\rho).
\end{aligned}\right\} \tag{60.7}$$

* Фаза ўзгармаслигининг $k_0 r = \text{const}$ шарти k_0 га тик бўлган текисликни аниқлаганлиги учун (60.2) ифода ҳақиқатан k_0 бўйлаб тарқалаётган ясси тўлқинга мос келади.

(60.6) ва (60.7) тенгламаларни биринчи марта Д. Габор (1948 й.) топган бўлиб, улар Габор тенгламалари деб аталади.

Шундай қилиб, $\mathcal{E}(\rho)$ майдонни учта ҳад йиғиндиси кўринишида ифодалаш мумкин экан. Суперпозиция принципи туфайли бу ҳадларнинг ҳар бирига мос келувчи дифракциялашган тўлқинларни айрим-айрим текшириш мумкин.

Гюйгенс — Френель принципига мувофиқ, голограмма орқасидаги дифракциялашган майдон қандайдир бир ихтиёрий сиртдаги фиктив манбаларнинг фазалари ва амплитудалари орқали бир қийматли аниқланади. Бундай сирт сифатида голограмманинг чиқиш текислигини олиш мумкин: биз юқорида $\mathcal{E}(\rho)$ майдонни ўша чиқиш текислиги учун ҳисоблаб чиқдик ва шундай қилиб, Гюйгенс—Френель фиктив манбаларининг характеристикаларини билдик. Шуни эслатиб ўтамизки, ҳар қандай дифракцион масалада фиктив манбаларнинг фазалари ва амплитудалари тақсимоти қонунигина муҳим аҳамиятга эга. Барча фиктив манбалар учун амплитудаларнинг бирдай камайиши ёки ортиши натижасида фақат дифракциялашган тўлқинлар амплитудалари пропорционал равишда ўзгаради, лекин уларнинг характерли хусусиятлари ўзгармайди. Бу ҳол дифракцион масалани тўлиқ ечмасдан туриб ҳам қайта тикланган тўлқин структурасини аниқлаш имконини беради.

Голограмма чегарасидаги майдоннинг $\mathcal{E}_1(\rho)$ ҳад тавсифлайдиган қисми голограмма йўқлигида, яъни эркин тарқалишда таянч тўлқин вужудга келтира оладиган майдон билан $T_0[|A_0|^2+|A(\rho)|^2]$ кўпайтувчигача аниқликда бир хил бўлади. Таянч тўлқин буюмдан келаётган тўлқинга нисбатан анча кўп интенсивроқ, бинобарин, $|A(\rho)|^2$ ҳадни эътиборга олмаса ҳам бўлади, $\mathcal{E}_1(\rho)$ билан $E_0(\rho)$ орасидаги пропорционаллик коэффициенти ўзгармас бўлади. Демак, бу ҳолда $\mathcal{E}_1(\rho)$ ҳад қуйидаги фактни акс эттиради: голограмма орқасида таянч тўлқин билан йўналиши бир хил бўлган ясси тўлқин тарқалади*.

(60.7) даги $\mathcal{E}_2(\rho)$ ҳад текширилаётган буюмдан келаётган тўлқинлар голограмма текислигида вужудга келтирган $E(\rho)$ майдонга пропорционал. Шунинг учун Гюйгенс — Френелнинг мос иккиламчи манбалари ҳосил қилган майдон голограмма йўқлигида буюмнинг ўзи вужудга келтирган майдонга айнан ўхшайди. Демак, майдоннинг бу қисми буюмнинг мавҳум тасвирига мос келади. Шунинг учун мавҳум тасвирни қараш буюмнинг ўзини голограмманинг ишловчи қисмига мос тешик орқали қарашга эквивалентдир, дейиш

* $E(\rho)$ майдонни элементар тўлқинларга ажратишга асосланган тасаввурлар нуқтаи назаридан $|A(\rho)|^2$ ҳад, равшанки, голограмманинг шу элементар тўлқинлар орасидаги интерференция туфайли ҳосил бўлган қўшимча структурасини тавсифлайди. Юқорида аниқланганидек, бу структура ёритувчи тўлқинни бирмунча сочади, лекин бундай сочилишнинг зарарли таъсирини таянч тўлқин билан ёритувчи тўлқинлар тушиш бурчакларини мақсадга мувофиқ қилиб танлаш йўли билан бартараф қилиш мумкин.

мумкин. Айтилган мулоҳаза асосида голограмманинг ўз сиртининг кичик қисми ёрдамида тасвирни қайта тиклаш қобилияти деярли содда тушунтирилади: бу қобилият қуйидагига эквивалент: буюмнинг бирор нуқтасига бевосита қаралганда унинг нурланишининг кўзга тушувчи нурлар конуси билан чегараланган қисмигина ишлатилади.

$\mathcal{E}_2(\rho)$ ҳад буюмнинг ҳақиқий тасвири ҳосил бўлишини тавсифлашлигини исботлаш қийин эмас. Шундай эканига ёруғликнинг нуқтавий манбаи мисолида ишонган эдик (қ. 59-§). Экранни ҳақиқий тасвир жойлашган (локаллашган) соҳанинг турли кесимларига кетма-кет жойлаштириб ҳеч қандай қўшимча оптик системалар қўлланмасдан, уч ўлчовли буюм ва унинг қисмларининг аниқ тасвирларини ҳосил қилиш мумкин. Бундай кузатишларда қуйидагини билиш осон: фақат таянч даста билан ёритувчи даста голограммага унинг сиртига тик равишда тушган шароитдагина буюм ўзининг ҳақиқий тасвирига ўхшайди. Акс ҳолда ҳақиқий тасвир бузилган бўлиб чиқади ва баъзи шароитларда ҳатто йўқолиб кетиши ҳам мумкин (қ. 263-машқ).

Ҳозиргача биз таянч тўлқинни ясси тўлқин деб ҳисоблаб келдик. Сферик тўлқин ҳам таянч тўлқин сифатида ишлатилишини юқорида баён этилган элементар назариядан билиб олиш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, (60.3) ифодани

$$E_0(\rho) = A_0' \exp[ik_0 |r_0 - \rho|]$$

ифодага алмаштирамиз, бунда r_0 — сферик тўлқин марказининг радиус-вектори. Бу ҳолда ҳам $|E_0(\rho)|^2 = |A_0|^2$ бўлганлиги туфайли аввалгидек $\mathcal{E}_2(\rho) \infty E(\rho)$ эканини топамиз ва бинобарин, мавҳум тасвир таянч тўлқин ясси бўлган ҳолдагидек бўлаверар экан.

61-§. Голограмма идеал оптик системанинг элементи сифатида. Катталашган тасвирлар олиш

Олдинги параграфларда таянч тўлқин билан ёритувчи тўлқин айнан ўхшаш деб фараз қилган эдик. Бу ҳолда мавҳум тасвир буюмнинг ўзини тўлиқ акс эттиради. Аммо бу шартнинг бажарилиши асло мажбурий эмас; биринчи ва иккинчи босқичларда тўлқин узунлиги турлича ва тўлқин фронтларининг эгрилиги турлича бўлган нурланиш қўлланган ҳолда ҳам голографиялаш муваффақиятли чиқади. Тажриба шароитининг бундай ўзгартирилиши голографияланувчи буюмларнинг *катталашган тасвирларини* олиш имконини беради.

Сферик тўлқинининг таянч ва ёритувчи тўлқинлар сифатида сферик тўлқинлар қўлланиб олинган голограммасини кўриб чиқамиз. Голограмманинг ρ радиус-векторли нуқтасида бу уч тўлқинга мос

келувчи ёруғлик тебранишларини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\left.\begin{aligned} E(\rho) &= A\exp[ik|r_s+\rho_s-\rho|];\\ E_0(\rho) &= A_0\exp[ik|r_0+\rho_0-\rho|];\\ E_0'(\rho) &= A_0'\exp[ik'|r_0'+\rho_0'-\rho|]. \end{aligned}\right\} \quad (61.1)$$

ρ_s, ρ_0, ρ_0' векторлар голограмма текислигидан буюмдан келаётган тўлқин, таянч ва ёритувчи тўлқинлар марказларига томон йўналтирилган r_s, r_0, r_0' перпендикулярлар асосларининг вазиятини белгилайди (11.9-расм). $k=2\pi/\lambda$ ва $k'=2\pi/\lambda'$ тўлқин сонлар, умуман айтганда, бир-бирига тенг эмас.

Даставвал буюмнинг мавҳум тасвири билан машғул бўламиз. (60.6) муносабатни асослашда юритилган мулоҳазаларни такрорлаб, голограммани ёритгандан сўнг унинг «чиқиш» чегарасидаги майдоннинг бизни қизиқтирувчи $\mathscr{E}_2(\rho)$ қисми

$$\mathscr{E}_2(\rho)=T_0E_0^*(\rho)E_0'(\rho)E(\rho)=T_0A_0^*A_0'A\exp[i\psi(\rho)] \quad (61.2)$$

муносабат билан ифодаланишига ишонч ҳосил қиламиз, бундаги $\psi(\rho)$ катталик — ρ радиус-векторли нуқтада тебраниш фазаси:

$$\psi(\rho)=k|r_s+\rho_s-\rho|-k|r_0+\rho_0-\rho|+k'|r_0'+\rho_0'-\rho|. \quad (61.3)$$

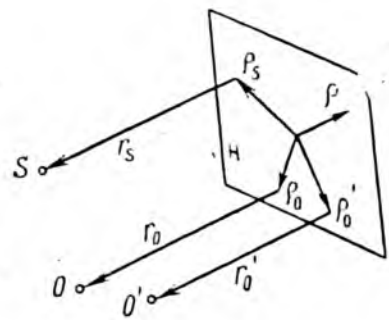
Перпендикулярларнинг узунлиги $|\rho_s-\rho|$ ва ҳоказо айирмалардан анча ортиқ, яъни нурларнинг голограммага тушиш бурчаклари голограмманинг барча нуқталари учун ва учала тўлқин учун жуда кичик, деб фараз қиламиз. Бу ҳолда содда, аммо анча узун шакл алмаштиришлар (уларни ўқувчи машқ сифатида қилиб кўрса фойдали бўлади) $\psi(\rho)$ ни қуйидагича ифодалашга имкон беради:

$$\psi(\rho)=\frac{k'}{2r_s'}(\rho-\rho_s')^2+\psi_0, \quad (61.4)$$

бунда ρ_0 га ψ_0 боғлиқ эмас, r_s', ρ_s' лар эса қуйидаги муносабатлардан аниқланади:

$$\frac{k'}{r_s'}=\frac{k}{r_s}+\frac{k'}{r_0'}-\frac{k}{r_0}; \quad (61.5)$$

$$k'\frac{\rho_s'}{r_s'}=k\frac{\rho_s}{r_s}+k'\frac{\rho_0'}{r_0'}-k\frac{\rho_0}{r_0}. \quad (61.6)$$



11.9-расм. Голографик системалар назариясига доир.

(61.4) формула тавсифлайдиган фазалар тақсимотини $\lambda'=2\pi/k'$ узунликли сферик тўлқин вужудга келтириши мумкин эди, бунда унинг маркази ρ_s' нуқтадан тикланган r_s' узунликли перпендикуляр устида бўлиши керак. Бундай ҳолда 33-§ да муҳокама қилинган

ва сферик тўлқиннинг эркин тарқалишига тегишли бўлган Френель схемаси асосида голограмма орқасида (маркази ҳозир айтилган вазиятда бўлган) сферик тўлқин тарқалади, деган хулосага келиш мумкин. Бошқача айтганда, r_s', ρ_s' лар аниқланадиган (61.5) ва (61.6) формулалар нуқтавий буюм тасвирининг вазиятини белгилайди; бу буюм эса голограммани экспозициялашда r_s, ρ_s катталиклар билан аниқланган нуқтада жойлашган эди.

Нуқтавий манбанинг голограммани ёритишда ҳосил бўлган иккинчи тасвирининг (r_s', ρ_s') вазиятини тавсифловчи ушандай муносабатларни худди шу йўл билан келтириб чиқариш мумкин:

$$\frac{k'}{r_s'} = -\frac{k}{r_s} + \frac{k'}{r_0} + \frac{k}{r_0}; \tag{61.7}$$

$$k'\frac{\rho_s'}{r_s'} = -k\frac{\rho_s}{r_s} + k'\frac{\rho_0}{r_0} + k\frac{\rho_0}{r_0}. \tag{61.8}$$

r_s', r_s' катталиклар мусбат ҳам, манфий ҳам бўла олиши мумкин. Физика жиҳатидан бу фикр тикланган ҳар бир тўлқиннинг эгрилик марказлари голограммадан иккала томонда жойлашиши мумкин эканлигини билдиради. Бундан кейин S,O, O' нуқталар (қ. 11.9-расм) ва S', S'' тасвирларнинг нуқталари голограмма орқасида (ёруғлик юриши бўйича) жойлашган бўлса, у ҳолда голограммадан бу нуқталаргача бўлган масофаларни мусбат деб, бу нуқталар голограммадан олдинда жойлашган бўлса, бу масофаларни манфий деб ҳисоблашга келишиб оламиз.

Шундай қилиб, кўриб чиқилаётган умумий ҳолда тикланган иккала тўлқин ҳам мавҳум ($r_s' < 0$, $r_s' < 0$), ҳам ҳақиқий ($r_s' > 0$, $r_s' > 0$) тасвирлар ҳосил қила олади. Шунинг учун бундан кейин S' ни (майдоннинг $\mathcal{E}_2(\rho)$ қисми) *бош тасвир*, S'' ни эса (майдоннинг $\mathcal{E}_3(\rho)$ қисми) *қўшимча тасвир* деймиз.

Агар ёритувчи тўлқин ясси тўлқин бўлса, у ҳолда таянч тўлқин эгрилигининг қандай бўлишидан қатъи назар S' ва S'' тасвирлар голограммадан тенг масофада, лекин ундан турли томонда ётади:

$$k'/r_s' = -k'/r_s' = k(1/r_s - 1/r_0).$$

Бинобарин, бу ҳолда бир тасвир ҳақиқий, иккинчиси мавҳум бўлади: агар таянч тўлқиннинг $1/r_0$ эгрилиги манбалар чиқараётган тўлқиннинг $1/r_s$ эгрилигидан кичик (алгебраик маънода) бўлса, бош тасвир мавҳум бўлади. Энди буюм ва таянч тўлқин маркази голограммага параллел бўлган бир текисликда жойлашган ($r_s = r_0$) бўлсин. У ҳолда (61.5) ва (61.7) ифодалардан $r_s' = r_s' = r_0$ эканлигини топамиз, яъни иккала тасвир голограммадан бир томонда ва ундан тенг масофада жойлашади. Бу ҳол кейинги параграфда анча батафсил кўриб чиқилади.

Энди голографик тасвирни катталаштириш масаласига мурожаат қилайлик. Нуқтавий буюмни голограмма текислигига параллел равишда $\Delta\rho_s$ катталик қадар силжитамиз. S' ва S'' тасвирлар ҳам силжийди. (61.6) ва (61.8) формулаларга мувофиқ, бу силжишлар қуйидагига тенг:

$$\Delta\rho_s' = \frac{k}{k'}\frac{r_s'}{r_s}\Delta\rho_s; \qquad \Delta\rho_s'' = -\frac{k}{k'}\frac{r_s''}{r_s}\Delta\rho_s. \tag{61.9}$$

Агар $\Delta\rho_s$, $\Delta\rho_s'$, $\Delta\rho_s''$ ларни мос равишда буюмнинг икки нуқтасини ва уларнинг тасвирларини туташтирувчи векторлар деб тушунилса, бу ҳолда ҳам юқоридаги натижага келинади. (61.9) муносабатлардаги пропорционаллик коэффициентлари голографик системанинг V' ва V'' *кўндаланг катталаштиришлари* дейилади:

$$V' = \frac{k}{k'}\frac{r_s'}{r_s} = \frac{1}{1-(r_s/r_0)+(k'/k)(r_s/r_0')},$$
$$V'' = -\frac{k}{k'}\frac{r_s''}{r_s} = \frac{1}{1-r_s/r_0-(k'/k)(r_s/r_0')}; \tag{61.10}$$

Бу катталиклар тасвирларнинг ва буюмнинг голограмма текислигига параллел йўналишлардаги ўлчамлари нисбатларига тенг.

U' ва U'' *бўйлама катталаштиришлар* голограммага нормаль йўналишда тасвирлар силжишларининг буюм нуқтаси силжишига нисбати сифатида аниқланади. (61.5), (61.7) муносабатлардан:

$$U' = \frac{dr_s'}{dr_s} = \frac{k}{k'}\left(\frac{r_s'}{r_s}\right)^2 = \frac{k'}{k}V'^2;$$
$$U'' = \frac{dr_s''}{dr_s} = -\frac{k}{k'}\left(\frac{r_s''}{r_s}\right)^2 = -\frac{k'}{k}V''^2. \tag{61.11}$$

(61.11) ва (61.10) ларни таққослаб, бўйлама ва кўндаланг катталаштиришлар турлича эканлигини кўриш мумкин. Бу эса буюмга (уч ўлчовли) қиёсан тасвир шаклининг бузилишини билдиради: $|V'|$ ва $|V''|$ ёки $|U'|$ ва $|U''|$ катталаштиришлардан қайси бири катта бўлишига қараб голограммага томон кетган йўналишда тасвир сиқилган ёки чўзилган бўлади. Фақат $r_s = r_s'$ шарт бажарилгандагина бош тасвир буюмга ўхшаш бўлади, бу шартга буюмнинг ягона вазияти мос келади:

$$\frac{1}{r_s} = \frac{1}{k'-k}\left(\frac{k'}{r_0'}-\frac{k}{r_0}\right).$$

Бу шароитда кўндаланг ва бўйлама катталаштиришлар тўлқин узунликлари нисбатига тенг, яъни

$$V' = U' = k/k' = \lambda'/\lambda.$$

Шундай қилиб, буюмга ўхшаган катталашган голографик тасвир олиш мумкин: бу ҳолда ёритувчи тўлқиннинг узунлиги буюмдан келаётган ва таянч тўлқинлар узунлигидан катта бўлиши керак.

Ясси буюмлар учун $V' = U'$ шартнинг бажарилиши зарурий эмас: λ ва λ' тўлқин узунликлар фарқи ҳисобигагина эмас, балки тажрибанинг геометрик шароитини танлаш йўли билан ҳам бузилмаган катталашган тасвир ҳосил қилиш мумкин. Масалан, таянч тўлқин ясси тўлқин бўлган ҳолда ($r_0 \to \infty$)

$$V' = \frac{1}{1 + (k'/k)(r_s/r_0)}$$

ва катталашган бош тасвир r_s ва r_0' ларнинг ишораси турли бўлганида ҳосил бўлади, яъни ёритувчи тўлқин йиғиладиган тўлқин бўлиши керак (r_s ҳамма вақт манфий)*.

Буюм ва унинг тасвирлари вазиятларини боғловчи (61.5)—(61.8) умумий муносабатларни янада конкретлаштирмаймиз, чунки улар шакл жиҳатидан ҳар қандай оптик система учун тўғри бўлган қонунлар билан тамомила бир хилдир. Бу қонунлар XII—XIV бобларда батафсил таҳлил қилинади, бу ерда эса биз бундай ўхшашлик борлигини таъкидлаш билан кифояланамиз. Таққослаш қулай бўлиши учун голографик системаларда ва линзали системаларда (қ. 79-§) тасвирни тавсифловчи асосий муносабатларни ёнма-ён ёзамиз:

Бош голографик тасвир	Идеал линзадаги тасвир
$\frac{k'}{r_s'} - \frac{k}{r_s} = \frac{k'}{f'}$;	$\frac{n_2}{a_2} - \frac{n_1}{a_1} = \frac{n_2}{f_2} = -\frac{n_1}{f_1}$;
$V' = \frac{k}{k'}\frac{r_s'}{r_s}$;	$V = \frac{n_1}{n_2}\frac{a_2}{a_1}$;
$U' = \frac{k}{k'}\left(\frac{r_s'}{r_s}\right)^2 = \frac{k'}{k}V'^2$;	$U = \frac{n_1}{n_2}\left(\frac{a_2}{a_1}\right)^2 = \frac{n_2}{n_1}V^2$.

Бу ерда a_2, a_1 (тасвирдан ва буюмдан линзагача, аниқроғи унинг бош текисликларигача бўлган масофалар), r_s', r_s ларга ўхшашдир. Буюмлар фазоси ва тасвирлар фазосининг n_2, n_1 синдириш кўрсаткичларини k', k тўлқин сонларга нисбатлаш лозим. f', f катталиклар голографик системанинг фокус масофалари ролини ўйнайди, улар

$$\frac{k'}{f'} = \frac{k'}{r_0} - \frac{k}{r_0}; \quad \frac{k}{f} = -\frac{k'}{r_0} + \frac{k}{r_0} = -\frac{k'}{f'}$$

муносабатлардан аниқланади ва бир-бирига линзали системанинг f_2, f_1 (кетинги ва олдинги) фокус масофалари сингари боғланган.

* Қўшимча тасвирнинг шунга ўхшаш таҳлилини 264- машқдан қ.

f' ва f ларни юпқа линзанинг (қ. 76, 77- §) фокус масофалари билан таққослаб, бу муҳокама қилинаётган ўхшашликни давом эттириш мумкин эди*:

$$\frac{n_2}{f_2} = \frac{n_2 - n}{R_2} - \frac{n_1 - n}{R_1}; \quad \frac{n_1}{f_1} = \frac{n_1 - n}{R_1} - \frac{n_2 - n}{R_2} = -\frac{n_2}{f_2},$$

бунда n — линза материалининг синдириш кўрсаткичи, R_1 ва R_2 — линза сиртларининг эгрилик радиуслари бўлиб, улар ҳам r_s ва ҳоказолар бўйсунадиган ишоралар қоидасига бўйсунади. Шундай қилиб, голограмма бош тасвирга нисбатан юпқа линзага эквивалент бўлиб, бу линза сиртларининг эгрилик радиуслари r_0, r_0' билан қуйидагича боғланган:

$$\frac{1}{r_0} = \frac{n_1 - n}{n_1}\frac{1}{R_1}, \quad \frac{1}{r_0'} = \frac{n_2 - n}{n_2}\frac{1}{R_2}. \tag{61.12}$$

Бош ва қўшимча голографик тасвирлар худди сферик кўзгудан қайтиш ҳолидаги сингари бири иккинчисига айланади. Ҳақиқатан ҳам, (61.5) ва (61.7), (61.9), (61.11) муносабатлардан қуйидагиларни осон ҳосил қиламиз:

$$\frac{1}{r_s} + \frac{1}{r_s'} = \frac{2}{r_0}; \quad \Delta\rho_s' = -\frac{r_s'}{r_s}\Delta\rho_s; \quad \frac{dr_s'}{dr_s} = -\left(\frac{r_s'}{r_s}\right)^2. \tag{61.13}$$

Агар сферик кўзгунинг эгрилик радиуси голограмма билан ёритувчи сферик тўлқин маркази орасидаги r_0' масофага тенг бўлса, (61.13) муносабатлар сферик кўзгудан қайтишни шаклан тасвирлайди (қ. (72.4)). Шунинг учун қўшимча тасвир баъзан *қўшма тасвир* деб аталади.

Демак, голограмма ҳосил қилган бош ва қўшимча тасвирларнинг вазияти, ориентацияси**, ўлчамлари ва ҳоказолари каби геометрик характеристикалари тегишлича танланган линза ва кўзгу ҳосил қилувчи тасвирларнинг хоссаларига айнан ўхшашдир.

Топилган шаклий ўхшашлик, албатта, тасодифий эмас. Голографиялашда ҳам, линзали ёки кўзгули оптик системада тасвир олишда ҳам гап бир сферик тўлқинни (буюмдан келаётган тўлқинни) бошқа сферик тўлқинга (тасвир тўлқинига) айлантириш тўғрисида боради. Бундай шакл алмаштириш қонунининг кўриниши (тўлқин фронтлари эгрилигининг чизиқли алмаштирилиши) масаланинг

---

* 76- § дагига нисбатан умумийроқ ифодалар келтирилган, улар $n_0 \neq n_1$ ҳолда ҳам тўғри.

** Линза ва кўзгу ҳосил қилган тасвирлар қуйидаги муҳим жиҳатдан фарқланади: буюмда ортларнинг ўнг учлигини (бирлик векторларнинг ўнг системасини) тузамиз; линза берган тасвирда бу учлик ҳамма вақт ўнг учликка, кўзгу берган тасвирда эса ҳамма вақт чап учликка алмашинади. Уй кўзгуларидан фойдаланилганда ҳар бир киши кўп марталаб кузатган бу хосса кўчириш ва айланишлар ёрдамида буюм билан унинг тасвирини устма-уст тушириш мумкин эмаслигини билдиради.

қўйилишига боғлиқ бўлиб, уни амалга оширишнинг конкрет усулига ҳеч боғлиқ эмас. Ҳар қандай (голографик ёки линзали) усул фақат дастлабки тўлқин фронти эгрилигини маълум сон марта ўзгартира олиши ва унга янги қўшилувчи қўшиши мумкин холос.* Бу ишни амалга ошириши керак бўлган физик ҳодисанинг таҳлили мос кўпайтувчи ва қўшилувчининг физик маъносини ҳамда уларнинг ҳодиса характеристикаларига ва системанинг конструктив хусусиятларига боғланишининг физик маъносини конкретлаштиради. Бу боғланиш турли усулларни қиёсий текширишда жуда муҳим экан. Эслатиб ўтилганидек, биринчи ва иккинчи босқичда турли узунликли тўлқинларни қўлланиш голографияга линзали ва кўзгули системаларда худди шундай фактор берган имкониятга караганда (тасвирлар ва буюмлар фазосида синдириш кўрсаткичлари фарқи, микроскопларнинг иммерсион объективлари, қ. 97-§) беқиёс кенг имкониятлар беради, чунки тўлқин узунликлари жуда кўп фарқ қилувчи нурлардан, масалан, Рентген нурлари ва кўринувчи нурланишдан (Рентген нурларининг лазери яратилганда) фойдаланиш мумкин.

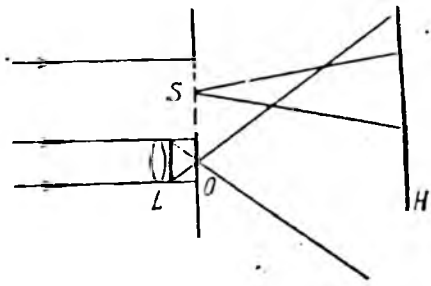
Пировардида шуни таъкидлаймизки, голограмма ва уни ёритувчи тўлқин ҳеч қандай оптик системалар ёрдамисиз, уч ўлчовли буюм ҳақида информация олиш имконини беради. Оддий фотографияда ҳар бир негатив маълум бир бурчак остида кузатилувчи буюмнинг фақат бир тасвирини бергани ҳолда ҳар бир голограммада уч ўлчовли буюмни турли бурчаклар остида кузатиш имконини берувчи тасвирларнинг бутун бир комплекси ёзилган бўлади. Бундан ташқари, голография турли пайтларда мавжуд бўлган тўлқинлар интерференциясини кузатиш имконини беради (қ. 67-§).

62- §. Фурье голограммалари

Буюмнинг ҳар бир нуқтаси голограммада Рэлейнинг элементар панжараси ҳосил қиладиган баъзи голографик системалар фойдали хоссаларга эга. Шундай голограммаларни амалга ошириш усулларидан бирини 11.10-расмдаги схема кўрсатади. Пунктир билан кўрсатилган ясси шаффоф буюмга лазер нурланишининг параллел дастаси туширилади; бу дастанинг бир қисмини L линза кичик O тешикка фокуслайди, бу тешик сферик таянч тўлқин манбаи бўлиб хизмат қилади. Равшанки, схема таянч тўлқин ва буюмдан келаётган тўлқинлар когерентлигини таъминлайди. Таянч тўлқин ва буюмнинг бирор S нуқтасидан келаётган тўлқин интерференцияланиши натижасида H голограмма текислигида вужудга келган манзарани кўриб чиқамиз. IV бобда батафсил муҳокама қилинган

* Чизикли бўлмаган оптик асбобларда ҳам аҳвол шундай, уларда тасвирни натижавий, каррали ва бошқа гармоникалар генерацияланиши оқибатида асбобда вужудга келадиган нурланиш ҳосил қилади. (қ. 236-§)

бундай интерференцион манзаралар даврий полосалар кетма-кетлиги кўринишида бўлади; полосалар кенглиги (даври) тўлқин узунликнинг H голограмманинг даври ҳисобланаётган нуқтасидан OS кесма кўринадиган бурчакка нисбатига тенг. Шундай қилиб 11.10-расмдаги схемада буюмнинг ҳар бир нуқтасига H текисликда интенсивликнинг гармоник тақсимланиши мос келади*. Интенсивликнинг ўзгариш амплитудаси буюмнинг S нуқтада ўтказиш коэффициентига пропорционал бўлади, S нуқта таянч тўлқиннинг O манбаидан қанча узоқ бўлса, давр шунча кичик бўлади.



11.10-расм. Фурье голограммалари олиш схемаси.

Юқорида айтилганларга асосланиб, қуйидагини исботлаш осон: бутун буюм таъсирида H текисликда вужудга келган ёруғлик интенсивлиги тақсимоти буюм текислигида майдон амплитудаси тақсимотининг Фурье алмаштиришидан иборат (қ. 265-машқ). Бошқача айтганда, 11.10-расмда схематик тасвирланган қурилма амплитудаларнинг айтиб ўтилган тақсимоти устида Фурье алмаштиришини амалга оширади. Шунинг учун бу типдаги схемаларда олинган голограммалар *Фурье голограммалари* дейилади.

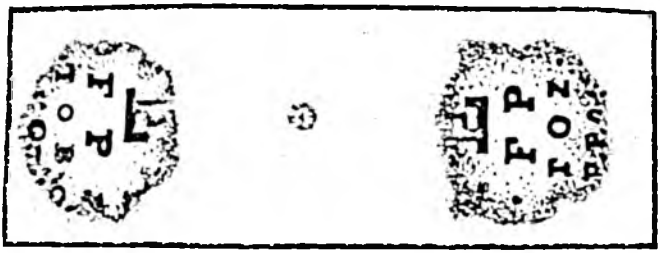
Агар Фурье голограммаси ясси тўлқин билан ёритилса, у ҳолда ҳар бир элементар панжара $m = 0, \pm 1$ тартибли учта ясси тўлқин ҳосил қилади (қ. 58-§). Бинобарин, буюмнинг ҳар бир нуқтаси ясси тўлқинлар (бош тасвир ва қўшимча тасвирлар) вужудга келтиради, бу тўлқинларнинг тарқалиш йўналиши бу нуқтанинг координатасига боғлиқ. Шундай қилиб, бу ҳолда голографиялаш буюмни бирор оптик системанинг фокал текислигига жойлаштиришга эквивалентдир. Бу хулоса олдинги параграфда топилган умумий формулалардан ҳам келиб чиқади. Кўриб чиқилаётган ҳол учун 61-§ даги белгилардан фойдалансак, $r_s = r_0$, $r_0' \to \infty$ бўлади ва (61.5) ҳамда (61.7) муносабатлардан

$$1/r_s' = 1/r_s^* = 0$$

бўлиши келиб чиқади, бу эса физика жиҳатидан ҳам бош, ҳам қўшимча тасвирларнинг чексиз узоқлашишини билдиради.

Энди голограммани сферик тўлқин билан ёритайлик. Бу ҳолда иккала тасвир ва ёритувчи тўлқин маркази бир текисликда бўлади (11.11-расм). Марказий доғча ёритувчи тўлқиннинг йиғилиш мар-

* OS кесманинг бурчакли ўлчамлари, албатта, голограмманинг ишловчи қисмининг барча нуқталари учун тахминан бирдай бўлиши керак.



11.11-расм. Ясси буюмнинг Фурье голограммаси ёрдамида олинган тикланган тасвирлари.

казига мос келади, чапдаги ва ўнгдаги тасвирлар бош ва қўшимча тасвирлардир. Тасвирларнинг кўндаланг катталашишлари ишораси қарама-қарши бўлганидан улар бир-бирига нисбатан «ағдарилиб» тушган (қ. 61-§).

Кайд қилинган хусусиятлар 61-§ да баён этилган умумий назариядан келиб чиқадиган хулосаларга тўлиқ мувофиқ келади. (61.5), (61.7) ва (61.10) муносабатларда $r_s = r_0$ деб ҳисоблаб, қуйидагини топамиз:

$$r_c' = r_0' = r_0'; \quad V' = -V'' = \frac{k}{k}\frac{r_0'}{r_s} = \frac{\lambda'}{\lambda}\frac{r_0'}{r_s}.$$

Агар ёритувчи тўлқин ёйилувчи тўлқин бўлса, у ҳолда иккала тасвир мавҳум бўлади ва уларни қайд қилиш учун қўшимча оптик система (ёки кўз) зарур. Йиғилувчи тўлқин ($r_0' > 0$) билан ёритилганда линзалар қўлланмасдан экранда ҳақиқий тасвирлар ҳосил қилиш мумкин (линзасиз тасвир).

Юқорида келтирилган катталаштириш ифодасидан кўринишича, Фурье голографиясида катталаштирилган тасвирни λ ва λ' тўлқин узунликлар фарқи ҳисобидан ҳам, буюмни голограммага яқинлаштириш (r_s ни камайтириш) йўли билан ҳам олиш мумкин, кейинги ҳолда голограмма микроскоп объективидек таъсир кўрсатади.

Катталаштирилган тасвир ҳосил қилишнинг бошқа усули кичрайган масштабда голограмма репродукцияси тайёрлашдан иборат. Бунда интерференцион структура масштаби камайганлиги (масалан, M марта камайганлиги) туфайли ёритувчи тўлқиннинг дифракция бурчаклари мос равишда катталашади (бу ҳам M марта катталашади). Бинобарин, тасвирнинг ўлчами ҳам катталашиши керак. Ҳақиқатан ҳам, соддагина ҳисоб қилиб,

$$V' = Mk/k'$$

муносабатни топамиз (қ. 266-машқ). Бу усул, албатта, фақат Фурье голографиясида (хусусан, голографик микроскопияда) эмас, балки бир қатор бошқа ҳолларда ҳам қўлланилади.

63- §. Голографик системаларнинг ажрата олиш қобилияти

61-§ да топилган ва тасвирлар вазиятини ҳисоблашга имкон берадиган муносабатларни буюмнинг ҳар бир нуқтасига тасвирда нуқта (математик маънодаги нуқта) мос келади, деган маънода тушуниш ярамайди. Ҳар қандай бошқа оптик системадаги каби, тўлқин фронтининг ўлчамларини чеклаш оқибатида нуқтавий манбанинг тасвири тўлқин узунликка пропорционал бўлган каттароқ ёки кичикроқ ўлчамли дифракцион доғ кўринишида бўлади (қ. IX, XV боблар). Тилга олинган муносабатлар фақат дифракцион доғларнинг марказлари вазиятини тавсифлайди. Агар тасвирни кузатишда голограммадан келаётган бутун ёруғликдан тўла фойдаланилаётган бўлса, у ҳолда дифракцион доғларнинг шакли, ўлчами, уларда энергия тақсимоти ва шу каби муҳим хоссалари голограмманинг шакли ва ўлчамларига боғлиқ. Агар тасвирни қайд қилувчи система (фотоаппарат ёки кўз) тикланган тўлқиннинг бир қисмини ўтказаётган бўлса, у ҳолда дифракцион доғнинг хоссалари қайд қилувчи системага боғлиқ бўлади.

Агар икки нуқта орасидаги масофа дифракцион доғ диаметридан кичик бўлса, нуқта тасвирининг дифракцион кенгайиши натижасида голографик система бу нуқталарни бир-биридан ажрата олмайди, яъни улар тасвирда бир нуқта бўлиб кўринади. Бундай ҳолда система бу нуқталарни ажрата олмайди дейишади.

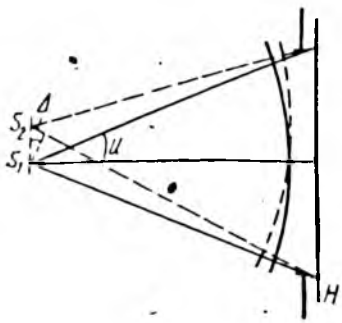
Олдинги параграфларда баён этилган тасаввурларга асосланиб, ёруғликнинг S_1 ва S_2 икки нуқтавий манбаини ажрата олиш шартларини кўриб чиқамиз (11.12- расм). Агар S_1 ва S_2 нуқталарга мос келган интерференцион манзаралар голограмма текислигида бир-биридан етарлича ошкор фарқ қилса, у ҳолда бу нуқталар ажрата олинади. Интерференцион манзараларнинг бир-биридан фарқ қилиши ўз навбатида таянч тўлқин билан S_1 ва S_2 лардан келаётган тўлқинлар орасидаги ψ_1 ва ψ_2 фазалар фарқларининг қанчалик тафовут қилишига боғлиқ. $\psi_1 - \psi_2$ айирма S_1 ва S_2 дан келаётган тўлқинлар фазаларининг $\delta\psi$ фарқига тенглигини кўриш осон. Демак, агар $\delta\psi$ етарлича катта (масалан, π дан катта) бўлса, у ҳолда S_1 ва S_2 га мос келадиган интерференцион манзаралар бир-бирига нисбатан керакли меъёрда силжиган бўлади ҳамда S_1 ва S_2 нуқталар ажралиб кўринади.

11.12- раемдан кўринишича, голограммани чекловчи диафрагма четида $\delta\psi$ максимал қийматга эга, бунда мос йўл фарқи

$$\Delta = l \sin u$$

бўлади, бу ерда l катталик — S_1 ва S_2 нуқталар орасидаги масофа, u — диафрагманинг ярмига таянган бурчак. $\delta\psi = 2\pi\Delta/\lambda$ бўлганлигидан $\delta\psi \geqslant \pi$ ажратиш критерийси $\Delta \geqslant \lambda/2$ шартга эквивалент, бинобарин,

$$l \geqslant l_{min} = \lambda/2 \sin u \qquad (63.1)$$



11.12-расм. Голографик системаларнинг ажрата олиш қобилиятини аниқлашга доир.

шарт бажарилганида S_1 ва S_2 нуқталар ажралиб кўринади. Агар u бурчак кичик бўлса, у ҳолда $\sin u \approx u \approx D/2r_s$ бўлиб, (63.1) шарт

$$l \geqslant l_{\min} = \frac{\lambda}{D} r_s \quad (63.2)$$

кўринишни олади (D — диафрагма диаметри, r_s — голограммадан S_1 гача бўлган масофа).

Сифатга оид мулоҳазалар ёрдамида топилган (63.1) шарт микроскопнинг ажрата олиш қобилиятининг батафсил назарияси натижаларидан кам фарқ қилади (қ. 97-§). Шундай бўлиши лозим эди, чунки голографиялашнинг таянч тўлқин бўлиши, унинг геометрияси, ёритиш ва шу сингари махсус хусусиятлари ажрата олишнинг дифракцион чегараси ҳақидаги масалада мутлақо аҳамиятсиздир.

Олдинги муҳокамаларимизда интерференцион манзарани қайд қилувчи фотосезгир қатлам бу манзаранинг барча тафсилотини тўла акс эттиради, деб фараз қилинган эди. Аммо ҳақиқатда фотоқатламнинг ўзининг ажрата олиш қобилияти чексиз эмас; агар интерференцион манзара структурасининг чизиқли ўлчамлари бирор чегаравий ε қийматдан кичик бўлса, у ҳолда фотоқатлам ёритилганликнинг ҳақиқий тақсимотини акс эттира олмай қолади, ε катталикни (голографик эмульсиялар учун) фотосезгир модданинг доналари ўлчами аниқлайди.

Фотоқатламнинг бу хоссаси сферик тўлқиннинг таянч тўлқин ясси тўлқин бўлган ҳолда олинган голограммасига қандай таъсир кўрсатишини (қ. 59-§) кузатамиз. Бу ҳолда голограмма 8.5-расмда тасвирланган зонали панжара кўринишида бўлади. Бирор номердан бошлаб ҳалқалар орасидаги масофа фотоқатламнинг ε ажрата олиш қобилиятидан кичик бўлиб қолиб, ҳалқалар бир-бири билан қўшилишиб кетади*. Ёритувчи тўлқин голограммаининг шундай четки қисмларидан ўтаётиб, мунтазам дифракцияланмайди ва манбанинг тасвирини ҳосил қилишда қатнашмайди. Бошқача айтганда, голограмманинг ишлайдиган соҳаси ўлчамини фотоқатламнинг хоссалари чеклаб қўйган бўлади. Бу ўлчамнинг катталигини аниқлайлик.

* Бу эффект сабабли голограмманинг бузилиши ҳақида яққол тасаввур олиш учун буларга ўхшаган интерференцион ҳалқалар тасвирланган 7.5-расмдан фойдаланамиз. Полиграфик репродукция бу ҳолда ўлчамлари 0,5 мм бўлган ва лупа орқали кўриш осон бўлган яйчейкалардан тузилган бўлгани учун марказдан узоқдаги ҳалқалар ажратила олмайди. Репродукциянинг ҳар бир ячейкаси голограмма фотоэмульсиясининг доналари ролини ўйнайди.

59- § га мувофиқ, зонали панжарадаги n- ҳалқанинг радиуси

$$r_n^2 = 2\lambda r_s \cdot n$$

муносабат орқали ифодаланади. Қўшни ҳалқалар орасидаги масофа тахминан қуйидагича ифодаланади:

$$r_{n+1} - r_n = \frac{2\lambda r_s}{r_{n+1} + r_n} \approx \frac{\lambda r_s}{r_n}.$$

$r_{n+1} - r_n$ айирмани минимал ажратила оладиган ε масофага тенглаб, голограмманинг ишлайдиган соҳасининг D диаметрини топамиз:

$$D = 2\lambda r_s / \varepsilon;$$

кейин диаметрнинг бу қиймати ёрдамида голографик тасвирда ажратилиш чегарасини аниқлаймиз:

$$l \geqslant l_{\min} = 1/2\ \varepsilon.$$

Шундай қилиб, бу ҳолда буюм нуқталари орасидаги ажрата олинадиган масофа фотоқатламда ажрата олинадиган масофанинг ярмига тенг.

Одатда фотоматериалларни ε га тескари бўлган $N = 1/\varepsilon$ катталик (1 мм да ажрата олинадиган чизиқлар сони) характерлайди. Голографик системалар учун N сонининг қиймати катта (1000—8000 $мм^{-1}$ тартибида) бўлган фотоэмульсиялар махсус равишда ишлаб чиқилган бўлиб, улар асбобнинг ажрата олиш кучи катта бўлишига имкон беради. Агар, масалан, $N = 10^3$ $мм^{-1}$ бўлса, у ҳолда $1/2\varepsilon = 1/2N = 0{,}5 \cdot 10^{-3}$ мм катталик тўлқин узунлик билан таққосланадиган бўлиб қолади ва фотопластинка асбобнинг ажрата олиш қобилиятини кўп ёмонлаштирмайди.

Аммо бажарилган ҳисоб бош ва қўшимча тасвир ҳосил қилувчи дасталар бир-биридан ажралмаган схемаларга тааллуқли эканлигини назарда тутиш керак (қ. 11.4-б расм). Икки тасвирни ажратиш учун керак бўлган дасталар қия тушадиган схемаларда фақат юқори тартибли ҳалқалар қўлланилади (қ. 11.4-в расм) ва фотоқатламнинг роли ортади; бундай схемалар кўп қўлланади. Шунинг учун дасталар қия тушадиган Френель голографиясида ажрата олиш кучи фотоматериалга боғлиқ бўлади.

64- §. Голографик тасвирлар сифати

Шу чоққача биз таянч ва ёритувчи тўлқин сифатида қўлланадиган, шунингдек буюмларни ёритиш учун қўлланадиган нурланиш бутунлай когерент нурланиш деб фараз қилиб келдик. Аммо абсолют когерент ёруғлик йўқ; нурланиш манбаи қаноатлантириши керак бўлган зарурий талабларни ойдинлаштириш ҳақидаги масала табиий равишда пайдо бўлади.

21, 22-§ ларда баён этилганларга биноан, контраст интерференцион манзара кузатиш учун нурланиш спектрининг тўлқин узунликларда ифодаланган кенглиги

$$\Delta\lambda < \lambda/m$$

шартга бўйсуниши керак, бундаги m — интерференция тартиби, яъни интерференциялашувчи тўлқинлар L йўл фарқининг λ га нисбати. Тўлқин узунликдан кўра, унга тескари бўлиб частотанинг $2\pi c$ га нисбатига ($\omega/2\pi c = 1/\lambda$) тенг бўлган ν катталик қулай (бир секунддаги тебранишлар сони ҳам ν билан белгиланади); бу катталик $см^{-1}$ билан ифодаланади. Агар нурланиш спектрининг кенглиги $см^{-1}$ билан ифодаланса, яъни $\Delta\nu = \Delta\lambda/\lambda^2$ деб олинса, интерференция тартиби ўрнига эса $m = L/\lambda$ таъриф асосида йўл фарқи киритилса, бу ҳолда нурланиш монохроматиклигининг критерийсини қуйидаги содда шаклда ифодалаш мумкин:

$$\Delta\nu < 1/L. \qquad (64.1)$$

Демак, нурланиш спектрининг $см^{-1}$ билан ифодаланган кенглиги йўл фарқининг тескари қийматидан кичик бўлиши керак (анча кичик бўлса яна ҳам яхши). Бу шартнинг физик мазмуни равшандир: квазимонохроматик нурланишни ташкил этган цугларнинг (нурланиш когерентлигининг) $1/\Delta\nu$ га тенг бўлган узунлиги L (қ. 21-§) йўл фарқидан катта бўлиши керак, шунда бир цугга тегишли тебранишлар голограмма текислигида интерференциялашади.

Уч ўлчовли буюмларни голографиялашда L амалда буюмнинг ўлчамлари билан бир хил бўлади, бу ҳолда йўл фарқи қийматлари энг катта бўлади. Демак, агар буюмнинг ўлчамлари бир неча ўн см бўлса, у ҳолда $\Delta\nu$ нинг қиймати 0,01 $см^{-1}$ дан ошмайди. Таққослаш учун шуни айтиб ўтамизки, ёруғликнинг газ-разряд манбаларида спектрал чизиқлар кенглиги одатда 0,1—1 $см^{-1}$ чамасида бўлади ва шунинг учун уларни голографияда қўлланишда ажрата олиш кучи катта бўлган Фабри — Перо интерферометри (қ. 30, 50-§) типидаги спектрал асбоблар ёрдамида қўшимча равишда монохроматизация қилиш керак бўлади.

Нурланишнинг фазовий когерентлигига тегишли талабларни 22-§ да киритилган когерентлик соҳаси тушунчаси ёрдамида таърифлаш осон: когерентлик соҳасининг $2l_{ког}$ ўлчамлари голограммаиинг D ўлчамларидан катта бўлиши керак. Агар манбанинг бурчакли ўлчами θ га тенг бўлса, у ҳолда $2l_{ког} = \lambda/\theta$ бўлади ва фазовий когерентликнинг таърифланган $2l_{ког} > D$ зарурий критерийсидан қуйидаги келиб чиқади:

$$\vartheta < \lambda/D. \qquad (64.2)$$

Топилган бу шартни бошқача усулда талқин қилиш мумкин: манбанинг бурчакли ўлчамлари система ажрата оладиган ва бурчакли

ўлчовда ифодаланган масофадан кичик бўлиши керак (қ. (63.2)). Агар 11.12-расмда ва (63.1) муносабатда интерференция апертураси билан *и* бурчакнинг бир хил бўлиши эътиборга олинса, кенг ёруғлик манбаининг интерференцион тажрибаларда рухсат этиладиган ўлчамларини чекловчи (17.1) умумий шарт ёрдамида ҳам юқоридаги хулосага келиш мумкин.

Бир-биридан мустақил олинган (64.1) ва (64.2) шартларнинг ҳар бирини қиёсан содда бажариш мумкин. Масалан *m* тартиби кичик бўлган аниқ интерференцион манзара қиёсан катта юзларда осон вужудга келади, шундай эканлигини биз 16-§ да интерференцион тажрибаларнинг турли схемаларини муҳокама қилганда кўрган эдик. Аммо, иккала шартнинг бир вақтда бажарилиши кераклиги етарлича кичик оқимлар билан ишлашга мажбур этади ва ёруғликнинг лазердан бошқа манбалари голографияси бўйича экспериментлар фавқулодда қийин ва мураккаб бўлади.

Д. Габор 1948 йилда электрон микроскопларнинг ажрата олиш қобилиятини ошириш проблемаси билан боғлиқ равишда голографиянинг асосий физик ғояларини таърифлаб берди. Габор ўз назарий мулоҳазаларини спектрнинг оптик соҳасидаги экспериментлар билан тасдиқлади. Аммо юқорида зикр қилинган қийинчиликлар туфайли голография то оптик квант генераторлари яратилганига қадар жуда секин ривожланди; бу генераторларнинг нурланиши уларнинг ишлаш принципига асосан, ниҳоятда монохроматик бўлиб, фазовий когерентлик даражаси ҳам юқори бўлади (қ. 228, 229-§). Олтмишинчи йиллар бошида Э. Лейт ва Упатниекс лазер нурланиши ёрдамида биринчи голограммалар ҳосил қилишди. Шу вақтдан бошлаб голография тез ривожланди ва татбиқий оптиканинг тармоқланган соҳасига айланди. Шунинг учун голографиянинг ютуқлари бутунлай оптик квант генераторлари ихтиро этилиши билан боғлиқ бўлди, деб айтишга тўла асос бор*.

Лазерлар нурланиши когерентлигининг узунлиги бир неча юз метр бўлиши мумкин ва принципиал жиҳатдан лазерлар голография учун ёруғлик манбалари проблемасини ҳал қилади. Турли типдаги лазерлар қўлланилади, лекин гелий-неонли лазерлар ($\lambda = 632{,}8$ нм, қ. 227-§) энг кўп қўлланиляпти.

Бундан олдинги бўлимларда асосий эътибор голографиялаш процессининг физик томонига берилган эди ва биз атайин шу нуқтаи назардан аҳамиятсиз бўлган, лекин юқори сифатли голографик тасвирлар олиш учун жуда муҳим бўлган баъзи бир тафсилотларни

* Голография яратувчиси Д. Габор 1971 йилда шу муносабат билан бундай деб ёзган эди: «Фаннинг йўллари кўпинча кутилмаган бўлади. Электрон микроскопия ҳозиргача тўлқинларни тиклашдан муҳим фойда ололмади, ваҳоланки, менинг оптик тажрибаларим голографияга асос қўйди (улар модел тажрибалар сифатида бажарилган эди). Кўп тадқиқотчилар ... кейинги йилларда баъзи ютуқларга эришган бўлсалар-да, 1962 йилда Э. Лейт ва Ю. Упатниекс лазерлар қўллаганида голография ҳақиқатан ҳам дунёга қайта келди ...».

муҳокама қилмаган эдик. Энди бир қатор шундай тафсилотларни қайд қилиб ўтамиз.

Таянч ва ёритувчи тўлқинлар айнан бир хил бўлганида тасвирнинг буюмга тамомила ўхшаш бўлиши ва фақат ҳар бир нуқта тасвирининг дифракцион кенгайиши (қ. 63-§) натижасида тасвир буюмдан фарқ қилиши 60-§ да кўрсатиб ўтилган эди. Катталашган тасвир олмоқчи бўлганимизда (қ. 61-§) муқаррар равишда тасвирнинг сифати янада ёмонлашар экан (тасвир аберрациялари; қ. XIII боб). Бу ҳол ўзига алоҳида эътибор талаб қилади, чунки голограмманинг ўлчамлари ва ёруғликнинг тушиш бурчаклари ошган сари аберрациялар тез ўсади.

Голографияда кўп қўшимча тасвирлар пайдо бўлиши имконияти бор. Уларнинг вужудга келиши сабаби аслида 58-§ да аниқланган эди. Интерференцион манзарани ясси таянч тўлқин билан буюм майдонининг фазовий ташкил этувчиларининг (Фурье компонентларининг) интерференцияси туфайли ҳосил бўлган полосаларнинг элементар системалари қўшилиши деб ҳисоблаш мумкин (қ. 52-§). Бунга тегишли элементар дифракцион панжара даврий бўлади, лекин фотография процесси керакли тарзда ростланган бўлмаса, унинг ўтказиш коэффициенти координатага гармоник боғланган бўлмайди. Бундай панжарани ёритганда $m = 0, \pm 1$ тартибли тўлқинларгина эмас, балки $m = \pm 2$ ва ҳоказо тартибли тўлқинлар ҳам ҳосил бўлади. Дифракциянинг ҳар бир тартибига ўз тасвири мос келади, яъни кўп тасвирлар ҳосил бўлади, аммо уларнинг устма-уст тушиши одатда маъқул эмас ва ҳатто зарарли.

Голографик экспериментнинг (дарвоқе ҳар қандай бошқа соҳадаги каби) айтиб ўтилганлардан ташқари яна кўп нозик хусусиятлари бор. Хусусан, таянч тўлқин ва голографияланадиган тўлқин интенсивликлари нисбати, асбобнинг вибрацияси, желатин қатламидаги фазавий бузилишлар ва ҳоказолар муҳим аҳамиятга эга бўлиши мумкин. Биз муҳим роль ўйновчи, лекин махсус аҳамиятга эга бўлган бундай факторларни чуқур анализ қилиб ўтирмаймиз.

65- §. Ҳажмий голограммалар (Денисюк методи)

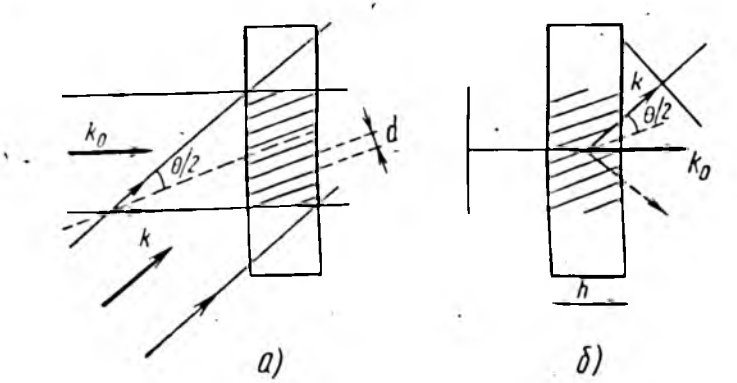
Таянч тўлқин ва буюмдан келаётган тўлқинлар устма-уст тушадиган соҳада ташкил бўладиган интерференцион майдон, албатта, фотопластинка сиртида жойлашган эмас. Когерент тўлқинлар билан ўтказиладиган ҳар қандай тажрибадаги каби, натижавий тебраниш амплитудасининг қийматлари катта ва кичик бўладиган жойлар бутун фазода тўлқин фронтларининг кўринишига боғлиқ бўлган бирор қонун бўйича тақсимланган. Шунинг учун ҳамма вақт бирор қалинликка эга бўлган фотоэмульсия қатламида олдин биз тахминан фараз қилганимиздек икки ўлчовли эмас, балки *уч ўлчовли* қорайишлар структураси ҳосил бўлади. Шу билан бирга, уч ўлчовли структураларда ёруғлик дифракцияси қонунларининг ўзига хос

хусусиятлари (қ. X боб) бўлиб, улар голографияда самарали қўлланилади; шундай эканини биз энди кўрамиз.

Даставвал ясси тўлқин голограммасининг таянч тўлқин ҳам ясси бўлгандаги энг содда ҳолини кўриб чиқамиз (қ. 58-§). Бу шароитда ёруғлик тебранишларининг синфазали қўшилиш нуқталарига мос келган қорайиш қатламлари (фотоэмульсиядаги қатламлар) таянч тўлқин ва буюмдан келаётган тўлқинларнинг k_0 ва k тўлқин векторлари орасидаги бурчак биссектрисасига параллел равишда жойлашади, бунда қўшни қатламлар орасидаги масофа $d = \lambda/2 \sin {}^1/_2\, \theta$ бўлади (қ. 267-машқ). 11.13-а расмда қорайиш қатламлари шартли равишда туташ чизиқлар билан белгиланган ва кўп катталаштирилган масштабда тасвирланган.

Ёритувчи тўлқин учун бундай голограмма уч ўлчовли даврий структура хизматини қилади ва Вульф — Брэгг қонунига мувофиқ, қорайиш қатламларидан кўзгусимон қайтишга мос келадиган йўналишда дифракциялашган тўлқин кузатилиши керак (қ. 11.13-б расм). Лекин худди шу йўналишда буюмдан келаётган тўлқин тарқалаётган эди. Шундай қилиб, голограмма структурасининг уч ўлчовли эканлиги тўлқин фронтининг қайта тикланишига тўсқинлик қилмайди.

Тажрибанинг кўрсатишича, қалинлиги етарлича катта бўлган голограммани ёритганда, юқорида баён этилганига мувофиқ (қ. X боб), фақат $m = 0$ ва -1 тартибли (k_0 ва k тўлқин векторлари) тўлқинларгина ҳосил бўлиб, биринчи тартибли тўлқин эса ҳосил бўлмайди. Қатламнинг h қалинлиги структуранинг d давридан анча ортиқ бўлган шароитдагина мана шундай бўлади. Акс ҳолда уч ўлчовли структура Рэлей панжарасига эквивалент бўлиб, унда 11.13-б расмда пунктир стрелка билан кўрсатилган биринчи тартибли тўлқин ҳам ҳосил бўлади.



11.13- расм. Ясси тўлқиннинг ҳажмий голограммаси.

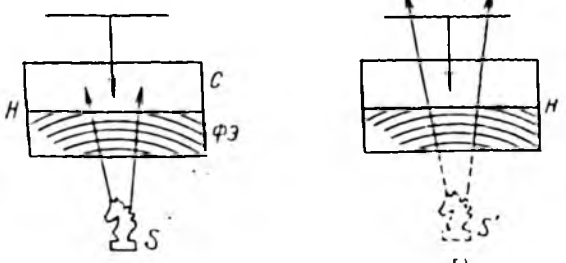
Масалан k_0 вектор голограмма текислигига тик бўлсин. Бу шартни эътиборга олган ҳисоблардан келиб чиқишича,

$$h > \lambda/[2 \sin {}^1/_2\theta]^2 \qquad (65.1)$$

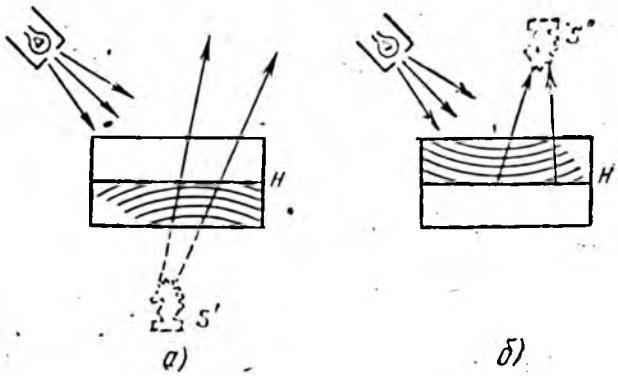
тенгсизлик тўғри бўлганда (қ. 268-машқ) фотоэмульсиянинг кетмакет жойлашган қатламларида вужудга келадиган биринчи тартибли тўлқинлар бир-бирини сўндиради. Агар $\lambda = 0{,}63$ мкм, $\theta = 10^\circ$ бўлса, у ҳолда $\lambda/[2 \sin {}^1/_2\ \theta]^2 = 21$ мкм бўлади, бу эса одатда қўлланадиган фотоматериаллар (6—15 мкм) қалинлигидан ортиқ ва шунинг учун (65.1) тенгсизлик бажарилмайди. Шунинг учун таянч тўлқин билан буюмдан келаётган тўлқинлар орасидаги бурчак унча катта бўлмайдиган схемаларда голограмманинг уч ўлчовли эканлиги муҳим эмас ва бош тасвир ҳам, қўшимча тасвир ҳам кузатилади (58—64-§).

Тескари манзарани учрашувчи ёки деярли учрашувчи тўлқинлар ($\theta \approx 180^\circ$) интерференциясида кузатиш мумкин, бунда $\lambda/[2 \sin 1/2\,\theta]^2 \approx \approx \lambda/4$ ва (65.1) шарт бемалол бажарилади. Бундай схемаларда дифракциялашган тўлқин брэггчасига қайтади ва фақат битта голографик тасвир ҳосил бўлишини кутиш лозим.

11.14-а расмда бундай голографик тажрибанинг схемаси кўрсатилган. S буюмни лазер нурланиши фотопластинка орқали ёритади ва қайтган тўлқинлар махсус фотоэмульсия *ФЭ* қатламига томон орқага тарқалади; бу қатлам очилтиришдан олдин амалда шаффоф бўлади. Фотопластинка шишаси C ҳарфи билан белгиланган. Лазер тўлқини таянч тўлқин ролини ҳам ўйнаб, буюмдан келаётган тўлқин билан биргаликда интерференцион майдон ҳосил қилади, бу майдон буюмдан келаётган тўлқин фронтининг ҳамма хусусиятларини акс эттиради ва шунинг учун жуда мураккаб структурага эга. Тажрибанинг кўрсатишича, шу йўсинда олинган голограммани ёритганда буюмнинг фақат мавҳум тасвири (бош тасвири) қайта тикланади (қ. 11.14-б расм), юқорида келтирилган мулоҳазаларга мувофиқ шундай бўлиши керак ҳам эди.



11.14-расм. Қарама-қарши йўналган дасталар ёрдамида ҳажмий голограммалар олиш схемаси.



11.15-расм. Ҳажмий голограммани когерент бўлмаган ёруғлик билан ёритишда бош (а) ва қўшимча (б) тасвирларнинг тикланиши.

Голографиянинг тавсифланган бу методини Ю. Н. Денисюк (1962 й.) таклиф этган ва амалга оширган. Бу метод Денисюк методи деб аталади. Унда голограмманинг уч ўлчовли структурасидан ёритувчи тўлқиннинг брэггча қайтиши қўлланилади.

Денисюк методининг ажойиб хусусияти шундан иборатки, ёритувчи нурланиш сифатида оқ ёруғликнинг ёйилувчи дастасидан фойдаланиш мумкин ва шунга қарамасдан буюмнинг тасвири қайта тикланади (11.15-а расм). Бу эса ёруғликнинг уч ўлчовли структурада дифракцияланиш хусусиятларидан келиб чиқади: фақат Вульф — Брэгг муносабати орқали боғланган тўлқин узунликлар ва уларнинг тарқалиш йўналишларидагина ёруғлик эффектив қайтади. Нурланишнинг қолган қисмининг ҳаммаси голограммадан ўтади ва тасвир ҳосил қилишда қатнашмайди.

Агар голограмма орқа томондан ёритилса (11. 15-б расм), у ҳолда бош тасвир бўлмайди, лекин қўшимча тасвир ҳосил бўлади. 59—64-§ ларда кўриб чиқилган схемалардаги сингари Денисюк методида ҳосил қилинган қўшимча тасвир буюмга нисбатан кўзгусимон тасвир бўлади.

66-§. Рангдор голографик тасвирлар

Юқорида тасвирланган ҳажмий голография усули буюмнинг рангини анча яхши акс эттира оладиган рангдор тасвирлар олиш имконини беради. Рангдор голография принципини тушуниб олиш учун шуни назарда тутиш лозимки, биз рангни кўзнинг тўр пардасида қизил, яшил ва кўк нурланишни сезадиган уч тур қабул қил-

гичлар борлиги туфайли ҳис қиламиз (қ. 193-§). Буюмнинг кўз тўр пардасидаги тасвири гўё бу уч тўлқин узунлик интерваллари да қаралаётган ва устма-уст тушган уч тасвирдан иборат. Тасвирлар устма-уст тушишининг бундай принципи рангдор репродукцияда қўлланиб, унда рангни акс эттиришнинг талаб қилинадиган сифатига боғлиқ равишда учдан то 10—15 гача ҳар хил рангдаги тасвир устма-уст туширилади.

Рангдор голографияга ҳам бунга ўхшаган мулоҳазалар асос қилиб олинган. Денисюк методи бўйича рангдор тасвир олиш учун буюмни ўз спектрида уч чизиққа (қизил, яшил ва кўк) эга бўлган нурланиш билан бир вақтда ёки кетма-кет ёритиб, голограммани қайд этиш мумкин. У ҳолда фотоэмульсия ҳажмида турғун тўлқинларнинг уч системаси ва бунга мос равишда фазовий структураларнинг уч системаси ҳосил бўлади. Тасвирни оқ ёруғлик ёрдамида тиклашда тилга олинган системаларнинг ҳар бири экспозициялаш вақтида қўлланилган мос спектрал соҳа ёруғлигида буюмнинг тасвирини ҳосил қилади. Олдинги параграфда баён қилинганига мувофиқ, тасвирнинг вазияти тўлқин узунликка боғлиқ бўлмаслиги туфайли биз спектрнинг уч соҳасида устма-уст тушган уч тасвир оламиз, рангдор тасвирни қайта тиклаш учун шунинг ўзи кифоя.

Бир неча ўн қорайиш қатламлари ҳосил қилган ҳажмий дифракцион панжаранинг спектрал ажратиш кучи қиёсан катта эмас. Шунинг учун таркибий тасвирларнинг ҳар бири голографиялашнинг биринчи босқичида қўлланган лазер нурланишича даражада «монохроматик» эмас. Бу аҳвол маълум даражагача рангдор тасвирнинг «юмшоқ» бўлишига кўмаклашади.

Рангдор голографиянинг қийинчиликларидан бири фотоэмульсия қалинлигининг фотоишлов (очилтириш, қотириш, ювиш ва қуритиш) вақтида юз берадиган ўзгаришидир. Практиканинг кўрсатишича, ишлов бериш оқибатида фотоэмульсия «юпқалашади», бу туфайли уч ўлчовли структуранинг даври ҳам кичраяди. Натижада Вульф — Брэгг шарти таянч нурланишдан қисқароқ тўлқинли нурланиш учун бажарилади. Рангдор голографик тасвирлар тусининг бирмунча бузилишига шулар сабаб бўлади.

67- §. Голографиянинг татбиқ этилиши. Голографик интерферометрия

Голографиянинг физик принципларини баён қилишни тугаллаётиб, кузатилаётган буюм ҳақида электромагнитик майдон элтадиган информацияни қайд қилишнинг бу усули асосида ётган мулоҳазаларни яна бир марта баён қиламиз. Бизни амплитуда ва фазаларнинг бу майдондаги тақсимоти ўз ичига олган информация қизиқтиради. Буюм тўлқинининг майдони билан унга когерент бўлган таянч тўлқиннинг майдони суперпозициясидан вужудга келган махсус интерференцион манзарада интенсивлик тақсимотини фото-

суратга олиш ўрганилаётган тўлқин майдони элтадиган тўла информацияни қайд қилишга имкон беради. Голограмма фотоқатламидаги қорайишлар тақсимотида ёруғликнинг кейинги дифракцияси буюмнинг тўлқин майдонини тиклайди ва кузатилаётган буюм йўқ бўлганида шу майдонни ўрганиш имконини беради. Энди голографиянинг баъзи амалий қўлланишларини кўриб чиқамиз.

Буюм ҳақида голограммада қайд қилинган мустақил маълумотлар сонини қуйидаги мулоҳазалар ёрдамида тахминан баҳолаш мумкин. Буюмнинг мустақил элементи, унинг «элементар ячейкаси» деб ажрата олинадиган энг кичик l_{min} интервалга тенг бўлган ўлчамли юзчани қабул қилиш лозим. Ҳақиқатан ҳам, агар жисмнинг хоссалари бу юзча соҳасида ўзгарадиган бўлса, голограмма ўзгаришларни ўзида акс эттира олмайди ва бу хоссаларни тавсифлайдиган параметрларнинг қандайдир ўртача қийматинигина қайд қилади. Аксинча, масофалар ажрата олиш интервалидан катта бўлган ҳолларда буюм хоссаларининг бирор фарқини аниқлай оламиз. Аслида бу фикрни ажрата олиш тушунчасининг умумий таърифи деб, 63-§ да чиқарилган ажрата олиш шартларини эса ажрата олиш қобилиятининг миқдорий ўлчови деб ҳисоблаш мумкин.

Учи буюмда бўлиб, голограмма текислигида буюмга тиралган фазовий бурчакни Ω билан белгилаймиз. Буюмнинг мустақил элементига мос келган фазовий бурчакнинг l^2_{min}/r^2_s га тенглиги равшан. Шунинг учун Ω фазовий бурчак ичида жойлашган мустақил элементлар сони $N = \Omega r^2_s/l^2_{min}$ билан ифода қилинади. Иккинчи томондан, l_{min} нинг қиймати голограмманинг D ўлчамларига (63.1) муносабат орқали боғланган; биз бу муносабатдан $N = \Omega D^2/\lambda^2$ ни топамиз. Бундан кейинги ҳисобларда $\Omega \approx 1$ деб фараз қиламиз, бу эса буюмнинг бурчакли ўлчамлари 60° га яқин эканини билдиради. Бу ҳолда

$$N = D^2/\lambda^2. \qquad (67.1)$$

Шундай қилиб, буюм ҳақида голограммада қайд қилинган мустақил маълумотлар сони тўлқин узунлик квадратига тескари пропорционал ва голограмма юзига (D^2) пропорционал бўлади. Бинобарин, голограмманинг 1 см² юзида буюм ҳақида

$$N_1 = 1/\lambda^2 \qquad (67.2)$$

мустақил маълумот қайд қилинади.

N ва N_1 нинг (67.1) ва (67.2) ифодаларини бирмунча бошқача мулоҳазалар ёрдамида келтириб чиқариш мумкин. Масалан, N сони — голограмманинг чизиқли ўлчамининг интерференцион манзарадаги минимал даврга нисбатининг квадратига тенг, яъни $N = (D/d)^2$ деб олиш мумкин. Аммо $d^2 = (\lambda/2\varphi)^2 = \lambda^2/\Omega$ бўлгани сабабли биз яна (67.1) ифодани ҳосил қиламиз (бу ерда 2φ — буюмнинг бурчакли ўлчамлари).

$\lambda = 0{,}63 \cdot 10^{-4}$ см (гелий—неонли лазер) бўлсин; бу ҳолда голограмманинг 1 см² сиртида $N = 2{,}5 \cdot 10^8$ мустақил маълумот бўлади,

5×8 см^2 ўлчамли чоғроқ голограммада тахминан $N = 10^{10}$ маълумот бўлади.

Равшанки, бу фантастик маълумотларнинг ҳаммаси ҳам бир хил қадр-қимматга эга бўлавермайди ва N нинг бундай қийматига ҳамма вақт ҳам эҳтиёж бўлавермайди. Масалан, шахмат тахтасида 32 дона вазиятини қайд қилиш керак бўлса, у ҳолда юзи $32 \cdot 10\ l^2_{min}$ бўлган голограмма ўн каррали запас билан етарли бўлади. 40 юришли шахмат ўйинини қайд қилиш учун $10 \cdot 32 \cdot 40 \cdot 2l^2_{min} = 2{,}56 \cdot 10^4 \cdot 2{,}5 \cdot 10^{-8} \approx 10^{-4}$ см^2 талаб қилинади. Агар биз ўйиб ясалган шахмат доналари* ҳақида батафсил маълумот олмоқчи бўлсак, у ҳолда зарурий маълумот ҳажми кўп ортиб кетади. Бу ҳолда бир томонлама кузатишда талаб қилинадиган голограмма юзи доналарнинг кузатиш йўналишига тик бўлган текисликка туширилган проекциялари юзига тахминан тенг, яъни тахминан бир неча юз см^2 ни, ҳар томонлама кўриб чиқиш эса ундан ҳам кўпроқни ташкил этади.

Голограмма қайд қиладиган кўп мустақил маълумотлар голограмма структурасининг фавқулодда мураккаб бўлишидан билинади: голограмма структураси 11.7-б расмда турли-туман шакл ва ориентацияли қорайиш доғчаларининг тартибсиз, мутлақо тасодифий тўплами таассуротини беради. Аммо голограмма структураси тасодифийлиги ҳақидаги хулоса албатта субъектив бўлиб, бу субъектив хулоса кўриш аппаратининг голограммадан, унда мураккаб шаклли буюм ҳақида тўпланган тамомила мунтазам ва қонуний маълумотни ажрата олишга ноқобил эканлиги билан боғлиқ бўлади. Бунга қарама-қарши равишда, сферик тўлқин голограммасининг ҳалқали структурасида кўз биринчи қарашдаёқ умумий қонуниятни пайқаб олади ва бундай голограмма тўғри шаклда кўринади. Аммо, агар гап биринчи тажрибада тўлқиннинг сферик лигини қайд қилиш тўғрисида эмас, балки унинг эгрилик радиусини аниқ ўлчаш ҳақида ёки тўлқин фронтининг сферик шаклдан оз чекинишларини ўрганиш ҳақида кетса, у ҳолда ҳам тегишли хулоса чиқариш қийинлашиши, бунинг учун кўп маълумот ва мос равишда голограмманинг юзи катта бўлиши талаб қилиниши мумкин.

Сферик тўлқин мисолида манба ҳақида голограмма қайд қилган маълумотларни голограмманинг ўзини бевосита ишлаш, яъни ҳалқалар радиусини ўлчаш йўли билан олиш мумкин (қ. 59-§). Мураккаброқ ҳолларда, масалан, шахмат доналарининг голограммасида бундай ишлашга уриниш муваффақиятсиз тугайди. Шу нуқтаи назардан тасвирнинг қайта тикланишини маълумотларни бир шаклдан бошқа шаклга, яъни ҳис этиш учун ва ўзлаштирилган маълумотлар асосида бирор хулосани таърифлаш учун қулай бўлган шаклга *автоматик алмаштириш* деб қараш мумкин. Айни вақтда худди

* Репродукциянинг ажрата олиш қобилияти етарли бўлмаганлиги туфайли 11.6 ва 11.8- расмлардан бундай таассурот ҳосил қилиб бўлмайди.

шундай алмаштириш информацияни оптик жиҳатдан ишлашнинг кўп методлари мазмунини ташкил қилади.

Қайд қилинган маълумот фавқулодда тез автоматик алмаштирилади. Тасвирни қайта тиклаш учун зарур бўлган минимал вақтни қуйидаги мулоҳазалар ёрдамида баҳолаш мумкин. Ёритувчи тўлқин давом этиш муддати τ бўлган ёруғлик импульси бўлсин. Давом этиш муддати чекли бўлган импульсни монохроматик тўлқинлар тўплами деб ҳисоблаш мумкин; 21-§ да баён қилинганига мувофиқ, импульснинг $\delta\nu$ спектрал кенглиги τ муддатга универсал $\delta\nu\,\tau = 1$ муносабат орқали боғланган. Аслида дифракцион панжара бўлмиш голограмма импульсни спектрга ажратади ва буюмнинг ҳар бир нуқтаси тасвири тегишли тарзда кенгайган бўлади. Бундай кенгайишнинг амалда сезиларли бўлмаслиги учун, импульснинг спектрал кенглиги голограмма, яъни панжара ажрата оладиган частоталар интервалидан кичик бўлиши керак (қ. 50-§). Айтиб ўтилган мулоҳазаларга асосланиб, импульснинг давом этиш муддати

$$\tau > \frac{D}{c}\,(\sin\varphi_0 - \sin\varphi) \qquad (67.3)$$

шартни қаноатлантириши керак эканлигини исботлаш осон, бундаги D— голограмма ўлчами, φ_0 ва φ — таянч тўлқин ва буюмдан келаётган тўлқинларнинг голограммага тушиш бурчаклари. Топилган бу шартни бошқача талқин қилиш мумкин: импульснинг $c\tau$ узунлиги панжаранинг четки штрихларидан келаётган тўлқинлар орасидаги $D\,(\sin\varphi_0 - \sin\varphi)$ йўл фарқидан катта бўлиши керак; акс ҳолда бу тўлқинлар тасвир нуқтасида интерференциялаша олмайди, голограмма тўлиқ ишламайди ва тасвир кенгайган бўлиб чиқади.

(67.3) да $D = 9$ см, $\sin\varphi_0 - \sin\varphi = 1/3$ деб ҳисоблаб, импульснинг зарурий давом этиш муддати фавқулодда кичик $\tau \approx 10^{-10}$ с қиймат олиш кераклигини топамиз. Тасвир сифатига қўйиладиган талабни пасайтирганда импульснинг минимал давом этиш муддатини янада кўпроқ камайтириш мумкин.

Албатта, голографик тасвирни қайта тиклаш процессининг чаққонлиги қайта тикланган тасвирни қайд қилишни ҳам ўз таркибига олган системанинг ишлаш вақти кичик бўлишини ҳамма вақт ҳам таъминлай олмайди. Кўз инерцияси вақти, масалан, тахминан 0,1 с бўлади ва тасвирни кўз билан қайд қилишда бутун системанинг инерционлиги кўз инерциясига боғлиқ бўлади. Аммо инерция вақти 10^{-8} с ва ундан ҳам кам бўлган ёруғлик қабул қилгичлар (масалан: фотокўпайтиргичлар, қ. 181-§) бор ва бинобарин, голографик тасвирни тез тиклаш мумкин.

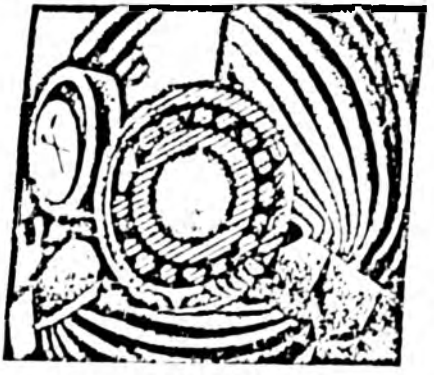
Шундай қилиб, татбиқий нуқтаи назардан голография жуда катта кўламдаги маълумотни қайд қилиш (ёзиб олиш), сақлаш ва шаклини жуда тез алмаштириш қобилиятига эга. Голография асосидаги физик принциплардан келиб чиқадиган бу жиҳатлар туфайли

голография турли техник ва илмий масалаларни ечиш учун кенг қўлланиладиган бўлди.

Татбиқий голография методларидан бирини — *голографик интерферометрия* деб аталадиган ва жуда кенг тарқалган методни кўриб чиқайлик. Бу методнинг содда вариантининг моҳияти қуйидагидан иборат. Буюмнинг икки хил, лекин бир-биридан кам фарқ қиладиган ҳолатига, масалан, деформация процессидаги икки ҳолатига мос келадиган икки интерференцион манзара бир фотопластинкага кетма-кет ёзиб олинади. Бундай «қўшалоқ» голограммани ёритганда буюмнинг икки тасвири ҳосил бўлади, бу тасвирлар бир-биридан буюмнинг икки ҳолатидаги каби даражада фарқ қилади. Бу икки тасвирни ҳосил қилувчи қайта тикланган тўлқинлар когерент бўлади, интерференциялашади ва тасвир сиртида буюм ҳолатининг ўзгаришини характерловчи полосалар кузатилади.

Бошқа бир вариантда буюмнинг маълум бир ҳолати учун голограмма тайёрланади; уни ёритганда буюм узоқлашмайди ва голографиялашнинг биринчи босқичидагидек буюм ёритилади. У ҳолда яна икки тўлқин ҳосил бўлади, уларнинг бири голографик тасвир ҳосил қилади, иккинчиси эса буюмнинг ўзидан тарқалади. Агар энди буюм ҳолатида голограммани экспозиция қилиш вақтидагига нисбатан қандайдир ўзгаришлар рўй берса, у ҳолда бу тўлқинлар орасида йўл фарқи вужудга келади ва тасвир интерференцион полосалар билан қопланади.

Тавсифланган усул буюмлар деформациясини, уларнинг титраши, илгариланма ҳаракати ва айланишини, шаффоф буюмлардаги биржинслимасликларни ва шунга ўхшашларни тадқиқ этишда қўлланилади. Токарлик станогининг патронида қисиб қўйилган шарикли подшипник тасвирининг фотосурати 11.16-расмда кўрсатилган. Интерференцион манзара қисиш кучининг икки қийматида деформация турлича бўлишини яққол кўрсатади, тензометр стрелкасининг кетма-кет олинган икки экспозиция вақтида қайд этилган икки вазияти (расмнинг чап қисми) ана шуни кўрсатиб турибди.



11.16-расм. Буюмнинг голографик интерферометрия методи билан қайд қилинган деформациялари.

Голографик интерферометрия қайтарувчи сиртларнинг ишлов берилишига ёки тадқиқ этилаётган буюмларнинг оптик жиҳатдан бир жинслилигига қаттиқ талаблар қўймайди. Ҳақиқатан ҳам, деформация, титраш ва буюм ҳолатининг бошқа ўзгаришлари натижасида жисм сирти бўйлаб ўзгарадиган йўл фарқлари вужудга келади. Шунинг

учун полосалар манзараси юпқа пардаларда юз берадиган интерференция ҳолида кузатиладиган манзарага ўхшаш (қ. VI боб) бўлиб, юпқа парда ролини (маълум писандалар билан) жисмнинг кетма-кет келган икки вазиятидаги *ўртача* сиртлари орасидаги фазо бажаради. Бошқача айтганда, интерференциялашувчи тўлқинлар фронтлари жуда мураккаб шаклда бўлиши мумкин, лекин кўпинча интерференцион манзара қиёсан юзаки бўлиб, осон кузатилади. Голографик терминологияни қўллаб, тўлқинларнинг бири иккинчиси учун таянч тўлқин бўлади, дейиш мумкин, бунда ҳар бир конкрет ҳолда таянч тўлқин голографияланаётган тўлқинга тамомила ўхшашдир. Бунга қарама-қарши ўлароқ интерференцион асбобларда (Жамен, Майкельсон интерферометрлари ва бошқалар, қ. VII боб) таққослаш тўлқини сифатида, яъни таянч тўлқин сифатида тамомила аниқ стандарт (ясси ёки сферик) тўлқин хизмат қилади ва тадқиқ этилаётган тўлқинлар фронти ҳам ана шу даражада содда бўлиши керак. Акс ҳолда интерференция 11.7-б расмда кўрсатилган типдаги майда масштабли манзара ҳосил қилади, албатта бу манзара унча қулай эмас. Бинобарин, қайтарувчи жисмлар ҳам юқори оптик сифатли сиртларга эга бўлиши керак. Голографик интерферометрияда бундай қаттиқ чеклаш йўқ.

Ёруғликни сочувчи жисмларнинг ғадир-будир сиртидан (масалан, автомобиль шиналари, балкалар, коррозияланувчи сиртлар ва шу кабилардан) ёруглик қайтадиган ҳолларда, деворлари жуда бир жинсли бўлмаган идишга солинган буюмлар ҳолида бу хусусият туфайли голографик интерференцияни амалга ошириш мумкин. Шунинг учун ҳам голографик интерферометрия жуда кенг қўлланиладиган бўлди.

ГЕОМЕТРИК ОПТИКА (НУРЛАР ОПТИКАСИ)

XII боб

НУРЛАР ОПТИКАСИНИНГ АСОСИЙ ҚОНУН-ҚОИДАЛАРИ

68-§. Муқаддима

Ёруғликнинг интерференцияси ва дифракцияси ҳодисалари ёруғликнинг тарқалиши тўлқин процесс эканини кўрсатади. Ёруғликнинг бир жинсли муҳитда тарқалиши тўғрисидаги ва ҳар қандай оптик система орқали тарқалиши тўғрисидаги масалаларни биз тўлқин назария ёрдамида ҳал қила оламиз: оптик система деганда бирор сирт ва диафрагмалар билан чегараланган турли хил муҳитлар тўплами назарда тутилади. Бироқ амалий аҳамиятга эга бўлган жуда кўп соҳаларда, жумладан, ёруғлик дастаси ҳосил бўлиши тўғрисидаги масалада (ёруғлик техникаси) ва тасвир ҳосил бўлиши тўғрисидаги масалаларда (оптика техникаси) *геометрик оптика* тасаввурларидан фойдаланилганда масалалар анча осонгина йўл билан ҳал қилинади.

Геометрик оптика машҳур синиш ва қайтиш қонунларига бўйсунадиган ва бир-бирига боғлиқ бўлмаган алоҳида ёруғлик *нурлари* тушунчаси билан иш кўради (қ. 1-§).

Ёруғлик нури тушунчасини бир жинсли мўҳитдаги реал ёруғлик дастасини кўриб чиқишдан ҳосил қилиш мумкин, бу дастани битта ёки бирин-кетин турган бир неча диафрагма орқали ўтказиб, ингичка параллел даста ажратиб олинади. Диафрагмалардаги тешикларнинг диаметри қанча кичик бўлса, ажратиб олинадиган даста шунча ингичка бўлади, ниҳоят ёруғликни жуда тор тешикдан ўтказиб тўғри чизиқ шаклидаги ёруғлик нури ажратиб олиш мумкиндек туюлади. Бироқ биз биламизки, исталганча ингичка бўлган даста (нур) ажратиб олишнинг бу процесси амалга ошмайди, чунки унга дифракция ҳодисаси ҳалақит беради. D диаметрли диафрагма орқали ўтказилган реал ёруғлик дастасининг муқаррар равишда бўладиган бурчакли кенгайиши $\varphi \sim \lambda/D$ дифракция бурчаги билан аниқланади (1-минимумга томон йўналиш, қ. 39-§). $\lambda = 0$ бўлган лимит ҳолдагина бундай кенгайиш бўлмас эди ва бу ҳолда геометрик чизиқ деб қараладиган нур тўғрисида гапириш мумкин; геометрик чизиқнинг йўналишини ёруғлик энергиясининг тарқалиш йўналиши аниқлайди. Шундай қилиб, ёруғлик нури физик образ эмас, балки абстракт математик тушунчадир; геометрик оптика реал

тўлқин оптикасининг ёруғлик тўлқин узунлиги жуда кичик бўлган ҳолга мос келувчи лимит ҳолидир.

$\varphi \approx \lambda/D$ муносабат шуни кўрсатадики, агар тешик ёки экраннинг ўлчамлари λ тўлқин узунлигига нисбатан катта бўлса, ёруғликнинг бир жинсли муҳитда тўғри чизиқ бўйлаб тарқалишини бузадиган бурчакли оғиши жуда ҳам кичик бўлиши мумкин. Шунинг учун тўлқин узунлиги чекли миқдор бўлган реал оптикада D ўлчамлар қанча катта бўлса, геометрик оптика қонунларига нисбатан бўладиган фарқлар шунча кичик бўлиши керак.

Аниқ соялар ҳосил бўлиши масаласида ҳам буюмларнинг ўлчамлари жуда муҳимдир, аниқ соялар мавжудлиги оптикадаги нурлар тасаввурини (қ. 1-§) қувватловчи асосий далиллардан биридир. 37-§ дан маълум бўлишича, буюмдан кузатиш нуқтасигача бўлган масофалар унча катта бўлмаган ҳолда (Френель дифракцияси) геометрик соя яқинида дифракцион полосалар кўринадиган соҳанинг кенглиги Френелнинг биринчи зонаси радиусига тенг; тўлқин ясси бўлган ҳолда (манба чексиз узоқда) бу зонанинг радиуси $r = \sqrt{f\lambda}$ бўлади (f — ёруғликни дифракциялаган буюм билан кузатиш нуқтаси орасидаги масофа). Соянинг аниқлиги ўлчови сифатида буюмнинг чизиқли x ўлчамининг зона радиусига бўлган нисбатини, яъни x/r ни олиш табиийдир. $x/r \approx 1$ бўлган ҳолдагина ярим соя соҳаси қиёсан жуда кенг бўлади ва буюм билан соя бир-бирига ўхшамай қолади. Бу муносабатдан кўринадики, $f > x^2/\lambda$ бўлган ҳолдагина соя бўлмайди. $x = 1$ см, $\lambda = 500$ нм бўлгандаёқ $f = 200$ м бўлади.

Ликобча ушлаб турган қўл параллел нурлар дастаси билан ёритилганда сояси қандай бўлиши олдин берилган 8.18-расмда кўрсатилган. Масофа қиёсан кичик бўлганда (қ. 8.18-*а* расм) соя анча аниқ бўлиб, буюмнинг ўзига ўхшайди, масофа катта бўлганда эса ($f = 11$ км, қ. 8.18-*б* расм) соя билан буюмнинг геометрик ўхшашлиги тўғрисида сўз ҳам бўлиши мумкин эмас. Бироқ одатдаги кузатиш шароитларида ўхшашликнинг бундай бузилиши билинмайди ва геометрик оптика қонунларини татбиқ этиш натижасида ясалган чизмалар ёруғликнинг тарқалиши ва тасвир ҳосил бўлиши тўғрисидаги масалани анча қаноатланарли равишда ҳал қилиши тажрибадан кўринади.

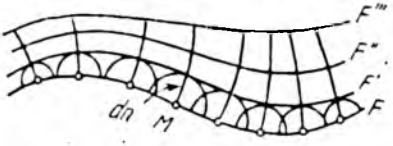
Шундай қилиб, ёруғлик техникаси ва оптика техникасининг муҳим масалалари қараладиган кенг соҳада биз геометрик оптикадан фойдаланиш имкониятига эгамиз. Бироқ нурлар оптикаси қонунларидан фойдаланганда бу қонунлар ҳақиқатнинг биринчи тақриби эканлигини ва ёруғлик тарқалишининг ҳеч бир ҳоли дифракцион ҳодисаларсиз бўлиши мумкин эмаслигини эсдан чиқармаслик керак. Бинобарин, бу геометрик чизмаларнинг тўлқинли (дифракцион) маъносини тушуниш зарур. Шунинг учун нурлар оптикасининг қонунлари ҳамма ерда қўлланилавермайди, бу қонунларни қандай шароитда қўлланиб бўлади ва қўлланиш натижаси қандай шароитда тажрибага мос келишини билиш керак. Бироқ ҳатто ама-

лий оптикада анча нозик масалалар (масалан, оптик асбобларнинг ажрата олиш кучи тўғрисидаги масала) дифракция назарияси ёрдамида ҳал қилинар экан.

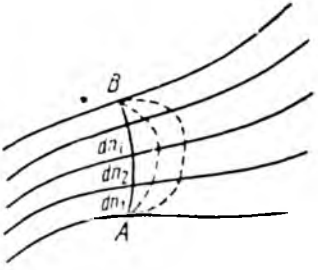
69- §. Ферма принципи

Геометрик оптикага ўтиш тўғри бўладиган лимит ҳолда, яъни тўлқин узунлиги жуда кичик бўлган ҳолда тўлқин фронтининг тарқалишини соддагина чизма билан топиш мумкин. F сирт (12.1-расм) бирор t пайтдаги тенг фазали сиртни (тўлқин фронтини) тасвирласин. Бу сиртнинг ҳар бир M нуқтасида $dn = v\tau$ радиусли сфера ясаймиз, бу ерда v — тўлқиннинг шу жойда тарқалиш тезлиги, τ — чексиз кичик вақт оралиғи. Бу кичик сфераларнинг ўрамаси бўлган F' сирт ҳам тенг фазали сиртдир, чунки $(t + \tau)$ пайтда унинг ҳамма нуқталарининг фазалари F сирт нуқталарининг t пайтдаги фазалари билан бир хил бўлади. Тегишли сфера билан ўраманинг уриниш нуқтасини M нуқтага туташтирувчи dn тўғри чизиқ кесмалари нурнинг фронт сиртига перпендикуляр бўлган элементларини билдиради*.

Бу чизмани давом эттириб, биз тенг фазали сиртларни кетма-кет аниқлай оламиз ва айни замонда τ чексиз кичик қилиб олинганда dn кесмалардан тузилган синиқ чизиқлар айланадиган эгри чизиқлар билан тасвирланадиган нурлар йўналишини топа оламиз.



12.1- раем. Ферма принципига доир: тўлқин фронтини бирин-кетин ясаб бориш.



12.2- расм. Ферма принципига доир: ёруғликнинг ҳақиқий AB йўли энг қисқа тарқалиш вақтига мос келади.

Бу чизма ёрдамида қуйидаги муҳим қоидани исбот қилиш мумкин: *ёруғлик тарқалишининг ҳақиқий йўли (нур) шундай йўлдирки, ёруғлик бу йўлни ўша нуқталар орасида фараз қилинадиган ҳар қандай бошқа йўлларни ўтишга қараганда энг кам вақт ичида ўтади.* Ҳақиқатан ҳам, юқорида тасвирланган чизмани ясаб

* Мулоҳазалар содда бўлиши учун биз нур ва фронтга ўтказилган нормаль устма-уст тушган (к. 142- §) изотроп муҳитни кўриб чиқиш билан кифояланамиз.

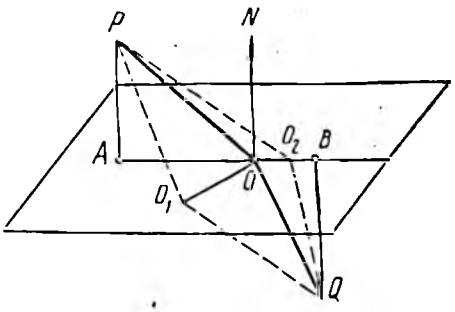
(12.2-расм), ёруғлик нур бўйлаб A нуқтадан B нуқтага $\tau = \tau_1 + \tau_2 + \ldots + \tau_n$ вақт ичида, яъни

$$\tau = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{dn_i}{v_i} = \int_A^B \frac{dn}{v}$$

вақт ичида ўтишини кўрамиз, бу ерда $\tau_i = \frac{dn_i}{v_i}$. Фараз қилинадиган ҳар қандай бошқа йўл эса шундай кесмалардан таркиб топадики, бу кесма фронтга ўтказилган нормаль билан устма-уст тушганда уларни босиб ўтишга τ_i вақт керак бўлади ёки бу кесма нормаль билан устма-уст тушмаганда бу кесмаларни босиб ўтишга τ_i дан *ортиқ* вақт керак бўлади. Шундай қилиб, ёруғлик тарқалишининг ҳақиқий йўли (нур) энг қисқа вақт ичида тарқалишга мос келади.

Геометрик оптика ($\lambda \to 0$) тўғри бўлган ҳолда тўлқин назария учун исбот этилган бу теорема геометрик оптикада *энг қисқа оптик йўл* принципи (ёки энг қисқа вақт ичида тарқалиш принципи) деб аталадиган *аксиомадир*. Бу теоремани Ферма ёруғлик тарқалишининг умумий қонуни сифатида таърифлаган (Ферма принципи, 1660 й. чамасида). Ҳақиқатан ҳам, тўғри чизиқ икки нуқта орасида энг қисқа масофадир, деган геометрик аксиомага мувофиқ равишда бу принцип бир жинсли муҳит учун ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонунига олиб келади; ёруғликнинг турли муҳитлар чегарасидан ўтиш ҳоли учун бу принципдан ёруғликнинг қайтиш ва синиш қонунлари келиб чиқади.

P нуқтадан чиққан ёруғлик икки муҳитнинг ясси ажралиш чегарасида синиб, Q нуқтага келган бўлсин (12.3-расм). P ва Q нуқталар орқали ажралиш чегарасига нормал равишда текислик ўтказамиз (тушиш текислиги). Тушиш текислигидан ташқарида ётган ҳар қандай PO_1Q йўлни ёруғлик тушиш текислигида ўтказилган POQ йўлдан кўра кўп вақт ичида босиб ўтади; бундаги O нуқта O_1 дан тушиш текислигига ўтказилган перпендикулярнинг изи бўлиши керак. Ҳақиқатан ҳам, биринчи муҳитда ҳам, иккинчи муҳитда ҳам O_1 дан ўтадиган йўллар узунлиги O дан ўтадиган йўллар узунлигидан ортиқ ($PO_1 > PO$ ва $QO_1 > QO$).



12.3-расм. Синиш қонунини Ферма принципидан келтириб чиқариш.

Шундай қилиб, Ферма принципига мувофиқ равишда; босиб ўтишга энг қисқа вақт талаб қилади-

ган йўл тушиш текислигида ётиши керак (синишнинг биринчи қонуни). P дан Q гача бўлган йўлларнинг тушиш текислигида ётганлари орасидан энг қисқа вақт талаб қиладиган йўлни танлаб олиш учун бу вақт тушиш текислиги билан ажралиш текислиги кесишган чизиқда ётган O нуқтанинг вазиятига боғлиқ равишда қандай ўзгаришини текширамиз.

O нуқтанинг вазияти $AO = x$ кесма узунлиги билан аниқланган, бу ерда $A - P$ нуқтадан ажралиш текислигига туширилган перпендикулярнинг изи. Ёруғлик POQ йўлда t вақт ичида тарқалади:

$$t = \frac{PO}{v_1} + \frac{OQ}{v_2},$$

бу ерда v_1 ва v_2 — ёруғликнинг биринчи ва иккинчи муҳитдаги тезликлари. $PA = h_1$, $QB = h_2$ ва $AB = p$ деб белгилаб, t ни топамиз:

$$t = \frac{\sqrt{h_1^2 + x^2}}{v_1} + \frac{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}}{v_2}.$$

Бу вақт x нинг қандай қийматида энг қисқа бўлиш шарти $\frac{dt}{dx}$ нинг нолга тенглигидир. Бу шартдан

$$\frac{1}{v_1}\frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} - \frac{1}{v_2}\frac{p-x}{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}} = 0,$$

яъни

$$\frac{\sin i}{v_1} - \frac{\sin r}{v_2} = 0$$

ёки

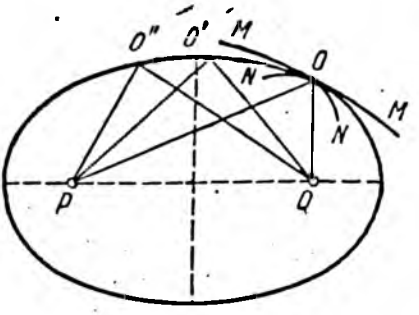
$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2} = \text{const}\left(= \frac{n_2}{n_1}\right).$$

Шундай қилиб, Ферма принципидан ёруғлик нурларининг синиш қонуни келиб чиқади. Ёруғликнинг қайтиши тўғрисидаги масалани ҳам шу тариқа кўриб чиқиш мумкин (қ. 34- машқ).

Шу нарсани қайд қилиш ажойибки, Ферма принципи синдириш кўрсаткичи катта бўлган мухитда ($n_2 > n_1$) ёруғликнинг тезлиги кичик ($v_2 < v_1$) деган даъвога олиб келади, яъни бу принцип Гюйгенс тасаввурларига мувофиқ келиб, Ньютон . назариясига зиддир. Бироқ Ферма принципи етарли даражада бенуқсон қилиб асосланган эмас, шунинг учун биз унга таяниб туриб, ёруғлик назарияларининг бири маъқул, бошқаси номаъқул дея олмаймиз.

Ферма принципи ишининг ҳақиқий аҳволини ифодалайдиган бўлиши учун унга Ферманинг ўзи бергандан кўра умумийроқ таъриф бериш керак; ҳақиқий йўлни топишга имкон берувчи $\frac{dt}{dx} = 0$

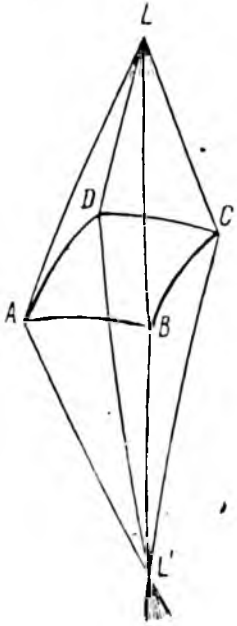
шарт экстремум шартидир, яъни бу шарт фақат минимум шартигина эмас, балки максимум ёки стационар бўлиш шарти ҳамдир, бошқача сўз билан айтганда, ҳақиқий йўл икки муҳитнинг ажралиш чегараси орқали P дан Q га ўтказилган барча мумкин бўлган йўллар орасида минимал, максимал ёки мумкин бўлган йўлларнинг ҳаммасига тенг бўлиши мумкин. Нурларнинг ясси чегара орқали ўтиши тўғрисидаги юқоридаги ҳоллар минимал йўлга мисол бўлади. Фокусларидан бирида ёруғлик чиқарувчи P нуқта турган айланиш эллипсоидининг (12.4-расм) ички юзидан нурларнинг қайтиши вақтнинг стационар бўлишига мисол бўлади. Q тасвир эллипсоиднинг иккинчи фокусида ҳосил бўлади; эллипсоиднинг хоссасига асосан $(PO + OQ)$ миқдор O нинг ҳамма вазиятлари учун ўзгармас миқдордир. Эгрилиги кичик бўлган (MM) сиртдан, масалан, эллипсоидга уринма бўлган текисликдан қайтиш йўл узунлигининг минимумига мос келади, эгрилиги катта бўлган (NN) сиртдан қайтиш эса йўл узунлигининг (ёки вақтнинг) максимумига мос келади (қ. 35-машқ).



12.4-расм. Ферма принципига доир: ёруғликнинг ҳақиқий йўли тарқалиш вақтининг стационар бўлишига мос келади.

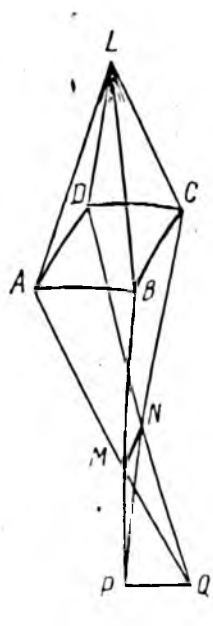
70-§. Асосий таърифлар. Синиш ва қайтиш қонуни. Ўзаролик принципи

Биз нурлар оптикаси тасаввурларидан фойдаланиб, манбанинг ёруғлик чиқарувчи ҳар бир нуқтасини нурларнинг ёйилувчи дастасининг учи деб ҳисоблаймиз; бундай даста одатда *гомоцентрик* даста, яъни умумий марказга эга бўлган даста деб аталади. Агар қайтгандан ва сингандан сўнг бу даста бир нуқтага тўпланувчи дастага айланса, бу даста ҳам гомоцентрик даста деб аталади ва унинг маркази ёруғлик чиқарувчи нуқтанинг тасвири бўлади. Дастанинг гомоцентриклиги ўзгармаган ҳолда манбанинг ҳар бир нуқтаси тасвирнинг битта нуқтасини ҳосил қилади. Бундай тасвирлар нуқтавий тасвир ёки *стигматик* тасвир деб аталади (12.5-расм). Ёруғлик нурлари қайтувчан (ўзаро) бўлганлиги (қ. иастроққа) туфайли тасвирни манба деб, манбани тасвир деб қараш мумкин. Шунинг учун тасвир стигматик бўлган ҳолда бу дасталарнинг марказлари ёйилувчи гомоцентрик даста йиғилувчи дастага айланадиган оптик системанинг *қўшма* нуқталари деб аталади. Буларга мос нурлар ва дасталар ҳам *қўшма нурлар* ва *қўшма дасталар* деб аталади. Нурларга нормал сирт *тўлқин сирти* деб аталади (қ. 6-§). Ҳозирги



12.5-расм. L нуқтанинг стигматик тасвири.

Оптик система орқали ўтганда дастзнинг гомоцентриклиги ўзгармай қолади.



12.6-расм. L нуқтанинг астигматик тасвири.

Оптик система орқали ўтганда дастанинг гомоцентриклиги бузилади.

айтилган маънода тўлқин сирти соф геометрик маънога эга бўлиб, унга биз олдин берган чуқур мазмунга эга бўлмайди. Бир жинсли ва изотроп муҳитдаги гомоцентрик дастанинг тўлқин сирти, равшанки, сферик сирт-дир.

Агар қайтиш ва синиш оқибатида даста гомоцентрик даста бўлмай қолса, у ҳолда тўлқин сирти сфера бўлмай қолади. Тасвирнинг стигматиклиги йўқолади ва нуқтанинг тасвири нуқта бўлмай қолади (12.6-расм). Амалий оптикада, одатда, манбанинг шаклини аниқ акс эттирадиган тасвирлар қосил қилиш масаласи қўйилгани учун нурлар оптикасининг энг муҳим масаласи дасталарнинг гомоцентриклигини бузмаслик шартларини аниқлашдир.

Нурлар оптикасида ясаладиган ҳамма чизмаларга ёруғликнинг синиш ва қайтиш қонунлари асос қилиб олинади. Муқаддима бўлимида биз бу қонунларнинг мазмунини кўриб чиқдик ва тўлқин назария буларга қандай маъно беришини кўрсатдик. Бу ерда биз бу қонунларнинг фақат математик таърифини бериб, бу таърифни синиш ва қайтиш масалаларини биргаликда кўриб чиқишга имкон берадиган тарзда ифодалаймиз, шу туфайли синдирувчи системаларга (линзаларга) тегишли формулалардан қайтарувчи системаларга (кўзгуларга) тегишли хулосалар бевосита келиб чиқиши мумкин.

Бироқ синиш ва қайтиш ҳодисаларида ёруғлик нурларининг *ўзаролик* қонуни ёки бошқача айтганда, *қайтувчанлик* қонуни ўринли бўлишини олдиндан кўрсатиб ўтамиз.

1 муҳит вакуумдан *2* муҳитнинг юпқа ясси-параллел пластинкаси билан ажратилган бўлсин (12.7-расм); n_1, n_2 ва N_{21}—тегишли муҳитларнинг абсолют синдириш кўрсаткичлари ва нисбий

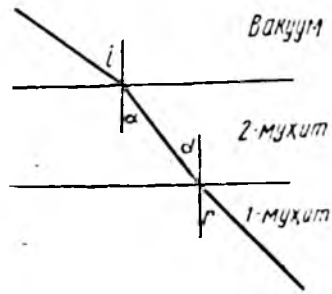
синдириш кўрсаткичи. 12.7- расмдан

$$\frac{\sin i}{\sin \alpha} = n_2; \quad \frac{\sin \alpha}{\sin r} = N_{21}$$

экани кўриниб турибди. Бундан

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_2 N_{21}.$$

2 муҳитнинг *қалинлиги ҳар қандай* бўлганда ҳам бу формула тўғри бўлаверади.



12.7- расм. Синишда нурларнинг ўзаролик қонунини чиқаришга доир.

2 муҳит ниҳоят даражада юпқа бўлган лимит ҳолни, яъни ёруғликнинг вакуумдан бевосита *1* муҳитга ўтишда синиш ҳолини кўришга ўтамиз. У вақтда $\sin i / \sin r = n_1$ бўлади. Бу икки формулани солиштириб, $N_{21} = n_1/n_2$ эканини топамиз. *1* муҳитнинг юпқа қатлами *2* муҳитни вакуумдан ажратиб турган ҳол учун ҳам мана шу мулоҳазаларни такрорлаб, $N_{12} = n_2/n_1$ ёки $N_{12} = 1/N_{21}$ эканини, яъни *биринчи муҳитнинг иккинчи муҳитга нисбатан синдириш кўрсаткичи* (N_{12}) *иккинчи муҳитнинг биринчи муҳитга нисбатан синдириш кўрсаткичи* (N_{21}) *нинг тескари қийматига тенг эканини топамиз.*

Бундан бевосита шундай хулоса келиб чиқади: икки муҳит чегарасида синганда нурлар *ўзаро* бўлганича қолади, яъни нурларнинг йўналиши тескарисига ўзгарганда уларнинг бир-бирига нисбатан вазияти ўзгармайди (12.8- расм). Қайтиш қонунида ҳам ёруғлик йўлининг бу қайтувчанлик принципи ўз кучида қолади, шундай эканлиги ортиқча изоҳларсиз 12.9- расмдан осонгина кўриниб турибди. Синиш ва қайтишлар сони исталганча бўлганда ҳам ўзаролик принципи ўз кучида қолади, чунки бу принцип уларнинг ҳар бирида тўғри бўлади. Шундай қилиб, тасвирлар ясаш билан алоқадор бўлган ҳамма масалалар учун ўзаролик принципи тўғри бўлади.

Биринчи муҳитдан иккинчи муҳитга ўтишда (қ. 12.8- расм) синиш қонунига асосан

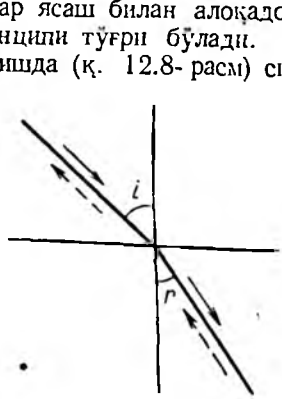
$$\frac{\sin i}{\sin r} = N_{12} = \frac{n_2}{n_1} \qquad (70.1)$$

ёки

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r.$$

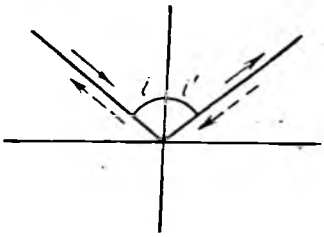
Қайтиш қонуни (қ. 12.9- расм) қуйидаги муносабат* билан ифодаланади:

$$i = -i' \quad . \qquad (70.2)$$



12.8- расм. Нурларнинг ёруғлик синган ҳолдаги йўли.

* Минус ишора i' ва i бурчакларнинг сиртга ўтказилган нормалдан турли томонга қараб ҳисоб қилинишини билдиради.



12.9-расм. Нурларнинг ёруғлик қайтган ҳолдаги йўли.

Агар олдинги формулада $n_1 = -n_2$ деб олсак, (70.2) ни ундан олдинги формуладан топиш мумкин:

$$\sin i = -\sin r,\ i = -r.$$

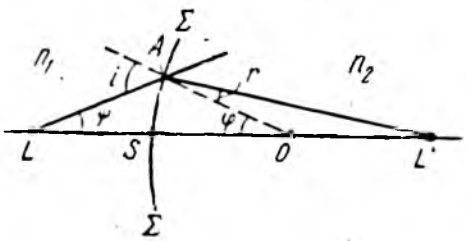
Шундай қилиб, агар $n_2 = -n_1$ деб олиб, r деганда қайтиш бурчаги тушунилса, қайтиш қонуни синиш қонунидан келиб чиқади. Демак, синдирувчи системалар учун чиқарилган ҳар қандай формулани қайтарувчи системаларда бўладиган ҳодисаларни тасвирлашда қўлланиш мумкин.

71-§. Ёруғликнинг сферик сиртда синиши (ва қайтиши)

Синдириш кўрсаткичлари n_1 ва n_2 бўлган икки муҳит сферик Σ сирт билан ажралган (12. 10-расм), деб фараз қилайлик. Бу сферанинг O марказидан ўтадиган LL' чизиқда нуқтавий L ёруғлик манбаини жойлаштирамиз. L дан икки муҳитнинг ажралиш чегарасига тушаётган конуссимон ингичка гомоцентрик нурлар дастасини кўриб чиқамиз. Биз дастани шу қадар ингичка деб, ψ бурчакни шу қадар кичкина деб фараз қиламизки, LS кесмани LA га, $L'S$ ни $L'A$ га деярли тенг деб ҳисоблаш мумкин бўлсин ва ҳакозо. Бундай ингичка дастани *параксиал* даста* деб атаймиз. Демак, дастанинг параксиаллик шарти

$$LS \approx LA \text{ ва } L'S \approx L'A$$

шартдир. Бу дастадан бирор нур оламиз, масалан, Σ га i бурчак ҳосил қилиб тушадиган LA нур оламиз, унга қўшма бўлган синган AL' нур ясаймиз (синиш бурчаги r) ва синган нурнинг система ўқини кесиб ўтган нуқтаси вазиятини топамиз.



12.10-расм. Икки муҳитнинг сферик чегарасида параксиал нурларнинг синиши.

ALO учбурчакдан

$$\frac{LO}{LA} = \frac{\sin i}{\sin \varphi},$$

OAL' учбурчакдан

$$\frac{AL'}{OL'} = \frac{\sin \varphi}{\sin r}.$$

Бундан

$$\frac{LO}{LA}\cdot\frac{AL'}{OL'} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (71.1)$$

* LL' чизиқ одатда бу системанинг ўқи (axis) деб аталади. Параксиал деган ном ўшандан қолган (параксиал деганни ўқ бағирлаб тарқалувчи деган маънони билдиради).

Бундан буён ўқ бўйлаб ётган ҳамма кесмаларни S нуқтадан бошлаб ҳисоблаймиз, бунда S дан *ўнг* томонга (ёруғлик тарқалиши йўналишида) ётқизиладиган кесмаларни мусбат деб, *чап* томонга ётқизиладиган кесмаларни манфий кесмалар деб ҳисоблаймиз. Шундай қилиб, $AL \approx SL = -a_1$, $AL' \approx SL' = a_2$, $AO = SO = R$ (Σ сферанинг радиуси). Бу ҳолда $LO = -a_1 + R$, $OL' = a_2 - R$. (71.1) формуладан

$$\frac{-a_1 + R}{-a_1} \cdot \frac{a_2}{a_2 - R} = \frac{n_2}{n_1},$$

яъни

$$n_1\left(\frac{1}{a_1} - \frac{1}{R}\right) = n_2\left(\frac{1}{a_2} - \frac{1}{R}\right) = Q. \qquad (71.2)$$

Бу формула нур синганда $n\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{R}\right)$ кўпайтма ўзининг қийматини ўзгартирмас эканлигини кўрсатади. Бу миқдор *Аббенинг чизиқли инварианти* деб аталади. Кўп мақсадларда бу формулани қуйидаги кўринишда ёзиш қулай:

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n_1 - n_2}{R}. \qquad (71.3)$$

Агар $a_1 = LS$ берилган бўлса (71.3) дан фойдаланиб, $a_2 = SL'$ узунликни топиш мумкин, яъни (71.3) муносабат L нинг берилган қийматига қараб L' нуқтанинг вазиятини топишга имкон беради. Бу муносабатни чиқаришда биз синиш қонунидан ташқари, LA нур параксиал дастага тегишлидир, деган фараздан фойдаландик. Бинобарин, (71.3) муносабат *параксиал дастанинг исталган нури* учун тўғридир. (71.3) формуладан кўринишича, масаланинг (n_1, n_2, R) параметрлари берилган бўлган ҳолда a_2 узунлик фақат a_1 га боғлиқ. Шундай қилиб, L дан чиқувчи гомоцентрик параксиал дастанинг ҳамма нурлари ўқни айни бир L' нуқтада кесиб ўтади, бу L' нуқта эса L манбанинг стигматик тасвиридир. Демак, агар гомоцентрик даста параксиаллик шартини қаноатлантирса, у сферик сиртда синганда ҳам гомоцентрик даста бўлганича қолади. (71.3) асосий тенглама сферик сиртда нурлар синишининг ҳамма ҳолларини ўз ичига олади. Юқорида топилган ишоралар қоидасидан фойдаланиб, биз қаварик ($R > 0$) ёки ботиқ ($R < 0$) сирт ҳолларини кўриб чиқишимиз мумкин.

Худди шунингдек, a_1 билан a_2 нинг ишораси ҳар хил ёки бир хил бўлишига қараб, тасвир синдирувчи сиртнинг манбага нисбатан қарама-қарши ётган томонида ҳосил бўладиган ёки манба билан бир томонда ҳосил бўладиган ҳоллар юз беради. Биринчи ҳолда ($a_2 > 0$) тасвир деб аталадиган нуқта, ҳақиқатан ҳам, синган нурларнинг кесишиш нуқтасидир. Бундай тасвир *ҳақиқий* тасвир деб аталади. Иккинчи ҳолда ($a_2 < 0$), равшанки, иккинчи муҳитда

тарқалаётган сингаи нурлар бир-биридан узоқлашгани ҳолда (ёйилувчи) реал ҳолда кесишмайди. Бу ҳолда *тасвирнинг* номи сингаи нурларнинг фараз қилинган давомлари кесишган жойни кўрсатувчи фаразий нуқтага тегишли бўлади. Бундай тасвир *мавҳум* тасвир дейилади. Бизнинг мулоҳазаларимиз ва (71.3) формуладан қуйидагилар кўринади: сингандан сўнг гомоцентрик даста шундай йўналадики, унинг нурлари бир нуқтада кесишади (ҳақиқий тасвир) ёки бир нуқтада кесишадиган қилиб тасвирланиши мумкин (мавҳум тасвир). Айни мана шу маънода бу даста *гомоцентрик* даста бўлганича қолади. Бизнинг ҳамма мулоҳазаларимизда биз учун ёруғлик нурларининг *йўналишини* билиш муҳим бўлгани сабабли ҳамма чизмаларда ҳақиқий тасвирдан ҳам, мавҳум тасвирдан ҳам бир хилда фойдаланаверишимиз мумкин.

(71.3) формула яна шуни ҳам кўрсатадики, агар манба L' да бўлса, у ҳолда тасвир L да жойлашган (ўзаролик) бўлар эди.

72- §. Сферик сиртнинг фокуслари

Олдинги параграфда чиқарилган

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n_1 - n_2}{R} \qquad (72.1)$$

асосий (71.3) тенгламадан $a_1 = -\infty$ бўлганда

$$a_2 = \frac{n_2 R}{n_2 - n_1} = f_2,$$

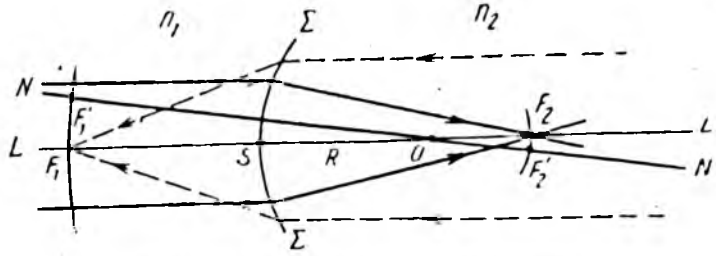
$a_2 = \infty$ бўлганда

$$a_1 = -\frac{n_1 R}{n_2 - n_1} = f_1 \qquad (72.2)$$

бўлиши, яъни f_1 ва f_2 лар сиртнинг R эгрилик радиуси ва иккала сиртнинг n_1, n_2 синдириш кўрсаткичларигагина боғлиқ бўлиши келиб чиқади.

f_1 ва f_2 катталиклар синдирувчи сиртни характерлайдиган ўзгармас узунликлардир. Улар синдирувчи сиртнинг *фокус масофалари* (12. 11- расм) деб аталади. f_1 — олдинги фокус масофаси (F_1 нуқта — олдинги фокус); f_2 — кетинги фокус масофаси (F_2 нуқта — кетинги фокус).

Шундай қилиб, сферик сиртнинг фокуси деб, параллел нурлар (яъни чексиз узоқдаги нуқтадан келаётган нурлар) сингандан сўнг учрашадиган нуқтага айтилади. Равшанки, фокуслар ҳам, худди тасвирлар каби ҳақиқий бўлиши ва мавҳум бўлиши, яъни сингаи нурларнинг (синишдан олдин параллел бўлган нурларнинг) ёки уларнинг фаразий давомларининг кесишиш нуқтаси бўлиши мумкин. Масалан, агар ажралиш сиртининг ботиқ томони синдириш кўрсаткичи кичик бўлган муҳитга қараган бўлса, иккала фокус мавҳум фокус бўлади. Бунга (72.1) ва (72.2) формулаларни анализ қилиш билан ҳам, чизма ясаш билан ҳам ишонч ҳосил қилиш мумкин.



12.11-расм. Сферик сиртнинг фокуслари.

NO бўйлаб ўнгдан чапга томон борувчи параллел нурлар (қ. 12.11-расм) F_1' фокусда учрашади, бу фокус синдирувчи сиртдан $|f_1|$ масофада NO чизиқда туради. F_1F_1' ... нуқталарнинг геометрик ўрни $(R - f_1)$ радиусли сферик сирт ҳосил қилади (12.11-расмда кўрсатилган ҳолда $f_1 < 0$), бу сирт маркази O да бўлган синдирувчи сфера билан концентрик бўлади. Бу сирт *олдинги фокал сирт* деб аталади. $|f_2 - R|$ радиусли кетинги фокал сиртни ҳам шунга ўхшатиб ясаймиз. Бу сиртларнинг жуда кичик соҳаларини (параксиал соҳа учун) текисликлар (фокал текисликлар) деб ҳисоблаш мумкин.

Сферик сиртнинг фокус масофалари ишораси ҳар хил бўлиб, бир-бирига абсолют қиймати жиҳатидан ҳам тенг эмас (қ. 12.11-расм), чунки $n_1 \neq n_2$. Бу ҳолни амалда қилиб кўриш осон, бунинг учун кенг шиша най олиб, унинг бир учига соатнинг сферик ойнасини ёпиштирамиз. Энди найга сув ёки яхшиси, синдириш кўрсаткичи соат ойнасининг синдириш кўрсаткичига деярли тенг бўлган бензол қуйсак, ҳаво ($n_1 = 1{,}00$) билан бензол ($n_2 = 1{,}49$) орасида сферик ажралиш чегараси ҳосил бўлади. Мана шу оддийгина аппаратда (72.1) ва (72.2) га мувофиқ равишда

$$f_2/f_1 = -n_2/n_1 \qquad (72.3)$$

бўлишини кўриш осон.

Синдирувчи битта сферик сиртнинг муҳим амалий мисоли кўзга эквивалент бўлган системадир; бу система «қиёсий кўз» деб аталади (қ. 91-§). Иккинчи мисол сифатида сферик кўзгуни кўриб чиқамиз. 70-§ да айтилганларга асосан, $n_2 = -n_1$ деб олганда (71.3) формулани нурларнинг қайтишига ҳам қўлланиш мумкин. У ҳолда

$$1/a_1 + 1/a_2' = 2/R, \qquad (72.4)$$

яъни сферик кўзгунинг маълум формуласи ҳосил бўлди. Бундай кўзгунинг фокус масофаси (72.1) формуладан топилади. $f = R/2$ эканини топамиз, демак, кўзгу формуласини қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$1/a_1 + 1/a_2 = 1/f. \qquad (72.5)$$

Кўзгу ҳолида тасвир билан манба бир томонда турса, тасвир ҳақиқий тасвир бўлади, агар тасвир кўзгу орқасида турса, тасвир мавҳум тасвир бўлади.

Ботиқ ва қаварик кўзгу ҳоллари R нинг ишораси билангина фарқ қилади. Ботиқ кўзгунинг фокуси ҳақиқий, қаварик кўзгунинг фокуси мавҳум бўлишини кўриш осон.

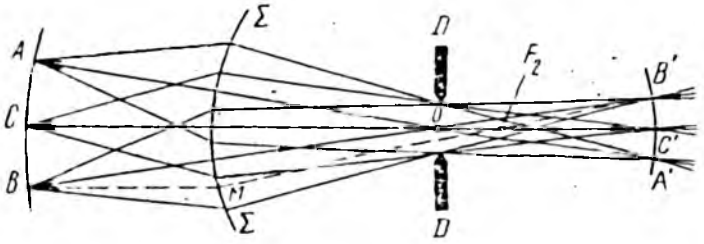
Ясси кўзгу қонунларини топиш учун $R = \infty$ деб фараз қилиш етарли. Бу ҳолда $a_1 = -a_2$ бўлишини топамиз, яъни ясси кўзгуда нуқтанинг тасвири мавҳум ва симметрик жойлашган бўлади.

73-§. Сферик сиртда нурларнинг синишида кичик буюмларнинг тасвирини ясаш

Параксиал гомоцентрик дасталарнинг хоссаларидан фойдаланиб, сферик сиртда синишда кичикроқ юзларнинг тасвирини ясаш мумкин. Маркази яқинида унча катта бўлмаган DD диафрагма жойлашган сферик сиртни тасаввур этайлик; бу диафрагма ингичка дасталар ажратиб беради, бу дасталар тегишли ўқларга нисбатан параксиал даста характерига эга. Параксиал гомоцентрик даста сингандан кейин гомоцентриклигича қолади, яъни ўзининг учида тасвир ҳосил қилади. Маркази O да бўлган ёруғланувчи ACB ёйнинг (ёки сфера қисмининг) ҳар қандай нуқтаси (12.12-расм) тегишли равишда тасвирланади. ACB дағи ҳамма нуқталарнинг тасвирини топиш учун

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n_1 - n_2}{R}$$

формуладан фойдаланамиз. ACB даги ҳамма нуқталар учун барча a_1 ларнинг қиймати бир хил бўлгани туфайли барча a_2 лар ҳам бир хил бўлади. $(R - a_1)$ радиусли сферанинг элементи (бўлаги) умумий O марказли ва $(a_2 - R)$ радиусли сфера элементи тарзида акслнади. B' нуқтани график усул билан топиш учун, масалан, $BM \parallel CO$ нур ўтказиш мумкин; унда синган нур F_2 фокус орқали



2.12-расм. Сферик сиртда синишда кичик ACB буюмнинг тасвири.

ўтиши керак; BO нур эса синмасдан ўтади. MF_2 ва BO лар давомларининг кесишиш нуқтаси B' нинг ўрнини аниқлайди.

AB ва $A'B'$ лар жуда кичик бўлгани учун ёйлар (сфера элементлари) ўрнига ватарлар (текислик элементлари) олиш мумкин. Шундай қилиб, сферик системада ўққа перпендикуляр бўлган жуда кичик юз параксиал нурлар воситасида ўша ўққа перпендикуляр бўлган юз тарзида тасвирланади.

AB буюм текислиги билан унинг $A'B'$ тасвирининг текислиги бу оптик системага нисбатан *қўшма* текисликлар деб аталади.

74-§. Катталаштириш. Лагранж—Гельмгольц теоремаси

Ёруғланувчи буюм сифатида ўққа перпендикуляр бўлган A_1B_1 чизиқни оламиз ва унинг A_2B_2 тасвирини ясаймиз (12. 13-расм). Тасвирнинг чизиқли ўлчамларининг ($y_2 = A_2B_2$,) буюмнинг чизиқли ўлчамларига ($y_1 = A_1B_1$) нисбати *чизиқли* катталаштириш (ёки *кўндалангига* катталаштириш) деб аталади: $V = y_2/y_1 = A_2B_2\ A_1B_1$. Одатда геометриядаги каби A_1B_1 ва A_2B_2 ларга ишора бериб, тасвир *тўғри* бўлганда катталаштиришни *мусбат* деб, тасвир *тўнкарилган* бўлганда катталаштиришни *манфий* даб ҳисоблаймиз.

A_1B_1S ва A_2B_2S учбурчаклардан

$$y_1/a_1 = \operatorname{tg} i,\ y_2/a_2 = \operatorname{tg} r.$$

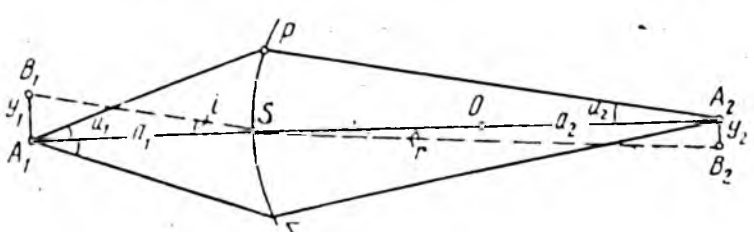
A_1B_1 ва A_2B_2 ларнинг ўлчами жуда кичик бўлганда

$$\frac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg} r} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1},$$

яъни

$$\frac{n_1y_1}{a_1} = \frac{n_2y_2}{a_2} \text{ ёки } \frac{y_2}{y_1} = V = \frac{n_1}{n_2}\,\frac{a_2}{a_1}. \qquad (74.1)$$

Синдирувчи система учун n_1 ва n_2 ҳамиша мусбат бўлади, шунинг учун V нинг ишораси a_2/a_1 нисбатнинг ишорасига қараб аниқланади. Тасвир ҳақиқий бўладиган ҳолга оид схемаларда (қ. 12. 13-



12. 13-расм. Гельмгольц—Лагранжнинг параксиал нурларга тегишли $y_1n_1 \sin u_1 = y_2n_2 \sin u_2$ тенгламасини чиқаришга доир.

расм) a_1 ва a_2 нинг ишораси ҳар хил бўлади, яъни V манфий ва тасвир тўнкарилган бўлади; тасвир мавҳум бўлганда эса аксинча.

Кўзгуларда $n_1/n_2 = -1$, яъни $V = -a_2/a_1$. Тасвир ҳақиқий бўлганда a_1 ва a_2 нинг ишораси бир хил бўлади, яъни $V < 0$ ва тасвир тўнкарилган; тасвир мавҳум бўлганда a_1 ва a_2 нинг ишораси турлича бўлади, $V > 0$, тасвир тўғри. Ясси кўзгуда $a_1 = -a_2$ бўлиб, $V = 1$ бўлади, яъни буюмнинг ўлчамларига тенг бўлган тўғри тасвир ҳосил бўлади.

Агар $V = 1$ бўлса, яъни буюмнинг ўлчамларига тенг бўлган тўғри тасвир ҳосил бўлса, қўшма текисликлар *бош* текисликлар деб аталади. Сферик сирт учун бош текисликлар ўзаро устма-уст тушиб сферага S нуқтага ўтказилган текислик билан тасвирланишини, яъни $a_1 = a_2 = 0$ (қ. 100-машқ) бўлишини кўриш осон. Шунга мувофиқ равишда сферик сиртнинг фокус масофаларини бош текисликлардан фокусларгача бўлган масофалар деб ҳисоблаш лозим. 12.13-расмда Σ сиртга тушаётган дасталарнинг ва уларга қўшма бўлган тасвирловчи дасталарнинг *максимал* апертурасини (максимал очилишини) аниқловчи u_1 ва u_2 бурчаклар ($2u_1$ ва $2u_2$ бурчаклар) ҳам тасвирланган. Бу бурчакларнинг лимит қиймати параксиаллик шартларига риоя қилиш орқали аниқланади.

Параксиал нурлар апертураси чегараси ичида ётувчи u бурчакларнинг ҳамма қийматларида a_2/a_1 нисбат ўзгармай қолгани учун (74.2) муносабат шуни кўрсатадики, кичикроқ A_1B_1 буюмнинг тасвирини параксиал дастанинг қандай қисми ҳосил қилган бўлишидан қатъи назар A_1B_1 буюмнинг катталишиши ўзгармайди. Бошқача айтганда, параксиал даста ўқдаги нуқтанинг тасвиринигина эмас (қ. 71-§), балки ўққа яқин жойлашган *кичикроқ буюмнинг* тасвирини ҳам бузмай узатади.

Параксиал нурлар билан иш кўрганда $A_1P \approx A_1S = a_1$ ва $PA_2 \approx SA_2 = a_2$ бўлади, шунинг учун

$$u_1 = \operatorname{tg} u_1 = \frac{SP}{a_1},\quad u_2 = \operatorname{tg} u_2 = \frac{SP}{a_2},\quad \frac{u_1}{u_2} = \frac{a_2}{a_1}.$$

(74.1) га асосан,

$$\frac{n_1 a_2}{n_2 a_1} = \frac{n_1 u_1}{n_2 u_2} = V = \frac{y_2}{y_1}$$

ёки

$$y_1 n_1 u_1 = y_2 n_2 u_2. \tag{74.2}$$

(74.2) муносабат *Лагранж — Гельмгольц теоремаси* деб аталади.

Бу муносабат параксиал нурлар соҳасида тўғридир. Апертураси каттароқ бўлган дасталар билан иш кўрилганда

$$y_1 n_1 \sin u_1 = y_2 n_2 \sin u_2 \tag{74.3}$$

шарт бажарилган ҳолдагина аниқ тасвирлар олиш мумкин (Аббенинг синуслар шарти, қ. 85-§). Лагранж — Гельмгольц шарти ёки синуслар шарти ёруғлик дасталарини оптик системалар воситасида

ўзгартириш эркинлигига чекланишлар қўйиб, буюмнинг апертураси билан ўлчамини тасвирларнинг апертураси билан ўлчамига боглайди. Бундан шундай хулоса чиқадики, бирор оптик дастани оптик система ёрдамида *тузилиши олдиндан айтиб қўйилган* исталган дастага айлантириш мумкин эмас. Ўзгартирилган дастанинг тузилиши фақат Лагранж — Гельмгольц шарти йўл қўядиганча бўлиши керак. Бу муҳим *принципиал* чекланиш фотометрия масалаларида ва нур энергиясини оптик системалар ёрдамида концентрациялаш масалаларида алоҳида аҳамият касб этади.

75- §. Марказлаштирилган оптик система

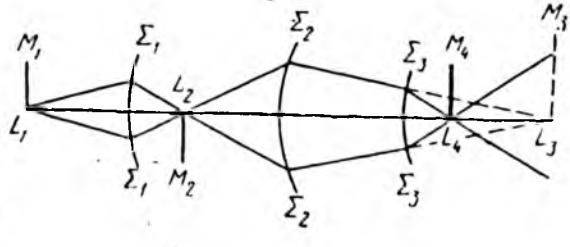
Битта сферик сиртда синиш ҳоли камдан-кам бўлади. Синдирувчи реал системаларнинг кўпчилигида камида иккита синдирувчи сирт (линза) ёки ундан ҳам кўпроқ сиртлар бўлади.

Агар барча сферик сиртларнинг марказлари бир тўғри чизиқда ётса (12.14-расм), бундай сферик сиртлар системаси *марказлаштирилган* система деб, марказлар ётган тўғри чизиқ эса системанинг *бош оптик ўқи* деб аталади.

71-§ да баён этилган барча мулоҳазаларда L нуқтадан чиқадидан даста (қ. 12.10-расм) гомоцентрик даста эканлиги муҳим бўлиб, бироқ бу даста қандай усул билан ҳосил қилинганлиги муҳим эмас эди. Жумладан, L нуқтада нуқтавий ёруғлик манбаи эмас, балки бу манбанинг бирор бошқа оптик система воситасида ҳосил қилинган стигматик тасвири туриши мумкин. Бинобарин, мураккаб оптик системанинг синдирувчи ҳар бир сиртига (71.3) муносабатни татбиқ этиш мумкин, бироқ бунда L деганда нуқтавий манбанинг барча олдинги сиртлар ҳосил қилган тасвирини тушуниш керак. Равшанки, агар текширилаётган сиртга йиғилувчи нурлар дастаси тушса (қ. 12.14-расм, Σ_3 сирт) a_1 мусбат бўлиши ҳам мумкин.

Ўқда ётган L_1 нуқта учун параксиал нурлар дастаси гомоцентриклигича қолади, яъни у L_3 нуқтада тўпланади ва бу нуқтадан яна параксиал равишда кетиб, гомоцентрик даста бўлганича қолади ва ҳоказо.

Демак, *гомоцентрик параксиал даста* марказлаштирилган сферик системада истаганча марта синганда (ва қайтганда) яна *гомо-*



12.14-расм. Марказлаштирилган оптик система.

центриклигича қолади; шундай қилиб, марказлаштирилган системада L_1 нуқта стигматик тасвир (ҳақиқий ёки мавҳум) беради.

73,74-§ лардаги мулоҳазаларни такрорлаб, шуни кўрсатиш мумкинки, биринчи муҳитда марказлаштирилган системанинг оптик ўқига перпендикуляр равишда жойлашган текисликнинг чоғроқ қисми синдирувчи охирги муҳитда қўшма текислик орқали тасвирланади, бу текислик ҳам оптик ўққа перпендикуляр бўлади: бундаги тасвир буюмнинг ўзига геометрик жиҳатдан ўхшайди. Бир сферик сиртнинг иккита фокуси ва иккита фокал сирти бор бўлганидек, сиртларнинг марказлаштирилган ҳар қандай системаси учун ҳам шундай бўлади. Худди шунингдек, Лагранж — Гельмгольц теоремаси ҳам сиртларнинг марказлаштирилган системаси учун ўз кучида қолади, яъни

$$y_1n_1u_1 = y_2n_2u_2 = y_3n_3u_3 = \ldots$$

Марказлаштирилган системада бош текисликлар тушунчаси, яъни буюм билан тасвир катталиги ва йўналиши бир хил бўладиган қўшма текисликлар сифатидаги тушунчаси ўз маъносини ўзгартирмайди. Бироқ синдирувчи битта сферик сирт учун иккала бош текислик сферик сиртга унинг S учида уринадиган битта текислик бўлиб қўшилиб кетгани ҳолда, марказлаштирилган сиртлар учун бу икки текислик, умуман айтганда, устма-уст тушмайди. Марказлаштирилган системанинг фокус масофалари худди битта сферик сирт ҳолидаги каби тегишли бош текисликдан фокусгача бўлган масофалардир.

76-§. Нурларнинг линзада синиши. Линзанинг умумий формуласи

Марказлаштирилган системанинг атиги иккита сферик сиртдан иборат бўлган энг оддий ҳоли катта аҳамиятга эга; бу икки сирт ёрғуликни яхши синдирувчи бирор шаффоф материални (одатда шишани) атрофдаги ҳаводан чегаралаб туради. Равшанки, бундай система одатдаги *линзадир*.

Агар линзанинг иккала учи устма-уст тушади деб ҳисоблаш мумкин бўлса, яъни линзанинг d қалинлиги чегараловчи сиртларнинг R_1 ва R_2 эгрилик радиусларига нисбатан жуда кичик бўлса, линза *юпқа* линза деб аталади. 12.15-расмда тушунарли бўлиши учун линза қалин қилиб чизилган. Бундан буён қилинадиган ҳисобларда S_1 ва S_2 нуқталар устма-уст тушади, деб фараз қилиб, уларни S ҳарфи билан белгилаймиз. Ҳамма масофаларни S_1 ва S_2 билан деярли устма-уст тушадиган S нуқтадан бошлаб ҳисоблаймиз. S нуқта линзанинг *оптик маркази* деб аталади. S дан ўтувчи ҳар қандай параксиал нур синмайди десак бўлади. Ҳақиқатан ҳам, линзанинг бундай нурлар ўтаётган жойдаги иккала сиртини (қисмини) параллел деб ҳисоблаш мумкин, шу сабабли бу қисмлардан ўтганда нур ўз йўналишини ўзгартирмайди, фақат ўз-ўзига

параллеллигича силжийди (ясси-параллел - пластинкада синиш), биз линзанинг қалинлигини эътиборга олмаганимиз учун нурнинг бу силжиши жуда кичик бўлиб, нур амалда синмасдан ўтади. Оптик марказдан ўтадиган нурни биз линзанинг оптик *ўқи* деб атаймиз. Ўқларнинг иккала сирт марказларидан ўтадигани *бош ўқ* деб, қолганлари *ёрдамчи ўқлар* деб аталади.

Нурнинг иккинчи сферик сирт бўлмаганда биринчи сферик сиртда синиши синдириш кўрсаткичи n бўлган яхлит шишада сирт учидан $SC=a$ масофада (қ. 12.15-расм) C тасвир ҳосил қилган бўлар эди, шу сабабли

$$\frac{n_1}{a_1}-\frac{n}{a}=\frac{n_1-n}{R_1}$$

тенглик ўринли бўлар эди, бу ерда $a_1=SA_1$, R_1 — линзанинг биринчи сиртининг эгрилик радиуси.

Иккинчи сирт учун C тасвир мавҳум ёруғлик манбаидек бўлади. Нур линзанинг иккинчи сиртида сингандан кейин бу манбанинг тасвири линзадан $a_2=SB$ масофада жойлашган B нуқтага тушади. Бу ерда яна

$$\frac{n}{a}-\frac{n_2}{a_2}=\frac{n-n_2}{R_2}$$

формула қўлланилади, бу ерда R_2 — иккинчи сирт радиуси.

$n_1=n_2$ бўлгани (линзанинг иккала томонида ҳаво бўлгани) сабабли қуйидаги тенгламалар ўринлидир:

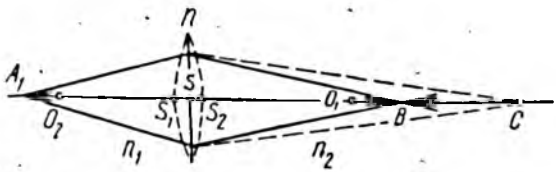
$$\frac{n_1}{a_1}-\frac{n}{a}=\frac{n_1-n}{R_1},\qquad \frac{n}{a}-\frac{n_2}{a_2}=\frac{n-n_2}{R_2}.$$

Иккинчи тенгламани биринчига қўшамиз:

$$n_1\left(\frac{1}{a_2}-\frac{1}{a_1}\right)=(n-n_1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)$$

ёки $N=n/n_1$ нисбий синдириш кўрсаткичидан фойдалансак:

$$\frac{1}{a_2}-\frac{1}{a_1}=(N-1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right). \qquad (76.1)$$



12.15-расм. Нурларнинг юпқа линзада синиши.

Манба ҳар қандай жойлашган ва фокус шунга яраша жойлашган ҳар қандай ҳолда линзанинг бу умумий формуласи қаварик ва ботик линзалар учун ярайди. Фақат a_1, a_2, R_1, R_2 ларнинг ишораларини эътиборга олиш керак; агар бу масофалар линзадан *ўнг* томонда бўлса, уларнинг ишорасини мусбат деб, линзадан *чап* томонда бўлганда ишорасини манфий деб олиш керак ((71.2) формулани чиқаришда шундай қилинган эди). Агар a_1 ва a_2 нинг ишоралари бир хил бўлса, қўшма нуқталардан бири мавҳум нуқта бўлади, яъни бу нуқтада нурларнинг ўзи эмас, балки уларнинг фаразий давомлари кесишади.

77-§. Юпқа линзанинг фокус масофалари

Агар бош ўқдаги ёруғланувчи нуқта линзадан узоқлашса (a_1 нинг абсолют қиймати ортса) тасвир силжийди. Тасвирнинг манба чексизликка узоқлашган лимит ҳолга мос келувчи вазияти линзанинг *фокуси* деб аталади. Шундай қилиб, фокус — бош ўқнинг чексиз узоқлашган нуқтасига қўшма бўлган нуқтадир, ёки бари бир, фокус бош оптик ўққа параллел бўлган нурларнинг кесишиш (йиғилиш) нуқтасидир. Линзадан фокусгача бўлган оралиқдаги масофа юпқа линзанинг *фокус масофасидир*. Фокусдан бош ўққа перпендикуляр равишда ўтадиган текислик *фокал текислик* деб аталади.

Агар нурлар чексизликдан параллел даста тарзида келиб, бош ўққа қия бўлса (ёрдамчи ўқ бўйлаб келса), у ҳолда нурлар фокал текисликнинг тегишли A нуқтасида кесишади (12.16-расм). Шундай қилиб, фокал текислик чексиз узоқлашган текисликка қўшма бўлган текисликдир.

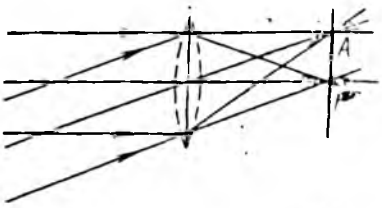
Фокус масофалари қуйидаги муносабатлардан аниқланади:

$a_1 = -\infty$ бўлганда

$$a_2 = f_2 = \frac{1}{(N-1)(1/R_1 - 1/R_2)}, \qquad (77.1)$$

$a_2 = \infty$ бўлганда

$$a_1 = f_1 = -\frac{1}{(N-1)(1/R_1 - 1/R_2)} \qquad (77.2)$$



12.16-расм. Юпқа линзанинг бош ўқида ва ёнлама ўқларида жойлашган фокусларининг вазияти.

AP — линзанинг фокал текислиги.

яъни

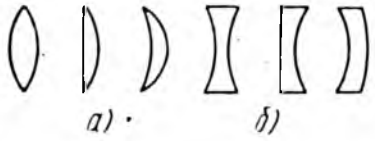
$$f_1 = -f_2. \qquad (77.3)$$

Демак, линзанинг фокус масофалари миқдор* жиҳати-

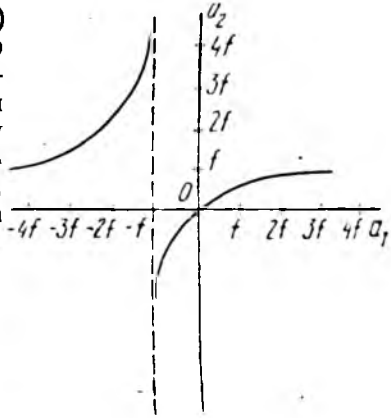
* Агар линзанинг икки томонида турли хил муҳит ($n_1 \neq n_2$) бўлса, бу формула мураккаброқ бўлади. Бу ҳолда f_1 ва f_2 фокус масофалари нисбати $-n_1/n_2$ каби бўлади (қ. 115-машқ). Бунга инсон кўзининг гавҳари мисол бўла олади.

дан тенг, ишораси қарама-қарши, яъни фокуслар линзанинг икки тарафида ётади.

R_1 ва R_2 нинг ишораси ва катталигига, шунингдек $(N-1)$ нинг ишорасига қараб, f_1 миқдор мусбат бўлиши ёки манфий бўлиши мумкин, яъни фокус мавҳум ёки ҳақиқий бўлиши мумкин. Бу гаплар f_2 га ҳам тааллуқлидир, бироқ биринчи фокус мавҳум бўлса, иккинчиси ҳам мавҳум бўлади ва аксинча.



12.17- расм. Юпка линзаларнинг турли хиллари.
а — йиғувчи, *б* — сочувчи.



12.18- расм. f берилган ҳолда юпқа идеал линзада a_1 билан a_2 орасидаги муносабатнинг графиги.

Агар линзанинг фокуслари ҳақиқий бўлса, яъни параллел нурлар линзада сингандан сўнг йиғилса, линза *йиғувчи* ёки *мусбат* линза дейилади. Фокуслар мавҳум бўлганда параллел нурлар линзада сингандан сўнг сочилувчи бўлади. Шунинг учун бундай линзалар *сочувчи* ёки *манфий* линзалар дейилади.

Агар юпқа линзанинг материали атрофдаги муҳитга қараганда (масалан, ҳавода турган шиша линза) кўпроқ синдирса, у ҳолда икки ёқлама қаварик, ясси-қаварик ва ботиқ-қаварик (мусбат мениск) линзалар, яъни ўртасига томон қалинлашиб борадиган линзалар (12.17-а расм) йиғувчи линзалар бўлади. Икки ёқлама ботиқ, ясси-ботиқ ва қаварик-ботиқ (манфий мениск) линзалар, яъни ўртасига томон юпқалашиб борадиган линзалар (12.17-б расм) сочувчи линзалар жумласига киради. Агар юпқа линзанинг материали атрофдаги муҳитга қараганда (масалан, сув ичидаги ҳаво) камроқ синдирса, 12.17-а расмда тасвирланган линзалар сочувчи, 12.17-б расмда тасвирланган линзалар йиғувчи линзалар бўлади.

Линзанинг фокус масофаси тушунчасидан фойдаланиб, линза формуласини

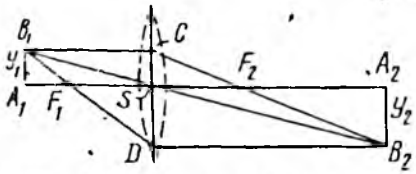
$$\frac{1}{a_2}-\frac{1}{a_1}=\frac{1}{f}, \qquad f=f_2=-f_1$$

кўринишга келтирамиз. a_1 билан a_2 орасидаги муносабат 12.18-расмда график равишда тасвирланган, a_1 миқдорнинг ўзгариши

натижасида ўшандай ишорали a_2 нинг ўзгаришини кўриш осон. Бошқача айтганда, тасвир ўқ бўйлаб буюм кўчиши йўналишида кўчади. $a_1 = f_1$ нуқтагина бундан мустаснодир; бу нуқтадан ўтишда тасвир $a_2 = +\infty$ дан $a_2 = -\infty$ га ўтади.

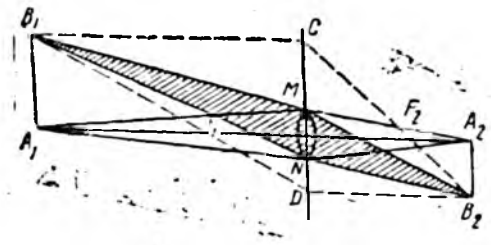
78- §. Юпқа линзада тасвир ясаш. Катталаштириш

Ўққа яқин жойлаштирилган кичик буюм тасвири марказлаштирилган сферик сиртлар системаси ёрдамида ҳосил қилинаётган бўлсин. Тасвирни параксиал дасталар (қ. 73-§) ёрдамида ясаш мумкин. Параксиал нурлар қўлланилганда нуқтанинг тасвири стигматик бўлиши (яъни даста гомоцентриклигича қолиши) исбот этилгани учун нуқтанинг тасвирини ясаш учун бирор *икки* нурнинг кесишиш нуқтасини топиш етарлидир.



12.19- расм. Юпқа линзада тасвир ясаш.

12.19-расмда кўрсатилган нурлар ёрдамида тасвир жуда осон ясалади. Бу нурлардан бири CF_2B_2 нур бўлиб, у бош оптик ўққа параллел бўлган B_1C нурга қўшмадир; CF_2B_2 нур кетинги F_2 фокус орқали ўтади; иккинчи нур эса оптик ўққа параллел бўлган DB_2 нурдир; бу нур олдинги F_1 фокус орқали ўтган B_1F_1D нурга қўшмадир. Ёрдамчи оптик ўқ бўйлаб йўналган учинчи B_1SB_2 нур линзанинг оптик маркази (S нуқта) орқали ўтиб, линзадан ўтишда синмайди. Бу нурлар осонгина ясалади, B_1 дан келаётган ҳар қандай бошқа нурни синиш қонуни ёрдамида ясаш керак эди, бу эса анча қийиндир. Бироқ гомоцентриклик хоссасига асосан, ҳар қандай синган нур B_2 нуқтадан ўтади. B_1 нуқтанинг тасвирини ясаш масаласи B_2 нуқтани топишнинг *геометрик* масаласига келтирилгани учун, танлаб олинган энг содда қўш нурлар жуда *реал* характерда бўлиши шарт эмас. Жумладан, A_1B_1 буюм линза ўлчамларидан катта бўлганда (масалан, фотосуратга олишда) B_1C, B_1D нурлар (12.20- расм) линза орқали ўтмайди, бироқ тасвир



12.20- расм. Юпқа линзада дасталарни чегаралаш.

ясашда улардан фойдаланиш мумкин. Тасвир ясашда иштирок этадиган реал нурларни линзанинг MN гардиши чеклаб туради, бироқ бу нурлар ўша B_2 нуқтада кесишади, чунки линза етарлича яхши деб ҳисобланади, шу сабабли линзадан ўтаётган дасталар гомоцентриклигича қолаверади.

Кўндалангига *катталаштиришни* 74-§ дагича таърифлаб, $V = \frac{A_2B_2}{A_1B_1} = \frac{y_2}{y_1}$ муносабат ёрдамида 12.19-расмдан V катталаштиришни топамиз:

$$V = \frac{SA_2}{SA_1} = \frac{a_2}{a_1}. \qquad (78.1)$$

74-§ да айтилганларга ўхшатиб, ҳақиқий тасвирлар учун $V < 0$ бўлишини, яъни тасвир тескари бўлишини, мавҳум тасвирлар учун $V > 0$, яъни тасвир тўғри бўлишини топамиз.

Ҳар қандай системаники каби, линзанинг бош текисликлари $V = 1$ бўлган қўшма текисликлардир. Юпқа линза учун бу текисликлар устма-уст тушиб, оптик ўққа перпендикуляр равишда оптик марказ орқали ўтадиган (яъни $a_1 = a_2 = 0$) битта текислик бўлади (қ. 100-машқ). Шундай қилиб, линзанинг бош текисликлардан бошлаб ҳисобланадиган фокус масофалари юпқа линза ҳолида линзанинг сиртидан бошлаб ҳисобланиши мумкин.

Марказлаштирилган икки сирт системаси сифатида қараладиган юпқа линза унча мукаммал бўлмаган тасвир берадиган энг содда оптик системадир. Кўпчилик ҳолларда биз синдирувчи сиртлари кўп ва бу сиртларнинг бир-бирига яқин туриши (линзанинг юпқалиги) жиҳатидан чегараланмаган мураккаброқ системалар қуришимизга тўғри келади. Бироқ энг оддий юпқа линзалар ҳам амалда, асосан, кўзойнак шишаси сифатида катта аҳамиятга эга. Жуда кўп ҳолларда кўзойнак шишаси юпқа линза бўлади.

Кўзойнак шишасини классификация қилишда линзанинг оптик кучи деб аталадиган тушунча ишлатилади. Линзанинг кетинги фокус масофасига тескари бўлган миқдор оптик куч деб аталади. Агар фокус масофаси метр ҳисобида ўлчанса, у ҳолда оптик кучни диоптрия ҳисобида ифодалаш қабул қилинган; линзанинг йиғувчи ёки сочувчи бўлишига қараб оптик куч мусбат ёки манфий бўлади. Масалан, фокус масофаси 20 см ($f = -1/5$ м) бўлган сочувчи линзанинг оптик кучи — 5 диоптрия бўлади.

79-§. Идеал оптик системалар

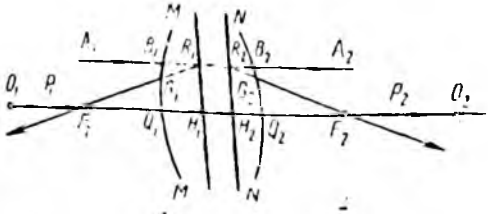
Оптик системаларнинг умумий назариясини Гаусс (1841 й.) яратган; кейинчалик кўп математик ва физиклар бу назарияни янада ривожлантирдилар. Гаусс назарияси идеал оптик система назариясидир; идеал системада дасталар гомоцентриклигича қолади ва та-

вир буюмнинг ўзига геометрик жиҳатдан *ўхшаш* бўлади. Бу таърифга асосан, буюмлар фазосининг ҳар бир нуқтасига идеал системада тасвирлар фазосининг нуқтаси мос келади; бу нуқталар *қўшма* нуқталар деб юритилади. Худди шунингдек, буюмлар фазосининг ҳар бир тўғри чизиғи ёки текислигига тасвирлар фазосининг қўшма тўғри чизиғи ёки қўшма текислиги мос келиши керак. Шундай қилиб, идеал оптик система назарияси нуқталар, чизиқлар ва текисликлар ўртасида муносабат ўрнатадиган соф геометрик назариядир.

75-§ да айтилган маълумотлар шуни кўрсатадики, агар оптик системанинг симметрия ўқи яқинидаги соҳаси билан чегараланилса, яъни параксиал дасталар билан иш кўрилса, у ҳолда идеал оптик системани марказлаштирилган оптик система кўринишида анча аниқ амалга ошириш мумкин. Гаусс назариясида линзанинг «юпқа» бўлиши талабига ўрин қолмайди, лекин нурлар аввалгича параксиал нурлар деб фараз қилинади. Апертура бурчаги катта бўлган дасталар билан иш кўрганда ҳам идеал системага яқин келадиган физик системаларни излаб топиш амалий геометрик оптиканинг вазифасидир.

Сферик сиртларнинг марказларини туташтирувчи чизиқ марказлаштирилган системанинг симметрия ўқи бўлиб, системанинг *бош оптик ўқи* деб аталади. Гаусс назарияси бир қатор *кардинал нуқта ва текисликларни* аниқлаб беради; булар маълум бўлган ҳолда оптик системанинг ҳамма хоссалари тўлиқ тавсифланади ва нурларнинг системадаги реал йўлларини текширмасдан ҳам, бу системадан фойдаланишга имкон яратилади.

MM ва NN — биз текшираётган системани чегаралаб турган энг четки сферик сиртлар, O_1O_2 — бу системанинг бош ўқи бўлсин (12.21-расм). O_1O_2 га параллел қилиб A_1B_1 нур ўтказамиз; бу нур системага B_1 нуқтада киради. Идеал системанинг хоссасига асосан A_1B_1 нурга тасвирлар фазосида қўшма G_2F_2 нур мос келади, бу нур эса системадан G_2 нуқтада чиқади. Системанинг ичида нурнинг қандай ўтиши бизни қизиқтирмайди. Иккинчи P_1Q_1 нурни бош ўқ бўйлаб танлаб оламиз. Унга қўшма бўлган Q_2P_2 нур ҳам бош ўқ бўйлаб кетади. G_2F_2 ва Q_2P_2 нурлар кесишган F_2 нуқта G_2F_2 ва Q_2P_2 га қўшма бўлган A_1B_1 ва P_1Q_1 нурлар кесишган нуқтанинг тасвиридир. Бироқ $A_1B_1 \parallel P_1Q_1$ бўлгани учун F_2 га қўшма бўлган



12.21-расм. Оптик системанинг H_1R_1 ва H_2R_2 бош текисликлари, F_1 ва F_2 фокуслари.

нуқта чексизликда ётади. Шундай қилиб, F_2 нуқта биз текшираётган системанинг *фокусидир* (бу фокус иккинчи ёки кетинги фокус деб аталади). Фокусдан ўққа перпендикуляр бўлиб ўтадиган текислик *фокал текислик* дейилади.

Бу мулоҳазаларни A_2B_2 нур ва ўқ бўйлаб йўналган P_2Q_2 нур учун такрорлаб, F_1 нуқтани топамиз; бу нуқта биз текшираётган системанинг олдинги фокуси бўлади; A_2B_2 га қўшма бўлган нур системадан G_1 нуқтада чиқади. Энди. F_1G_1 ва F_2G_2 ни A_1B_1 ва A_2B_2 нинг давомлари билан кесишгунча давом эттириб, R_1 ва R_2 кесишиш нуқталарини топамиз. Равшанки, R_1 ва R_2 — қўшма нуқталардир. Ҳақиқатан ҳам, $A_1B_1R_1$ ва $F_1G_1R_1$ нурлар R_1 нуқтада кесишади, бу нурларга мос равишда қўшма бўлган $R_2G_2F_2$ ва $R_2B_2A_2$ нурлар R_2 нуқтада кесишади. Чизмадан яна шу нарса кўриниб турибдики, R_1 ва R_2 нуқталар бош ўқдан бир хил масофада ётади, яъни $H_1R_1 = H_2R_2$ ва кўндалангига чизиқли катталаштириш қуйидагига тенг:

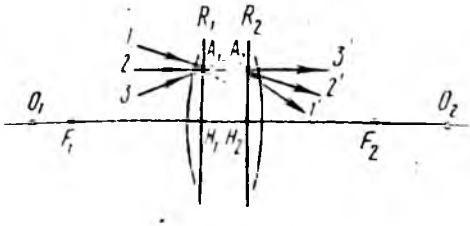
$$V = \frac{H_2R_2}{H_1R_1} = +1.$$

H_1R_1 чизиқнинг исталган нуқтаси ҳам H_2R_2 чизиқнинг O_1O_2 дан танлаб олинган нуқтаси каби баландликда ётувчи нуқтасига қўшма бўлишини алоҳида мулоҳазалар воситасида кўрсатиш мумкин. H_1R_1 ва H_2R_2 орқали бош ўққа перпендикуляр қилиб ўтказилган текисликлар тўғрисида ҳам ўша фикрларни айтиш мумкин, чунки бутун система ўққа нисбатан симметрикдир.

Демак, биз H_1R_1 ва H_2R_2 икки текислик топдикки, буларнинг нуқталари бир-бирига қўшма ва $+1$ га тенг бўлган катталаштириш билан тасвирланади, яъни H_1R_1 текислик H_2R_2 га тўғри ва ўз катталигида тасвирланади (қ. 12.22-расм). Бундай текисликлар *бош текисликлар* деб аталади (қ. 74-§). Шундай қилиб, биз идеал системанинг бош текисликлари борлигини ва бу текисликларни излаб топиш усулларини кўрсатдик. Бош текисликлар билан ўқ кесишган H_1 ва H_2 нуқталар системанинг *бош нуқталари* деб аталади. Бош нуқталардан фокусларгача бўлган $f_1 = H_1F_1$ ва $f_2 = H_2F_2$ масофалар* системанинг *фокус масофалари* дейилади.

Қўшма нуқталарнинг вазиятини уларнинг тегишли бош текисликлардан бошлаб ҳисобланган (a_1 ва a_2) масофалари орқали белгилаб ва 71-§ да аниқланган ишоралар қоидасини ўзгача сақлаб, бу системада қўшма нуқталар вазиятини аниқловчи бир қатор муносабатларни осонгина топа оламиз; бу муносабатлар системанинг

* Юқорида ўққа параллел бўлган A_1B_1 нурга қўшма бўлган R_2F_2 нур (қ. 12.21- расм) ўқни кесиб ўтади, деб фараз қилинган эди. Лекин нур системадан ўтгандан сўнг ўққа параллеллигича қоладиган ҳол ҳам бўлиши мумкин. Бу мустасно ҳол *телескопик системалар* (қ. 92- §) деб аталадиган системаларга мос келади. Бу системаларнинг фокуслари ва бош нуқталари чексизликда ётади.



12.22- расм. Бош текисликлар мавжудлигини исбот қилишга доир. *1*, *2*, *3* ва *1'*, *2'*, *3'* нурлар бир-бирига қўшма нурлардир.

формулалари ҳисобланади. Уларнинг энг муҳимлари (қ. 106-машқ) қуйидаги кўринишда бўлади:

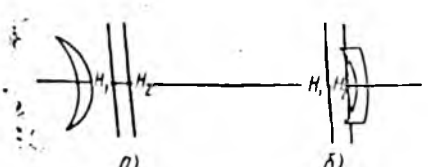
$$f_1/a_1 + f_2/a_2 = 1; \quad x_1x_2 = f_1f_2;$$
$$f_1/f_2 = -n_1/n_2;$$
$$V = -x_2/f_2 = -f_1/x_1; \qquad (79.1)$$

бу ерда $x_1 = a_1 - f_1$ ва $x_2 = a_2 - f_2$ — қўшма нуқталардан тегишли фокусларгача бўлган масофалар. Энг кўп бўладиган $n_1 = n_2$ (манба билан унинг тасвири бир муҳитда, масалан, ҳавода ётадиган) ҳолда бу муносабатлар қуйидаги кўринишда бўлади:

$$1/a_2 - 1/a_1 = 1/f; \quad x_1x_2 = -f^2; \quad f_2 = -f_1 = f. \qquad (79.2)$$

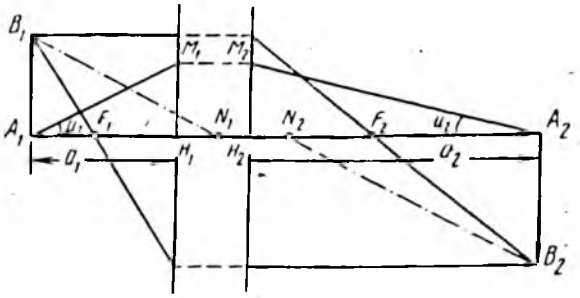
Ишоралар қоидасидан фойдаланиб, биз ҳам йиғувчи, ҳам сочувчи системаларнинг ҳамма хоссаларини тавсифлай оламиз, мавҳум нуқта ва мавҳум тасвир тушунчаларини кирита оламиз ва ҳоказо.

Бош текислик ва бош нуқталар системанинг ичида ва системадан ташқарида системани чегаралаб турган сиртларга нисбатан мутлақо носимметрик равишда, масалан, ҳатто системадан бир тарафда (12.23-расм) ётиши мумкин. Яна бир карра эслатиб ўтамизки, фокус масофалари бош текисликлардан бошлаб ҳисоб қилинади: шунинг учун ҳатто $|f_1| = |f_2|$ бўлганда фокуслардан системани чегаралаб турган сиртларгача бўлган масофалар жуда хилма-хил бўлиши мумкин (масалан, 12.23-расмда кўрсатилган мениск-линзалар).



12.23- расм. Йиғувчи (*а*) га сочувчи (*б*) мениск-линзаларда бош текисликларнинг жойлашуви.

Системани чизиқли катталаштиришидан ташқари *бурчакли* катталаштириши билан ҳам характерлаш мумкин. W бурчакли катталаштириш деганда A_2M_2 ва A_1M_1 қўшма нурларнинг (12.24-расм) оптик ўқ билан ҳосил қилган u_2 ва



12.24-расм. Системанинг бурчакли катталаштиришини аниқлашга доир.

u_1 бурчаклари тангенсларининг нисбати тушунилади, яъни

$$W = \frac{\operatorname{tg} u_2}{\operatorname{tg} u_1}.$$

12.24-расмдан кўринишича, $W = a_1/a_2$ (чунки $H_1M_1 = H_2M_2$), у ҳолда чизиқли катталаштириш $V = \frac{n_1 a_2}{n_2 a_1}$ (қ. 74-§), яъни

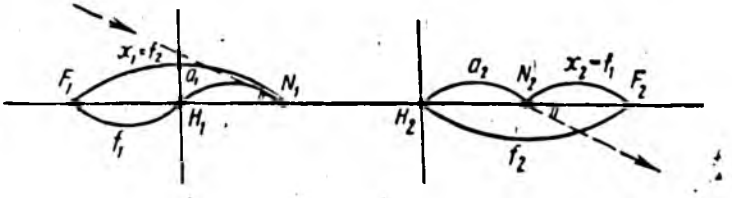
$$WV = n_1/n_2.$$

Буюм билан тасвир бир муҳитда жойлашадиган одатдаги ҳолда ($n_1 = n_2$)

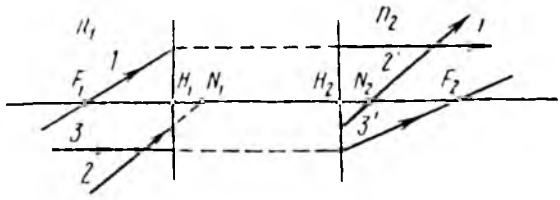
$$WV = 1$$

бўлади. Ўқнинг турли нуқталари учун системанинг бурчакли катталаштириши ҳам, чизиқли катталаштириши ҳам турлича бўлади; чизиқли катталаштириш қанча катта бўлса, бурчакли катталаштириш шунча кичик бўлади, яъни тасвирнинг ўлчамлари ортганда бу тасвирни ҳосил қилувчи нурлар орасидаги бурчак кичик бўлади. Бу ҳол оптик асбобларнинг ёруғлик сезгиси ҳосил қилишдаги ролини (қ. 95-§) текширишда катта аҳамиятга эга.

Чизиқли катталаштириш $V = 1$ бўлган қўшма текисликлар алоҳида аҳамиятга эга бўлгани каби бурчакли катталаштириш $W = 1$ бўлган қўшма нуқталар ҳам системанинг махсус нуқталари ҳисобла-



12.25-расм. N_1 ва N_2 тугун нуқталарнинг вазияти.



12.26-расм. Системанинг кардинал нуқталари ва текисликлари.

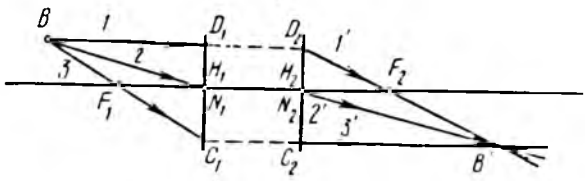
F_1 ва F_2 — бош фокуслар; N_1 ва N_2 — тугунлар; H_1 ва H_2 — бош нуқталар (бош текисликлар).

нади. Бу нуқталар *тугунлар* (ёки *тугун нуқталари*) деб аталади ва бу нуқталар орқали ўтадиган қўшма нурлар бир-бирига параллел бўлиши билан характерланади, чунки $u_1 = u_2$. Ҳар бир системада бундай нуқталар жуфти биринчи ва иккинчи фокусдан мос равишда биринчи ва иккинчи фокус масофаларига тенг масофада турадиган, яъни $x_1 = F_1N_1 = f_2$ ва $x_2 = F_2N_2 = f_1'$ шартни қаноатлантирадиган N_1 ва N_2 нуқталар эканини (12.25-расм) кўрсатиш қийин эмас. Равшанки, N_1 ва N_2 нуқталар қўшма нуқталардир, чунки уларнинг координаталари системанинг $x_1x_2 = f_1f_2$ (79.1) тенгламасини қаноатлантиради. Ундан ташқари, 12.25-расмдан яна шу нарса кўринадики, бу нуқталарнинг бош текисликларга нисбатан масофалари мос равишда $H_1N_1 = a_1 = f_2 + f_1$ ва $H_2N_2 = a_2 = f_2 + f_1$, яъни $a_1 = a_2$ ва бинобарин, бу нуқталар учун $W = a_1/a_2 = 1$. Демак, биз кўрсатган N_1 ва N_2 нуқталар қўшма нуқталар бўлиб, $W = 1$ шартни қаноатлантиради, яъни улар системанинг тугунларидир.

Тугунлар орқали оптик ўққа перпендикуляр равишда ўтадиган текисликлар *тугун текисликлар* деб аталади. Олти текислик (иккитаси фокал текислик, иккитаси бош текислик ва иккитаси тугун текислик) ва бош ўқнинг буларга мос олти нуқтаси (фокуслар, бош нуқталар, тугунлар) *кардинал* текислик ва кардинал нуқталар деб аталади. F_1, N_1, H_1, F_2, N_2, H_2 кардинал нуқталарнинг умумий жойлашуви 12.26-расмда кўрсатилган.

Системанинг иккала томонида айни бир муҳит бўлган ҳолда, юқорида айтилганидек, фокус масофаларининг абсолют қийматлари тенг бўлади: $f_1 = -f_2$. Энди тугун нуқталар бош нуқталар устига тушади, чунки $F_1N_1 = F_1H_1 = f_2$, бу ҳолда система атиги тўрт нуқта ва тўрт текисликнинг вазияти билан характерланади.

Кардинал текислик ва кардинал нуқталарнинг хоссаларини билган ҳолда айни бир нуқтадан чиқувчи икки нурдан фойдаланиб, ҳар қандай системада осонгина тасвир ясаш мумкин. Жумладан, бундай ҳолда линзаларнинг юпқа бўлиш шарти кераксиз бўлиб қолади. Бош текисликлари ва бош фокуслари жойлашуви кўрсатилган қалин линзада тасвир қандай ясалиши 12.27-расмда кўрса-



12.27- расм. Системада кардинал нуқталардан фойдаланиб тасвир ясаш.

тилган. 12.27-расмда ўтказилган нурларни ясаш B нуқтага қўшма бўлган B' нуқтанинг вазиятини жуда осонгина аниқлайди. Даста гомоцентрик бўлгани туфайли B дан чиққан ҳар қандай бошқа нур B^1 орқали ўтади.

Бош ўққа параллел қилиб ўтказилган *1* нурнинг қўшма нури *1'* нур бўлиб, бу *1'* нур иккинчи бош текисликни $H_2D_2 = H_1D_1$ баландликда кесиб, F_2 фокус орқали ўтади. N_1 туғун орқали ўтувчи *2* нурнинг қўшма нури *2'* нур бўлиб, *2'* нур иккинчи тугун орқали *2* нурга параллел равишда ўтади. F_1 фокус орқали ўтиб, бош текисликни H_1C_1 баландликда кесиб ўтувчи *3* нур иккинчи бош текисликни ўша баландликда $(H_2C_2 = H_1C_1)$ кесиб ўтиб, бош ўққа параллел равишда кетади. Тасвир ясашда учта нурдан иккитасининг ўзи кифоя.

Юқорида кўриб чиқилган юпқа линза H_1 ва H_2 нуқталари устма-уст тушган ва бош текисликлари қўшилиб кетган қалин линзанинг хусусий ҳоли эканлигини кўриш осон. H_1 ва H_2 билан қўшилиб кетган тугунлар ҳам устма-уст тушиб, линзанинг оптик марказини ҳосил қилади. Тасвир, олдинги ҳолдаги каби, ихтиёрий иккита энг содда нур воситасида ясалади (қ. 12.19-расм).

Биз оптик системанинг бош текисликлари ва тугун текисликлари тўғрисида тушунча киритиб, айни вақтда чизиқли *кўндаланг* V катталаштириш ва *бурчакли* W катталаштириш тўғрисида ҳам тасаввурлар бердик. Одатда айрим нуқталари бош текисликдан ҳар хил масофада ётадиган *фазовий* буюмлар тасвири билан иш кўришга тўғри келади. Шунинг учун *бўйлама* катталаштириш (U) тўғрисида ҳам тушунча бериш фойдалидир; тасвирланадиган кичик Δx_1 кесма ўқ бўйлаб йўналган ҳолда бўйлама катталаштириш тасвирнинг Δx_2 узунлигининг ўша Δx_1 кесма узунлигига нисбатини кўрсатади. Равшанки, узунлиги жуда кичик бўлган кесмаларнинг катталаштирилиши ҳақида гапиришга тўғри келади, чунки бўйлама катталаштириш ўқнинг турли нуқталари учун кўп фарқ қилади. Демак,

$$U = \frac{\Delta x_2}{\Delta x_1}.$$

U нинг ифодаси (79.1) формулалар воситасида осонгина топилади:

$$x_1 \Delta x_2 + x_2 \Delta x_1 = 0$$

ёки

$$U = \frac{\Delta x_2}{\Delta x_1} = -\frac{x_2}{x_1} = \frac{-f_1 f_2}{x_1^2} = -\frac{x_2^2}{f_1 f_2} = -V^2 \frac{f_2}{f_1} = \frac{n_2}{n_1} V^2,$$

чунки

$$V = -x_2/f_2 = -f_1/x_1 \text{ ва } f_2/f_1 = -n_2/n_1.$$

U, V ва W ларнинг қийматларини солиштириб, қуйидагиларни топамиз:

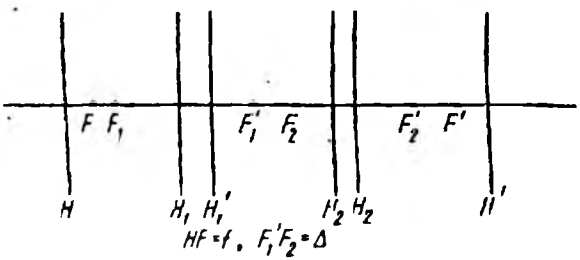
$$U = \frac{n_2}{n_1} V^2, \qquad VW = \frac{n_1}{n_2}$$

ва бинобарин,

$$UW = V. \tag{79.3}$$

Кўндаланг катталаштириш тасвирни экранга ёки фотопластинкага тушираднган системаларни (проекцион аппарат ва фотоаппаратларнинг объективларини) характерлаш учун муҳимдир. Узоқдаги буюмларни кўришда уларнинг бурчакли ўлчамларини катталаштиришга ҳаракат қилинади (телескопик системалар, қ. 92-§); бундай ҳолларда бурчакли катталаштириш муҳимдир. Бўйлама катталаштириш фазовий буюмнинг экрандаги тасвирининг аниқлигини («оптик системанинг чуқурлиги» деган тушунчани) характерлайди. Бўйлама катталаштириш ҳамиша мусбатдир, чунки Δx_1 билан Δx_2 нинг йўналиши бир хил.

Идеал оптик системанинг баён этилган бу назарияси мутлақо умумий характердадир, яъни бу назария ихтиёрий конструкцияли аксиал симметрик системаларга татбиқ этилади. Агар системанинг тўртта кардинал нуқтасининг бир-бирига нисбатан вазиятлари маълум бўлса, система тўлиқ тавсифланган бўлади. Равшанки, ҳар бир конкрет системада бу нуқталарнинг вазияти системанинг конструкциясига (синдирувчи ва қайтарувчи сиртларнинг эгрилигига, жойлашиш тартибига, синдириш кўрсаткичига ва шу



12.28- расм. Мураккаб оптик системанинг параметрларини аниқлашга доир.

кабиларга) боғлиқ бўлади. Қардинал нуқталар бир неча усул билан топилади. Бу усуллардан бири системага чапдан ва ўнгдан ўққа параллел равишда тушадиган нурлар йўлини бирин-кетин ҳисоб қилиб топишдан иборат. Бунда синдирувчи ҳар бир сиртга (71.2) ва (71.3) формула қўлланилади. Кўпроқ ишлатиладиган бошқа усулнинг моҳияти қуйидагидан тушунарли бўлади. Иккита оптик система берилган бўлсин; бу системаларнинг фокус масофалари ва бош нуқталарининг вазиятлари маълум бўлсин; бу иккала система умумий ўқда бир-биридан маълум бир масофада жойлашган; у вақтда бу системалардан тузилган мураккаб системанинг фокус масофаларини ва кардинал нуқталарининг вазиятларини ҳисоблаб топиш мумкин. Шундай қилиб, агар мураккаб система кардинал нуқталари маълум бўлган икки ёки ундан кўп системачалардан иборат бўлса, системачаларни қўшишнинг ҳозир баён этилган процессини бир неча марта такрорлаб, бутун системанинг параметрларини аниқлаш мумкин.

Икки системачага тегишли миқдорларда *1* ва *2* индекслари қўямиз; штрихли миқдорлар тасвирлар фазосига тегишли бўлиб, штрихсиз миқдор буюмлар фазосига тегишли. 12.28-расмдан тушунарли бўлган белгилардан фойдаланиб, мураккаб системанинг олдинги F фокусининг биринчи системачанинг олдинги F_1 фокусига нисбатан тутган вазияти (қ. 107-машқ)

$$x_F = f_1 f'_1/\Delta, \tag{79.4}$$

формула билан аниқланишини топамиз. Иккинчи системанинг кетинги фокуси учун юқоридагига ўхшаш формула

$$x'_{F'} = -f_2 f'_2/\Delta \tag{79.5}$$

кўринишида бўлади, бу ерда масофа иккинчи системачанинг кетинги F'_2 фокусидан бошлаб ҳисобланади (қ. 12.28-расм). Мураккаб системанинг фокус масофалари қуйидагича ифодаланади:

$$f' = -f'_1 f'_2/\Delta, \qquad f = f_1 f_2/\Delta. \tag{79.6}$$

Охирги уч формулада F'_1 билан F_2 орасидаги Δ масофа F'_1 дан бошлаб ҳисобланади; 12.28-расмда тасвирланган ҳолда $\Delta > 0$.

Агар системачалар сифатида синдирувчи сиртлар кўриб чиқилса, у ҳолда ихтиёрий оптик системани ҳисоб қилишни (79.4) — (79.6) формулаларни кетма-кет қўллашга келтириш мумкин; бунда ҳар босқичда синдирувчи сиртларнинг биттасини қўшиб бориш керак. Бу мулоҳазаларни линзага, яъни бир-биридан d масофада турган ва эгрилик радиуслари R_1 ва R_2 бўлган синдирувчи икки сиртдан иборат системага татбиқ этамиз. (79.6) дан ва 72-§ формулаларидан линзанинг фокус масофасини осонгина топамиз:

$$\frac{1}{f'} = (N-1)\left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{N-1}{N}\frac{d}{R_1 R_2}\right].$$

Линзанинг d қалинлиги R_1 ва R_2 га нисбатан жуда кичик бўлганда бу ифодадаги охирги ҳадни ташлаб юбориш мумкин; бу ҳолда юпқа линзанинг формуласи (қ. 77-§) ҳосил бўлади. Агар d етарлича катта бўлса, линзанинг фокус масофаси унинг қалинлигига кўп боғлиқ бўлади. Жумладан, $1/f' = 0$ бўладиган шароит танлаб олиш мумкин, яъни қалин линза катталаштириши R_1/R_2 нисбат билан аниқланадиган телескопик системага айланиб қолади.

XIII боб

ОПТИК СИСТЕМАЛАРНИНГ АБЕРРАЦИЯЛАРИ

80-§. Муқаддима

Бундан олдинги бобда марказлаштирилган оптик системаларда тасвир ясашнинг қуйидаги шарт-шароитлар бажарилганда тўғри бўладиган асослари баён этилди:

1) ёруғлик системага параксиал дасталар тарзида тушади;

2) дасталар системанинг бош ўқи билан унча катта бўлмаган бурчаклар ҳосил қилади;

3) ҳамма нурлар учун синдириш кўрсаткичи доимий, яъни муҳитнинг дисперсияси йўқ ёки ёруғлик етарли даражада монохроматик.

Амалий оптикада учала шартга амал қилинмайди. Одатда биз спектрал таркиби мураккаб бўлган ёруғлик билан иш кўрамиз ва синдириш кўрсаткичининг тўлқин узунлигига боғлиқ эканлигини (дисперсияни) ҳисобга олишимиз керак. Ўққа оз оғган дасталар билангина иш кўриш системанинг бош ўқидан четда ётган нуқталар тасвирини ҳосил қилишдан воз кечишни билдирган бўлар эди, фақат параксиал дасталарни қўлланиш эса арзимаган миқдордаги ёруғлик оқимларидан фойдаланишга олиб келган бўлар эди.

Афсуски, амалиёт учун жуда оғир бўлган бу чекланишларни бартараф қилиш натижасида тасвирда жуда кўп нуқсонлар пайдо бўлади.

Бу нуқсонларни синчиклаб ўрганиш натижасида ҳозирги замон оптик системалари ниҳоят даражада такомиллашди, кўпинча бу системаларда бўлиши мумкин бўлган нуқсонлар (аберрациялар) деярли бартараф этилди.

Оптик системанинг бош вазифаси буюмнинг *тўғри* тасвирини ҳосил қилишдан иборат; энг содда ҳолда бу тасвир системанинг оптик ўқига перпендикуляр равишда жойлашган ясси суратдир. Тўғри тасвир қуйидаги шартларга амал қилишни талаб этади:

1) текисликнинг ҳар бир нуқтаси стигматик равишда тасвирланиши керак;

2) тасвирнинг ҳамма нуқталари системанинг ўқига перпендикуляр бўлган текисликда ётиши керак;

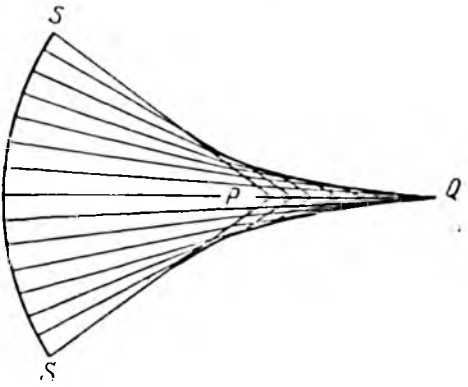
3) тасвирнинг масштаби (катталаштириш) унинг ҳамма жойида бир хил бўлиши керак.

Бу шартлардан биринчиси ва иккинчиси бузилганда тасвирнинг аниқлиги пасаяди, иккинчи ва учинчи шарт бузилганда тасвир деформацияланади.

Одатда, тасвири олинадиган буюмлар ясси бўлмай, фазовий бўлади, ҳосил қилинадиган тасвир (фотопластинкадаги, кўздаги ёки трубадаги тасвир) деярли ясси бўлади (қ. 87-§). Буларнинг ҳам ўзига хос қийинчиликлари бор.

81-§. Каустик сирт. Унинг симметриясининг характери

Синган даста нурлари тўпламининг ўрамаси бўлган сирт *каустик сирт* (*каустика*) деб, уни нурдан ўтадиган ҳар қандай текислик билан кесганда ҳосил бўлган кесим *каустик эгри чизиқ* деб аталади. Агар даста оптик система орқали ўтганда гомоцентриклигича қолган бўлса, у ҳолда каустика гомоцентрик дастанинг учидан иборат нуқтага айланади. Гомоцентрикликнинг бузилиши каустик сиртнинг нуқтага айланган бу энг содда ҳолга нисбатан бирмунча бузилишини билдиради. Каустик сирт симметриясининг пасайиш характерига қараб турли хил аберрацияларни синфларга ажратиш мумкин. Масалан, сферик аберрацияда (қ. 82-§) каустика симметрия ўқига эга бўлган, лекин симметрия маркази бўлмаган сирт кўринишида бўлади. 13.1-расм мана шундай формалардан бирини тасвирлайди: бу расмда йўғон чизиқлар расм текислигидаги каустик эгри чизиқни билдиради, каустиканинг ўзи эса расмни PQ ўққа нисбатан айлантириш натижасида ҳосил бўлади. Астигматизм аберрацияси (қ. 82, 83-§) каустик сирт симметриясининг янада пасайишига мос келади, бу ҳолда каустиканинг симметрия ўқи бўлмай, фақат ўзаро перпендикуляр бўлган иккита симметрия текислиги бўлади.

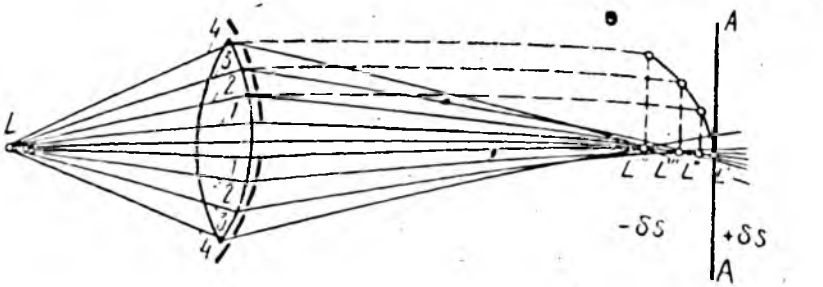


13.1-расм. Каустик сирт кесими. *SS* — тўлқин фронти.

Кома аберрациясида (қ. 82-§) каустик сирт ёруғлик чиқарувчи нуқтадан ва оптик ўқдан ўтадиган атиги битта симметрия текислигига эга бўлади.

82-§. Нурларнинг энлик даста лари туфайли ҳосил бўлган аберрациялар

а. Сферик аберрация. Системанинг оптик ўқида ётгланувчи L нуқта жойлашган, деб фараз этайлик; бу L нуқта



13.2- расм. Сферик аберрация ва унинг график тасвири.

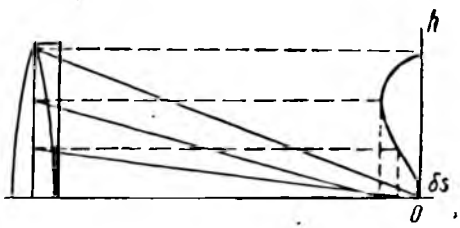
оптик системага (линзага) нурларнинг энлик дастасини юбораётган бўлсин. Линзанинг турли зоналари ишини яхшироқ кузатиш мақсадида линзага картондан ясалган диска ёпамиз; картон юзида дисканинг диаметри бўйлаб 13.2-расмда кўрсатилгандек жойлашган кичик тешикчалар бор.

Марказий тешик орқали ўтган *1* параксиал даста нуқтанинг тасвирини L' да ҳосил қилади; узоқроқдаги зоналардан ўтадиган дасталар (2, 3 ва ҳоказо дасталар) L'', L'' , ... нуқталарда тасвир ҳосил қилади. Бу ҳодиса чангли ҳавода яхши кузатилади. Агар тешикли картон линзанинг юзидан олиб ташланса, оралиқдаги зоналардан ўтувчи дасталар оралиқдаги нуқталарда тасвир ҳосил қилади, шунинг учун L нуқта ўқда L' ... L'' чизиқ билан тасвирланади, ўққа перпендикуляр бўлган ҳар қандай экранда эса нотекис ёритилган диска шаклидаги тасвир ҳосил бўлади. . Шундай қилиб, даста анча энлик бўлганда хатто ўқдаги нуқта учун тасвир стигматик тасвир бўлмайди. Гарчи бу нуқсон фақат сферик сиртлардагина эмас, балки бошқа сиртларга ҳам характерли бўлса-да, у *сферик аберрация* деб аталади.

Сферик аберрация ўлчови сифатида тегишли зоналарга оид L' ва L'' лар орасидаги масофа олинади (бўйлама аберрация). Сферик аберрациянинг қулай график тасвири 13.2-расмда кўрсатилган бўлиб, унда мусбат δs масофалар AA чизиқдан ўнг томонда олинади.

Сферик аберрация катталиги линза сиртларининг эгрилик радиусларига ва синдириш кўрсаткичига, шунингдек манбага нисбатан симметрик линзанинг қайси сирти қараган эканлигига боғлиқ. Масалан, крондан ясалган ($n = 1{,}5$) ва эгрилик радиуслари нисбати 1 : 6 каби бўлган икки ёқлама қаварик линза параллел нурларга қаварикроқ томони билан қараган ҳолда аберрациялар энг кичик бўлади. Ясси-қаварик линза ҳам деярли шундай яхши ишлайди. Сферик аберрация туфайли, ёруғланувчи нуқтанинг экрандаги тасвири нотекис ёритилган кичик тўғарак шаклида (*сочилиш*

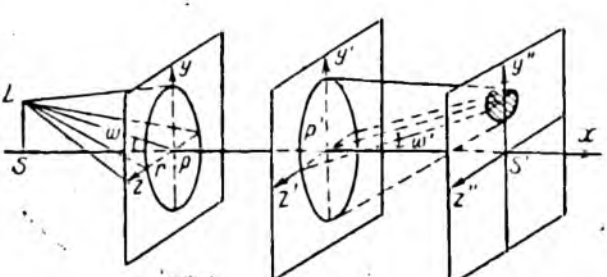
тўгараги) бўлади. Экранни оптик ўқ бўйлаб сурганда сочилиш тўгарагининг ўлчамлари ва ундаги ёритилганлик тақсимоти ўзгаради. Агар экран AA текислик билан устма-уст тушиб қолса (қ. 13.2-расм), яъни параксиал нурларнинг L' фокусидан ўтса, сочилиш тўгараги каттароқ заиф тож шаклидаги ёруғ нуқта бўлади; экранни L' дан L'' томон сурганда тожнинг ўлчамлари кичраяди, лекин ёритилганлиги ортади, ёруғ нуқтанинг диаметри эса ортади; экраннинг бирор вазиятида сочилиш тўгарагининг ўлчамлари энг кичик бўлади (L' текислик вазиятида турганидагидан деярли тўрт марта кичик бўлади) ва ёритилганлиги деярли бир хил бўлади; экран янада сурилса, ёритилган қисм тезда чаплашиб кетади.



13.3- расм. Тузатилган системанинг сферик аберрацияси.

Сферик аберрациянинг ўзига хос хусусияти шундан иборатки, система ўқидаги ёруғланувчи нуқтанинг қолган ҳамма аберрациялар (монохроматик ёруғликда) йўқолиб кетадиган вазиятида ҳам сферик аберрация йўқолмайди.

Мусбат (йиғувчи) линзалар 13.2-расмда тасвирланган аберрация ҳосил қилади, яъни ҳамма зоналар учун $\delta s < 0$; манфий (сочувчи) линзалар аберрациясининг ишораси бунга қарама-қарши бўлади. Шунинг учун бундай оддий линзаларни комбинациялаб (бирга қўшиб ишлатиб) сферик аберрацияни анча тузатиш мумкин. Бунга тегишли мисол 13.3-расмда кўрсатилган. Аниқ қилиб айтганда, энсизгина зоналарнинг бирор жуфти учун сферик аберрация деярли тузатилган бўлиши мумкин, шунда ҳам тайинли икки қўшма нуқта учун тузатилган бўлади. Бироқ амалда юқорида тилга олинган икки линзали системаларда ҳам аберрация қаноатланарли равишда тузатилиши мумкин. Бунга ўхшаган икки линзали сис-



13.4- расм. Кома.

темалар сферик аберрация жиҳатидан жуда яхши тузатилиши мумкин. Масалан, диаметри 80 мм ва фокус масофаси 720 мм бўлган унча катта бўлмаган астрономик объективда δs нинг максимал қиймати $\delta s = -0{,}011$ мм бўлган.

Сферик аберрациясини тузатиш учун кўзгулар (масалан, прожектор кўзгулари) сферик шаклда эмас, балки айланиш параболоиди шаклида ишланиб, манба фокусга қўйилади; бундай кўзгулар яхшилаб ишланса сферик аберрацияни жуда камайтириб юбориш мумкин. Иккала сферик сирти эгрилиги турлича бўлган қайтаргичлар яхши тузатилган бўлади; кумуш ялатилган кетинги сиртининг эгрилиги кичикроқ бўлади. Қайтган ёруғлик қайтаргичнинг сочувчи линза вазифасини ўтовчи (ўртаси юпқа) шишасида қўшимча равишда синади; сочувчи линза кетинги сирт аберрациясини тузатадиган қилиб ясалган. Ҳозирги вақтда бундай кўзгулар унча катта бўлмаган сигнал аппаратларида (диаметри 100 мм дан ортиқ бўлмаган аппаратларда) ишлатилади.

б. К о м а. Агар энлик ёруғлик дастаси чиқарувчи нуқта системанинг ўқида ётмаса, каустик сиртнинг кўриниши янада мураккаблашади. Маркази ўқда бўлган катта диаметрли ингичка ҳалқа шаклида тирқиш очилган картонни линза юзига ёпиб қўямиз. Ёруғланувчи L нуқта ўқдан четга қўйилган. Энлик ёруғлик дастаси системадан ўтиб экранда L нуқтанинг асимметрик фигура шаклидаги (13.4-расм) анча мураккаб тасвирини ҳосил қилади.

Тирқишли картонни олиб қўйиб, бутун линзани ишлатганда нуқтанинг (L нуқтанинг) тасвири думли кометага ўхшаб кетадиган нотекис ёритилган доғ бўлиб тушади. Аберрациянинг бу турининг номи мана шундан келиб чиққан (кома *кома* — бир тутам соч; комета — патли юлдуз).

Кўпинча команинг кўриниши янада мураккаб бўлади. Система қисмлари тўпламини тегишлича танлаш йўли билан комани анча заифлаштириш мумкин.

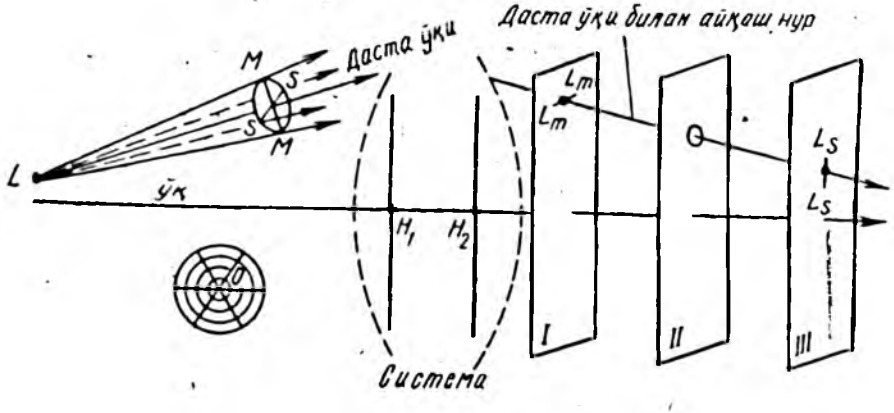
83-§. Ўқдан ташқарида борувчи энсиз оғма нурлар туфайли ҳосил бўлган аберрациялар

а. О ғ м а д а с т а л а р а с т и г м а т и з м и. Агар нуқтадан чиқаётган нурлар дастаси оптик системага ўқ билан бурчак ҳосил қилиб тушса, даста гомоцентрик бўлмай қолади. Бу ҳолда бўладиган бузилиш характерини аниқроқ тасаввур этиш учун баъзи қўшимча белгилар киритамиз. Системанинг ўқидан ўтадиган текисликлар *меридиан текисликлари* деб аталади. Элементар дастанинг марказий нури (дастанинг ўқи) меридиан текислигида ётган бўлсин, деб фараз қилайлик. У ҳолда бундай дастадан меридиан текислигида ётадиган нурлардан иборат ясси лента ажратиб олиш мумкин, бу нурлар *меридионал нурлар* деб аталади; худди шунингдек, бу дастадан меридиан текислигига перпендикуляр бўлган текисликда

ётувчи ясси нурлар ажратиб олиш мумкин, бу нурлар *сагиттал нурлар* деб аталади (13.5-расм).

Дасталар ўққа анча оғганда L нуқтанинг стигматик тасвирини ҳосил қилмайди. Сингандан кейин дастанинг кўриниши 12.6-расмдагидек бўлади. L нуқтанинг тасвири иккита фокал чизиқ бўлади. Улардан бири ($L_s L_s$, қ. 13.5-расм) сагиттал нурларнинг синишидан ҳосил бўлиб, меридиан текислигида жойлашади; меридионал нурларнинг синишидан ҳосил бўладиган иккинчи фокал чизиқ ($L_m L_m$) перпендикуляр текисликда жойлашади. Тўғри чизиқли бу икки тасвир ётган I ва III фокал текисликлар системанинг бош текислигидан ҳар хил масофада туради. Шундай қилиб, бу ҳолда ҳам L нуқта сочилиш тўгараги билан тасвирланади, бу тўгаракнинг шакли экраннинг вазиятига боғлиқ. I текисликда сочилиш фигураси меридиан текислигига перпендикуляр бўлган тўғри чизиқ кесмаси тарзида бўлади: III текисликда сочилиш фигураси меридиан текислигида ётган тўғри чизиққа айланади; I билан III текислик орасида ётган II текисликда сочилиш фигураси доира шаклида бўлади; оралиқдаги текисликларда эса сочилиш фигураси эксцентриситети ҳар хил бўлган эллипслар шаклида бўлади.

Агар манба нуқта эмас, кесма бўлса, у ҳолда тасвирланаётган кесманинг жойлашишига қараб унинг тасвири I ёки III текисликларнинг бирида мутлақо қаноатланарли бўлиши мумкин. Меридиан текисликларда жойлашган кесмаларнинг тасвирлари III текисликда аниқ бўлади (бу текисликда ҳар бир нуқтанинг тасвири меридиан текислигидда жойлашади) ва демак, бутун чизиқнинг қониқарли тасвирига қўшилиб кетади; ўққа перпендикуляр бўлган текисликда ётадиган (ва бинобарин, ҳамма меридиан текисликларини тўғри бурчак ҳосил қилиб кесиб ўтадиган) ёйлар (ҳалқалар) шаклидаги



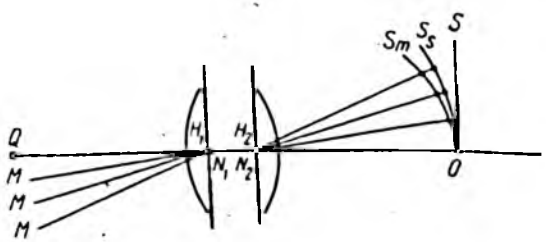
13.5- расм. Қия дасталарнинг астигматизми.

LMM — меридионал кесим; $L_m L_m$ — меридионал фокал чизиқ; *LSS* — сагиттал кесим; $L_s L_s$ — сагиттал фокал чизиқ.

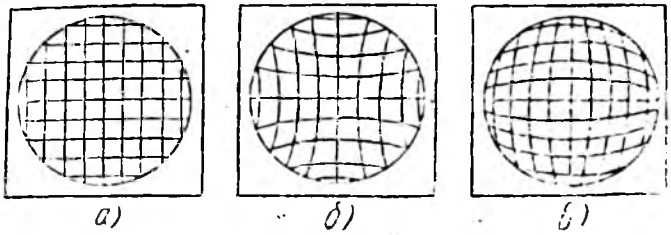
кесмалар шу важдан I текисликда ётувчи қониқарли тасвир ҳосил қилади. Тавсиф этилган бу ҳодисаларни намойиш қилиб кўрсатишда қулай бўладиган тўр 13.5-расмнинг чап бурчагида тасвирланган. Тўрни O нуқта ўқда ётадиган қилиб жойлаштириб, биз I текисликда концентрик айланаларнинг озми-кўпми қаноатланарли тасвирини, III текисликда эса радиал чизиқларнинг тасвирини ҳосил қиламиз. Тўрнинг марказий қисмидаги радиал ва доиравий чизиқлар бир текисликда бир хилда аниқ тасвирланади.

б. Тасвир текислигининг эгриланиши. 13.5-расмда тасвирланган тўр стигматикликнинг йўқолиши билан бирга оғма нурларнинг яна бир хусусиятини кузатишга имкон беради. Экран маълум бир вазиятда турганда турли ҳалқалар тасвирининг аниқлиги (ёки радиусларнинг ўз узунлиги бўйича аниқлиги) турлича бўлиши мумкин. Биз экранни суриб, бир қисмларнинг тасвирини яхшилашимиз, бошқа қисмларнинг тасвирини ёмонлаштиришимиз мумкин. Бу тажрибанинг кўрсатишича, тасвир оптик ўққа перпендикуляр бўлган текислик эмас, балки эгилган сирт экан; сиртнинг эгилганлик даражаси меридионал дасталар учун бошқа, сағиттал дасталар учун бошқа бўлади. 13.6-расм бу эгриланиш характерини кўрсатади: QO—системанинг ўқи, MH_1—оғма дасталарнинг ўқлари, OS — эгриланмаган тасвирнинг параксиал дастага мос келувчи текислиги, OS_m ва OS_s — тасвирнинг мос равишда меридионал ва сагиттал оғма дасталар туфайли эгриланган сиртлари. OS_m ва OS_s сиртлар албатта OS чизиққа O нуқтада, яъни параксиал соҳада уринади.

Системанинг астигматизми системанинг конструктив элементларини, яъни сиртларнинг радиусларини, синдириш кўрсаткичларини ва сиртлар орасидаги масофани махсус равишда танлаб олиш йўли билан тузатилади. Одатда астигматизмни йўқотиш билан бирга тасвир текислигининг эгриланишини ҳам йўқотишга ҳаракат қилинади; бу ҳол ёруғликка сезгир бўлган ясси сиртда аниқ тасвир ҳосил қилиш керак бўладиган фотографияда айниқса муҳимдир. Бу типдаги яхши фотографик объективларнинг, яъни анастигматларнинг



13.6-расм. Тасвир текислигининг эгриланиши.



13.7-расм. Тасвир дисторсияси:
а — бузилмаган тасвир; *б* — ёстиқсимон дисторсия; *в* — бочкасимон дисторсия.

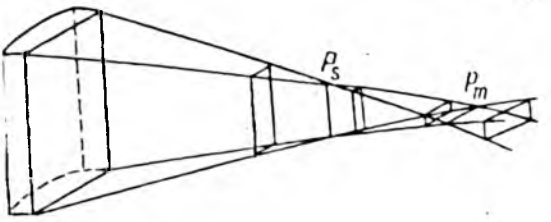
кўриш майдони анча катта (50° дан ортиқ) бўлиб, улар ясси тасвир беради.

в. Тасвирлар дисторсияси. Буюмдан системага келаётган нурлар системанинг оптик ўқи билан катта бурчаклар ҳосил қилганда энсизгина нурлар дастасидан ҳосил бўладиган тасвирда ҳам яна бир нуқсон бўлиши мумкин. Бу нуқсоннинг сабаби шундаки, бундай системанинг V катталаштириши бурчаклар катта бўлганда дастанинг ўқи билан системанинг ўқи орасидаги бурчакка боғлиқ ва бинобарин, тасвирнинг марказидан четига томон ўзгариб боради. Аберрациянинг бу тури *дисторсия* деб аталади ва унинг оқибатида тасвир буюмнинг ўзига ўхшаш бўлмай қолади. Дисторсиянинг типик турлари (ёстиқсимон ва бочкасимон дисторсиялар) 13.7-расмда кўрсатилган.

Кўз билан кузатишда дисторсия унча кўп зиён келтирмайди, бироқ оптик система воситасида ўлчаш ишлари учун ишлатиладиган тасвирлар олинганда, масалан, геодезияда ёки айниқса аэрофотограмметрияда дисторсия жуда хавфли бўлади. Шунинг учун бундай ишларда қўлланиладиган объективлардаги дисторсия яхшилаб тузатилади. Масалан, картографик аэротасвирлар олиш учун М. М. Русинов ҳисоб қилган яхши объектив кўриш майдони 120° бўлганда буюмга томон йўналишни аниқлашда 10″ дан ошмайдиган хато қилади.

84-§. Системанинг асимметрияси туфайли ҳосил бўлган астигматизм

Системанинг симметрияси системанинг тузилиши туфайли дастага нисбатан бузилган ҳолда астигматизмнинг амалиёт учун жуда муҳим бўлган бир тури намоён бўлади. L дан чиқадиган ва линза воситасида йиғиладиган нурлар дастасини тасаввур этайлик. Йиғилувчи дастанинг йўлига *цилиндрик линза*, яъни кесимларидан бири (масалан, вертикал кесими) тўғри тўртбурчак, иккинчиси доира



13.8-расм. Цилиндрик линзанинг астигматизми.

P_s — сагиттал фокал чизиқ; P_m — меридионал фокал чизиқ. Агар цилиндрик линзага қамалоқ тешикли диафрагма қўйилса, дастанинг тўғри тўртбурчакли кесимлари тегишли эллиптик кесимларга алмашади.

бўлган линза қўямиз. Шундай қилиб, цилиндрик линза иккитагина симметрия текислигига (вертикал ва горизонтал симметрия текислигига) эга бўлиб, унинг симметрия ўқи йўқ; тушаётган дастанинг симметрия ўқи бор. Бундай системадан ўтганда синган дастанинг ўққа нисбатан симметрияси ҳам бузилади, бунда астигматик тасвир ҳосил бўлади.

Астигматик дастанинг характери 13.8-расмдан кўриниб турибди. Астигматик дастани ўққа перпендикуляр бўлган текисликлар кесганда тўғри тўртбурчак шаклида бир қатор кесимлар ҳосил бўлади. P_s ва P_m нуқталарда бу тўғри тўртбурчаклар системанинг симметрия текисликларига параллел бўлган тўғри чизиқларга (фокал чизиқларга) айланади.

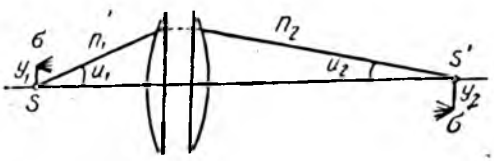
Инсон кўзи ҳам кўпинча мана шундай турдаги астигматизмга эга бўлади, бу ҳол кўзнинг синов жадвалларига чизилган ўзаро перпендикуляр полосалар системасини бир хил даражада аниқ кўра олмаслиги орқали намоён бўлади. Бу нуқсондан холос бўлиш учун кўзнинг туғма астигматизмини компенсация қиладиган цилиндрик кўзойнак тутилади.

Ясси чегарага тушадиган ёйилувчи даста синганда астигматизм жуда сезиларли намоён бўлади (қ. 108-машқ). Нурлар йўлига ўққа нисбатан симметрияси бўлмаган системадан иборат призма қўйилган ҳолда ҳам астигматизм билинади. Шундай қилиб, призма дастанинг гомоцентриклигини бузиши мумкин. Бу ҳол спектрал аппаратлар қуришда катта аҳамият касб этади. Назариянинг кўрсатишича, агар призма параллел нурлар дастасида турган бўлса, астигматизм ҳосил қилмайди; призма бундай жойлашганда унга йиғилувчи ёки ёйилувчи нурлар тушганда призма ҳосил қиладиган кома ҳам йўқолар экан. Призмага тушадиган нурлар параллел нурлар бўлмаганда призмани энг кам оғдирадиган вазиятга қўйиш йўли билан астигматизмни минимумга келтириш мумкин, лекин бунда кома йўқолмайди.

85-§. Апланатизм. Синуслар шарти

Оптик ўқда ётган бирор S нуқта (13.9-расм) учун сферик аберрация йўқотилган, деб фараз этайлик, демак, энлик дасталар ишлатилганда ҳам S нуқта S' га аниқ аксланади. Бироқ бунга қараб сиртнинг ўққа перпендикуляр равишда S дан ўтадиган чоғроқ

σ қисми аниқ ва бузилмасдан тасвирланади, деган фикр чиқмайди. Бундай тўғри тасвир олиш учун системанинг турли зоналари тасвирни бир хилда *катталаштириши* керак. Акс ҳолда σ қисмнинг ўқда ётмаган нуқталарини энлик дастанинг ҳар хил



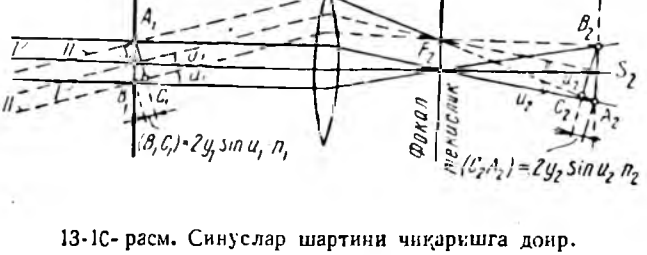
13.9- расм. Системанинг апланатик нуқталар

қисмлари ўқдан ҳар хил масофада тасвирлайди, яъни σ қисмнин ўқдан ташқарида ётган нуқталари учун тасвир стигматик бўлмайд Қуйидаги шарт бажарилганда системанинг турли зоналари тасви ни бир хилда катталаштириш талаби қондирилишини Аббе то ган:

$$\frac{n_1 \sin u_1}{n_2 \sin u_2} = \frac{y_2}{y_1} = V, \qquad (85.$$

бу ерда n_1 ва n_2 — буюм томондаги ва тасвир томондаги муҳит нинг синдириш кўрсаткичлари, $V = y_2/y_1$ — катталаштириш бў либ, у ўқда ётган нуқтадан чиқадиган ва системанинг ўқи била u_1 ва u_2 бурчаклар билан чегараланган қўшма нурларнинг ҳа қандай жуфти учун ўзгармас бўлиб қолавериши керак.

Аббенинг синуслар шарти аниқ тасвир ҳосил қилиш учун буюм дан тасвирга борадиган тўлқинлар системанинг ҳар хил зоналари



13-10- расм. Синуслар шартини чиқаришга доир.

дан фазалар фарқи ҳосил қилмасдан ўтиши керак, деган физик талабнинг натижаси эканлиги 13.10-расмда кўрсатилган. Мулоҳазаларимиз соддароқ бўлиши учун буюм сифатида $S_1A_1 = y_1$ радиусли диафрагманинг чапдан тушадиган параллел дасталар билан ёритиладиган чоғроқ тешигини оламиз. 13.10-расмда оптик системанинг турли хил икки зонаси орқали диафрагманинг тасвирини берадиган бундай икки даста кўрсатилган: системанинг марказий қисми орқали ўтадиган I даста (яхлит чизиқлар) ва четки қисми

A_1B_1 ни бир хил катталаштириш билан акслантирса, A_2B_2 тасвир аниқ бўлади; демак, ёруғлик тўлқинлари системанинг турли зоналаридан ўтиб, A_2 ва B_2 нуқталарга бир хил фазали бўлиб келади. A_1 ва B_1 нуқталар, худди A_2 ва B_2 нуқталар каби, мос равишда I йўналишда тарқаладиган тўлқиннинг сиртида ётади, яъни бу нуқталарда тебранишлар фазаси бир хил бўлади. II тўлқиннинг B_1 дан B_2 га боришдаги йўли A_1 дан A_2 га боришдаги йўлига қараганда оптик йўл фарқига эга; бу фарқ қуйидагига тенг:

$$(B_1C_1) - (C_2A_2) = 2y_1 \sin u_1 \cdot n_1 - 2y_2 \sin u_2 \cdot n_2.$$

II дастада ҳам A_2 ва B_2 нуқталарда тебранишлар фазаси бир хил бўлиши учун қуйидаги шарт бажарилиши зарур:

$$(B_1C_1) - (C_2A_2) = 0,$$

яъни

$$2y_1 \sin u_1 \cdot n_1 = 2y_2 \sin u_2 \cdot n_2$$

ёки

$$\frac{n_1 \sin u_1}{n_2 \sin u_2} = \frac{y_2}{y_1} = V$$

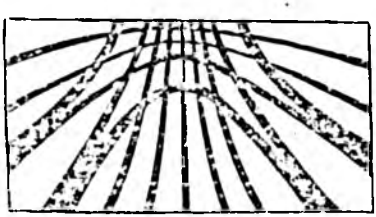
(синуслар шарти).

Бу айтилганлардан синуслар шартига риоя қилинганда ўққа яқин ётган нуқталарни энлик даста лар аниқ тасвирлайди, яъни системада кома аберрацияси (82-§) бартараф қилинган эканлиги равшан. Бунда u_1 бурчак қийматлари катта бўлиши мумкин, яъни даста апертураси чекланган эмас, бироқ y_1 нинг қиймати жуда кичик деб фараз қилинади.

Агар системанинг иккала томонидаги муҳит айни бир муҳит бўлса, масалан, ҳаво бўлса, у ҳолда $n_1 = n_2$ бўлиб, синуслар шарти

$$\frac{\sin u_1}{\sin u_2} = \frac{y_2}{y_1}. \qquad (85.2)$$

кўринишга келади.



13.11-расм. Синуслар шарти бажарилишини текшириб кўришда ишлатиладиган синов буюми.

Сферик аберрация йўқотилган ва синуслар шартига бўйсунадиган икки S ва S' нуқта *апланатик нуқталар* деб аталади.

Системанинг ўқида кўп деганда уч жуфт апланатик нуқталар* бўлиши мумкин. Шунинг учун буюм ҳамиша бирор тайинли нуқта яқинида тахминан жойлашадиган системаларда апланатизмга риоя қилиш муҳим

* Бурчакли катталаштириш 1 га тенг бўлган баъзи системаларгина бундан мустасно (масалан, ясси кўзгу), булар учун ҳамма нуқталар апланатик нуқталардир.

аҳамиятга эга. Микроскопнинг объективи мана шундай системадир. Ҳақиқатан ҳам, микроскопда кўриладиган жуда кичик буюм ҳамиша объективнинг фокал текислигига яқин қўйилади ва объективга жуда энлик дасталар юборади. Аббе синуслар шартини микроскопларнинг объективларини яхшилаш йўлларини текширишда таърифлаган эди.

Синуслар шартига қай даражада риоя қилинганини аниқлашга имкон берадиган содда усулни ҳам Аббе кўрсатиб берган. Бу мақсадда 13.11-расмда кўрсатилган синов расмига система орқали кўз билан қаралади (ёки бу расм экранга туширилади), бунда кўз системанинг апланатик нуқталаридан бирида (A_2 да) туради. Агар синуслар шарти бажарилган бўлса, у ҳолда синаладиган буюмнинг иккинчи апланатик A_1 нуқтадан кейинда шундай вазняти топиладики, бу вазиятда кузатувчига унинг тасвири тўғри бурчакли тўр бўлиб кўринади.

Аббе эски усталар ясаган кўп микрообъективларни текшириб кўриб, ҳамма яхши объективларда синуслар шарти бажарилган эканлигини топди. u бурчак $\sin u = u$ деб ҳисоблаш мумкин бўладиган даражада кичик бўлганда Аббе шарти Лагранж — Гельмгольц теоремаси (қ. 74-§) билан бир хил бўлиб қолади ва демак, бу шарт ҳамиша амалга оширилади. Энлик дасталар ишлатилганда синуслар шартига риоя қилиш учун оптик система элементларини махсус танлаб жойлаштириш керак; шунда бу шарт фақат тайинли жуфт нуқталар учунгина бажарилади.

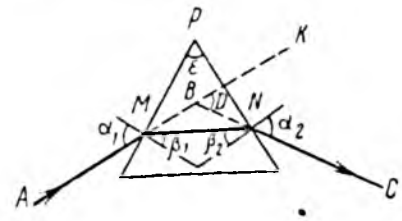
86-§. Синдириш кўрсаткичининг тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиши туфайли пайдо бўладиган аберрациялар (хроматик аберрациялар)

а. Синдириш кўрсаткичининг ранга боғлиқ бўлиши. Геометрик оптикада бундан олдин қилинган ҳамма чизмаларда биз синдириш кўрсаткичини ўзгармас миқдор деб ҳисоблаб келдик, ҳақиқатда эса синдириш кўрсаткичи ранга, яъни ёруғлик тўлқинининг узунлигига боғлиқ.

Бу муносабатни биринчи бўлиб экспериментда Ньютон текшириб кўрган; у 1672 йилда оқ ёругликни призмада синганда рангли нурларга (спектрга) ажратишга доир машҳур тажрибасини ўтказди. Ёруғлик нурининг призмада синишини кузатиш ҳозирга қадар призма моддасининг синдириш кўрсаткичини аниқлаш ва синдириш кўрсаткичининг ранга боғлиқ бўлишини (дисперсияни) ўрганишнинг энг қулай усулларидан бири бўлиб келмоқда.

1. *Нурнинг призмада синиши.* Призманинг синдириш бурчаги ε бўлсин (13.12-расм); нурнинг оғиш бурчаги $\angle KBC = D$. MBN уч-бурчакдан D бурчакни топамиз:

$$D = \alpha_1 - \beta_1 + \alpha_2 - \beta_2 = (\alpha_1 + \alpha_2) - (\beta_1 + \beta_2);$$



13.12- расм. Нурнинг призмада синиши. Оғиш бурчаги $D = \alpha_1 + \alpha_2 - \varepsilon$.

MNP учбурчакдан

$$\varepsilon = \beta_1 + \beta_2.$$

Шунинг учун

$$D = \alpha_1 + \alpha_2 - \varepsilon.$$

Нурлар йўли симметрик ($\alpha_1 = \alpha_2$) бўлганда D бурчак минимал бўлади (қ. 112- машқ). Бу ҳолда

$$n = \frac{\sin {}^1/_2 (D_{\min} + \varepsilon)}{\sin {}^1/_2 \varepsilon}. \qquad (86.1)$$

Бу муносабат одатда гониометр ёрдамида ўлчанган ε ва $D_{\min}$ бурчакларга қараб n ни аниқлашда ишлатилади.

Биз йўлини текширган нурларнинг тушиш текислиги призма қирраларига перпендикулярдир; бу текислик призманинг *бош кесими* деб аталади. Агар нурлар бош кесимга қия тушса, у ҳолда тушиш текислиги билан бош кесим орасидаги бурчак қанча катта бўлса, нурлар шунча кўпроқ синади.

2. *n нинг λ га боғлиқ бўлиши (дисперсия).* Шаффоф муҳитларда λ тўлқин узунлиги камайиши билан n синдириш кўрсаткичи ортади. Шаффоф жисмлар учун бу муносабат спектрнинг кўринадиган қисмида

$$n_\lambda = a + b/\lambda^2 + c/\lambda^4 + \ldots \qquad (86.2)$$

шаклида бўлади. Кўп жисмлар учун

$$n_\lambda = a + b/\lambda^2 \qquad (86.3)$$

муносабат (Коши формуласи) кифоя қилади; a, b, c, ...— моддани характерлайдиган ўзгармас миқдорлар. Бўялган жисмлар учун Коши формуласи ярамайди, ҳатто n билан λ орасидаги муносабат графиги ҳам бузилади (қ. XXVIII боб).

Тўлқин узунлигининг турли λ_1 ва λ_2 қийматларига мос келган синдириш кўрсаткичларининг ($n_{\lambda 1} - n_{\lambda 2}$) айирмаси дисперсия ўлчови ҳисобланади. Синиш одатда синдириш кўрсаткичининг $\lambda = 589{,}3$ нм га (натрийнинг яқин турган икки сариқ чизиғи тўлқин узунликларининг ўртачасига) тегишли қиймати билан характерланади; бу қиймат n_D билан белгиланади. Дисперсия ўлчови

$$n_F - n_C$$

айирма сифатида таърифланадиган *ўртача дисперсиядир*, бу ерда n_F қиймат $\lambda = 486{,}1$ нм га (водороднинг кўк чизиғи, F) тегишли, n_C эса $\lambda = 656{,}3$ нм га (водороднинг қизил чизиғи, C) тегишли.

Кўпинча синдирувчи модда *нисбий дисперсия* катталиги билан характерланади; нисбий дисперсия деб

$$\frac{n_F - n_C}{n_D - 1}$$

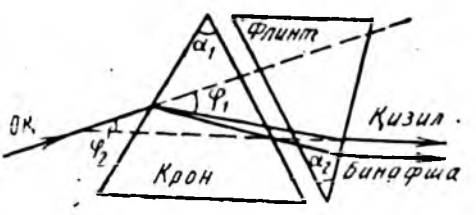
нисбатга айтилади, бу ерда n_D қиймат $\lambda = 589{,}3$ нм га тегишли. Амалда ишлатиладиган каталогларда одатда нисбий дисперсияга тескари бўлган

$$\nu_F = \frac{n_D - 1}{n - n_C}$$

миқдор берилади, бу миқдор *дисперсия коэффициенти* ёки *Аббе сони* деб аталади. Дисперсияси кичик бўлган модданинг дисперсия коэффициенти катта бўлади (масалан, флюоритда $\nu = 95$); дисперсияси катта бўлган моддаларнинг ν си кичик бўлади (оғир шиша навларида $\nu = 20$). Одатда (*лекин ҳамиша эмас*) дисперсия синдириш кўрсаткичининг ўртача қиймати ортиши билан бирга ортади.

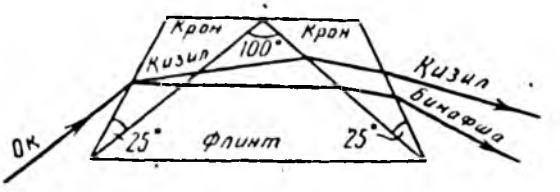
Шишаларнинг дисперсияси уларнинг солиштирма оғирлиги ортиши билан ортиб боради. Шишанинг оғир навларининг (флинтларнинг) дисперсияси катта, енгил шишаларнинг (кронларнинг) дисперсияси кичик бўлади. Ҳозирги вақтда шишаларнинг турли навлари жуда кўп (қ. 114- машқ).

б. Ахроматик призмалар ва тўғри кўриш призмалари. Дисперсияда фарқ борлигидан фойдаланиб, синишни йўқотмасдан хроматизмни компенсациялаш мумкин (ахроматик призмалар) ва дисперсияни йўқотмасдан нурлардан бирининг оғишини камайтириш ёки бутунлай компенсациялаш мумкин (мураккаб призмалар ва тўғри кўриш призмалари). Бундай призмаларнинг тузилиши 13.13—13.15-расмларда кўрсатилган.

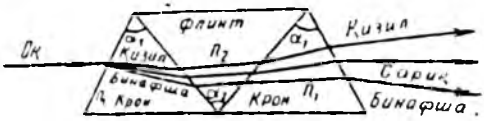


13.13- расм. Ахроматик призмалар жуфти.

Ахроматик призмада дисперсия компенсацияланган, нурнинг оғиши камайган бўлса-да, $\varphi_2 - \varphi_1$ миқдорда қолган (қ. 13.13-расм). 13.14-



13.14- расм. Мураккаб спектрал призма.



13.15- расм. Тўғри кўриш спектрал призмаси.

расмда кўрсатилган мураккаб спектрал призмада дисперсия анча катта, чунки флинтдан ясалган ички призманинг синдириш бурчаги катта; ташқи ёқлар орасидаги бурчак уч ёқли оддий призмалар дагига қараганда унча катта бўлмагани учун, мураккаб призманурни кам оғдиради. Кростан ясалган қопламаларнинг борлиги ички призманинг синдириш бурчагини орттиради, бу бурчакни тўла ички қайтиш ҳодисаси орттириб юбормай туради.

13.15-расмда тўғри кўриш призмаси тасвирланган. α_1 ва α_2 бурчакларни ҳамда n_1 ва n_2 синдириш кўрсаткичларини тегишлича қилиб танлаб олиш йўли билан маълум бир тўлқин узунлигига мос келувчи бирор нурни призмадан синмай ўтадиган (қ. 113-машқ), дисперсияси эса катта бўлиб қоладиган қилиш мумкин.

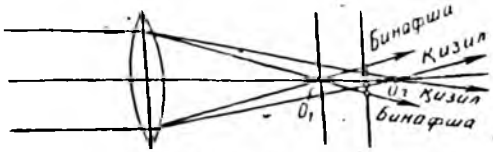
в. Хроматик аберрация ва линзаларни ахроматизациялаш. Линзанинг фокус масофаси

$$\frac{1}{f} = (N-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) \qquad (86.4)$$

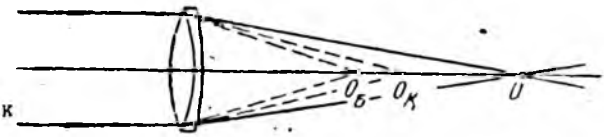
муносабат билан аниқланади, бу ерда N — нисбий синдириш коэффициенти.

Шундай қилиб, N қанча катта бўлса, тайинли бир линза учун (яъни тайинли R_1 ва R_2 учун) f шунча кичик бўлади; шунинг учун вазиятнинг хроматик аберрацияси (ёки бошқача айтганда, *бўйлама хроматик аберрация*), яъни нуқсон пайдо бўлади; бу нуқсон туфайли ҳатто параксиал нурлар учун ҳам монохроматик бўлмаган даста ўқнинг O_1O_2 кесмаси бўйлаб бир қатор фокусларга эга бўлади (13.16-расм, жуда соддалаштирилган). Шунга мувофиқ равишда ўқдаги нуқта рангли доиралар билан тасвирланади, уларнинг нисбий катталиги экраннинг тутган ўрнига боғлиқ. Шишанинг дисперсияси қанча кичик бўлса, O_1O_2 бўйлама хроматик аберрация шунча кичик бўлади.

Ньютон ўзи ўтказган тажрибаларга асосланиб, ахроматизацияланган система ҳисобида қатнашувчи нисбий дисперсия катталиги линзалар материалига боғлиқ эмас, деган хатога йўл қўйган ва



13.16- расм. Оддий линзанинг хроматик аберрацияси.



13.17-расм. Ахроматик линза.

шунинг оқибатида ахроматик линзалар ясаш мумкин эмас, деган хулосага келган. Шунга мувофиқ равишда Ньютон астрономия ишларида рефлекторлар, яъни қайтарувчи оптикали телескоплар катта аҳамиятга эга бўлиши керак, деб ҳисоблаган. Бироқ Эйлер кўзнинг сезиларли хроматик аберрацияси* йўқ эканлигига асосланган ҳолда, синдирувчи турли-туман муҳитлар мавжудлиги тўғрисида фикр айтди ва линзанинг хроматик аберрациясини қандай килиб тузатиш мумкинлигини ҳисоблаб кўрсатди. 1757 йилда Доллон биринчи ахроматик труба ясади. Ҳозирги вақтда синдириш кўрсаткичи ва дисперсияси турлича бўлган шишаларнинг ўнлаб навлари бор, бу эса ахроматик системалар ҳисоб қилишга кенг имкониятлар яратиб беради. Ультрабинафша ёруғликка мўлжалланган системаларни ахроматизация қилиш қийинроқдир, чунки ультрабинафша нурларни ўтказиб юборадиган моддалар унча кўп эмас. Кварц ва флюорит ёки кварц ва тош туздан ахроматик линзалар ясашга муваффақ бўлмоқда.

Оддий ахроматик линзанинг одатдагича тузилиши 13.17-расмда кўрсатилган. Кröндан ясалган икки ёқлама қаварик линзага тегишлича ҳисоб қилинган ва флинтдан ясалган сочувчи линза қўшилади (ёпиштирилади) (қ. 114-машқ). Қўшимча линза биринчи линзанинг фокус масофасини орттиради. Бунда кучлироқ синдириладиган (тўлқин узунлиги қисқа) нурларнинг фокус масофаси кўпроқ ортади, шунинг учун $O_б$ фокус $O_к$ фокусга қараганда кўпроқ сурилади. Параметрларни мослаб танлаб олиш орқали биз икки (ёки ҳатто уч) тўлқин узунлигининг фокусларини *устма-уст тушадиган* қиламиз. Бироқ шишаларнинг замонавий навлари кўринадиган ҳамма нурлар учун фокусларни устма-уст туширишга имкон беролмаётир, натижада қолдиқ хроматизм пайдо бўлади, у *иккиламчи спектр* деб аталади. Юпқа линзаларда турли тўлқин узунликлари учун фокус вазиятининг устма-уст тушиши фокус масофаларини тенглаштиришни, яъни *тўлиқ* ахроматизацияни билдиради. Қалин линзаларда (системаларда) фокусларнинг устма-уст тушиши фокус масофаларининг бир хил бўлганлигини билдирмайди, чунки фокус масофалари бош текисликлардан бошлаб ҳисобланади; бош текисликларнинг вазияти эса турли тўлқин узунлик-

* Аслида кўзнинг хроматик аберрацияси унчалик оз эмас (91-§ га солиштиринг).

лари учун турлича бўлиши мумкин. Фокус масофаларининг фарқ қилиши турли тўлқин узунликлари учун катталаштиришнинг фарқ қилишини билдиради, шу сабабли чекли ўлчамли буюмлар тасвири четига рангли хошия тушади. Бу иккинчи хроматик хато *катталаштиришларнинг хроматик айирмаси* деб аталади, бу хатони тузатиш учун махсус ҳисоб ўтказиш керак. Буюмгача бўлган масофа ҳар қандай бўлганда иккала хроматик хатоси тузатилган системалар *стабил равишда ахроматизацияланган* системалар деб аталади.

Визуал кузатишда ишлатиладиган системалар (труба) ахроматизацияланганда қизил ва кўк нурларнинг ($\lambda_C = 656{,}3$ нм, $\lambda_F = 486{,}1$ нм) фокуслари устма-уст тушади; фотографияда ишлатиладиган системалар (фотографик объективлар) сенсибилизацияланган фотопластинкага кучли таъсир кўрсатадиган $\lambda_{G'} = 434{,}1$ ва $\lambda_D = 589{,}3$ нм тўлқин узунликларининг фокуслари бирлашадиган қилиб ахроматизацияланади.

Микроскопияда Аббе (1886 й.) *апохроматларни* жорий этди, булар объективлар бўлиб, уларда уч нав нурларнинг фокуслари бирлашиб кетган ва турли рангларга тегишли сферик аберрация йўқотилган (одатда *сферик аберрациянинг сферохроматик аберрация* деб аталадиган *хроматик айирмаси* йўқотилган). Аббенинг апохроматалари ахроматаларга нисбатан анча афзал; ахроматаларда эса икки нав нурлар коррекцияланган. Апохроматаларда қоладиган иккинчи хроматик хато (яъни катталаштиришларнинг хроматик айирмаси) микроскопда махсус окулярлар (компенсацион окулярлар) ишлатиш йўли билан йўқотилади.

Кўпдан-кўп аберрациялар махсус равишда ҳисоб қилинган мураккаб оптик системалар ясаш йўли билан бартараф қилиниши юқорида айтилганлардан тушунарли бўлади. Бироқ ҳамма нуқсонларни бараварига тузатиш жуда мушкул ва ҳатто ҳал қилиб бўлмайдиган масала бўлиб қолиши мумкин. Шунинг учун кўпинча маълум бир мақсадга мўлжалланган оптик системани ҳисоб қилишда келишимга йўл қўйилади. Бунда олдимизга қўйилган масалани ҳал қилишда энг хавфли бўлган нуқсонлар тузатилиб, бошқаларининг қисман йўқотилиши билан қаноатланади.

Масалан, астрономик трубаларга қўйиладиган объективлар учун синуслар шартига риоя қилиш ва майдон марказидаги нуқталар учун сферик ва хроматик аберрацияларни йўқотиш муҳимдир; маълумки, астрономик трубаларда ўққа яқин жойлашган нуқталар манба ҳисобланади; кенг кўриш майдонини суратга олишга мўлжалланган микрообъектив ва фотообъективлар учун синуслар шартига риоя қилишдан ташқари, майдонни бузадиган аберрацияларни (дисторсия, майдоннинг эгриланиши ва ҳоказоларни), шунингдек хроматик аберрацияни йўқотиш зарур. Равшанлиги кам бўлган буюмларни кузатишда ишлатиладиган объективларнинг нисбий тешиги имкон борича катта бўлиши керак, бу ҳолда энлик дасталар билан иш кўрганда муқаррар равишда юзага келадиган

баъзи аберрациялар билан муроса қилишга тўғри келади. Визуал кузатишда ва фотографияда ишлатиладиган асбобларда хроматизм турли хил спектрал соҳаларга мўлжаллаб тузатилади, бунда кўз сезгирлигининг максимуми спектрнинг сариқ - яшил қисмида ётгани, фотопластинкаларнинг сезгирлиги эса спектрнинг янада қисқа тўлқинли соҳасига томон сурилгани эътиборга олинади. Спектрал аппарат коллиматорининг объективи хроматик аберрациядан жуда яхшилаб холос қилинган бўлиши, камеранинг объективи эса ҳеч ахроматизацияланмаган бўлиши мумкин, бироқ бунда қия дасталарнинг астигматизми ва кома жуда зараррлидир; одатда спектрографнинг оптик системаси бутун сифатида шундай ҳисоб қилинадики, унинг бир қисмининг камчилиги иккинчи қисми ҳисобига бирмунча компенсацияланади.

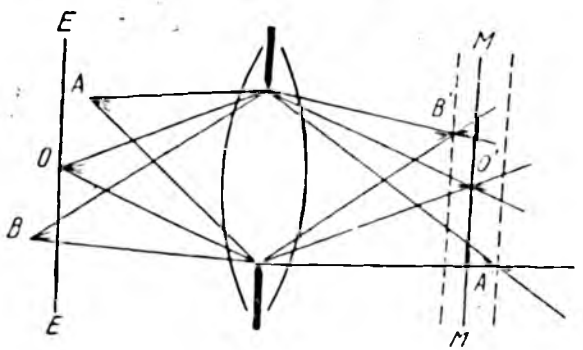
XIV боб

ОПТИК АСБОБЛАР

87- §. Диафрагмаларнинг роли

Реал оптик системалар таъсир этувчи нурлар дастасининг кенглиги маълум даражада чекланган бўлгандагина қониқарли тасвир беради. Дасталарнинг очилиш бурчаги (апертураси) ҳар қандай бўлганда ҳам ясси буюмнинг тасвирини тўғри бера оладиган идеал системалар учун ҳам дасталарнинг чегараланган бўлиши муҳим аҳамиятга эга.

Кўзойнак таққан ёки тақмаган одам кўзи, фотографик аппарат, проекцион аппарат каби ҳар қандай оптик система аслида тасвирни текисликда (экран, фотопластинка, кўзнинг тўр пардасида) беради; буюмлар эса кўп ҳолларда уч ўлчовли бўлади. Бироқ ҳатто идеал



14.1- расм. Аниқ тасвир чуқурлигига диафрагманинг таъсир этиши.

система ҳам чегараланган бўлмаганида уч ўлчовли буюмнинг тасвирини текисликка туширмаган бўлар эди. Ҳақиқатан ҳам, уч ўлчовли буюмнинг айрим нуқталари оптик системадан турли масофаларда туради ва бу нуқталарга *турли* қўшма текисликлар мос келади. Ёрғуланувчи O нуқта (14.1-расм) EE текисликка қўшма бўлган MM текисликда аниқ O' тасвир беради. Бироқ A ва B нуқталар A' ва B' нуқталарда аниқ тасвир беради, MM текисликда эса ўлчамлари дасталар кенглигининг *чегараланишига* боғлиқ бўлган ёруғ доиралар бўлиб проекцияланади. Агар системани ҳеч нарса чегаралаб турган бўлмаса эди, у ҳолда A ва B дан чиққан дасталар MM текисликни бир текис ёритган бўлар, яъни буюмнинг ҳеч қандай тасвири ҳосил бўлмаган, унинг EE текисликда ётган айрим нуқталарининг тасвиригина ҳосил бўлган бўлар эди.

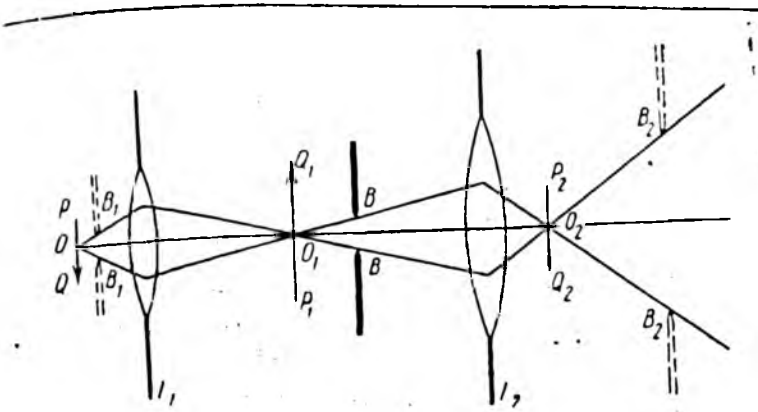
Дасталар қанча ингичка бўлса, фазовий буюмнинг текисликдаги тасвири шунча аниқ бўлади. Аниқроқ айтганда, текисликда фазовий буюмнинг ўзи эмас, балки буюмнинг системага нисбатан MM тасвир текислигига қўшма бўлган EE текисликдаги (қурилма текислигидаги) проекциясидан иборат бўлган *ясси манзара* тасвирланади. Системанинг нуқталаридан бири (оптик асбобнинг кириш қорачигининг маркази) проекция маркази бўлади.

88- §. Апертура диафрагмаси, кириш ва чиқиш қорачиқлари

Шундай қилиб, чегараловчи диафрагмаларнинг борлиги ҳар қандай оптик асбоб учун муҳимдир; линза ўрнатилган гардиш чегараловчи диафрагма хизматини ўтайди; тасвирнинг аниқлиги, расмнинг тўғрилиги ва асбобнинг ёритиш кучи диафрагманинг катталиги ва вазиятига боғлиқ.

Оптик системаларда дасталарнинг чегараланиши, умуман айтганда, буюмнинг турли нуқталаридан келаётган нурлар учун турлича бўлади. Аввало, буюмнинг ўқда ётган нуқталаридан келаётган дасталарнинг чегараланишини кўриб чиқамиз. Буюмнинг оптик система ўқида ётган нуқтасидан келаётган ишлатилувчи нурлар дастасини чегаралайдиган диафрагма *апертура диафрагмаси* дейилади. Юқорида айтиб ўтилганидек, бирор линзанинг гардиши ёки махсус BB диафрагма апертура диафрагмаси хизматини ўтайди; BB диафрагма ишлатилганда у ёруглик дасталарини линзалар гардишидан кўра кучлироқ чегаралайди. BB апертура диафрагмаси кўпинча мураккаб оптик системанинг (14.2-расм) айрим компонентлари (линзалари) орасига қўйилади, бироқ уни системадан олдинга ёки системадан кейинга қўйса ҳам бўлади.

Агар BB — апертура диафрагмасининг ўзи бўлиб (қ. 14.2-расм), B_1B_1 ва B_2B_2 — диафрагманинг системанинг олдинги ва кетинги қисмларидаги тасвирлари бўлса, у ҳолда BB дан ўтган ҳамма нурлар B_1B_1 ва B_2B_2 орқали ҳам ўтади ва аксинча, яъни BB, B_1B_1, B_2B_2 диафрагмалардан исталган биттаси актив дасталарни чега-



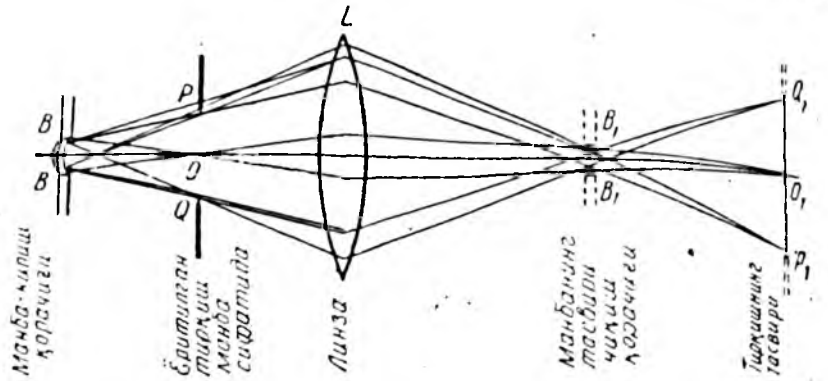
14.2-расм. BB — апертура диафрагмаси; B_1B_1 — системанинг кириш қорачиғи ва B_2B_2 — чиқиш қорачиғи.

ралайди. Ҳақиқатан ҳам, B_1 нуқта (четки нуқта) орқали ўтган нур албатта мос B нуқтадан ўтади, чунки бу нуқталар бир-бирига қўшмадир.

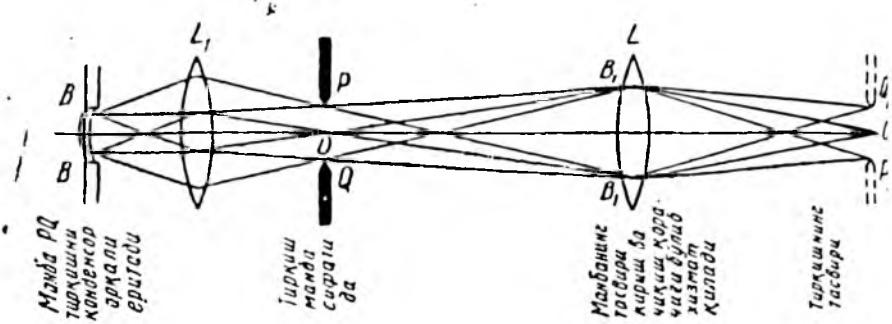
Ҳақиқий тешикларнинг ёки улар тасвирларининг системага кираётган дастани ҳаммадан кучлироқ чегаралайдигани, яъни оптик ўқ билан буюм текислиги кесишган нуқтадан қаралганда энг кичик бурчак остида кўринадигани *кириш қорачиғи* деб аталади. Системадан чиқаётган дастани чегаралайдиган тешик ёки унинг тасвири *чиқиш қорачиғи* дейилади. Равшанки, кириш ва чиқиш қорачиқлари бутун системага нисбатан қўшма ҳисобланади.

Бирор тешик (оптик система гардиши, махсус диафрагма) ёки унинг тасвири (ҳақиқий ёки мавҳум тасвири) кириш қорачиғи бўла олади. Баъзи муҳим ҳолларда тасвирланадиган буюм ёритилган тешикнинг ўзи (масалан, спектрографнинг тирқиши) бўлади, бунда тешик ўзига яқин жойлашган ёруғлик манбаидан бевосита ёритилади ёки ёрдамчи конденсор билан ёритилади. Бундай ҳолда жойлашишига қараб кириш қорачиғи ролини манбанинг чегараси (14.3-расм) ёки унинг тасвирининг чегараси (14.4-расм), ёки конденсорнинг чегараси (14.5-расм) ва ҳоказолар ўтайди.

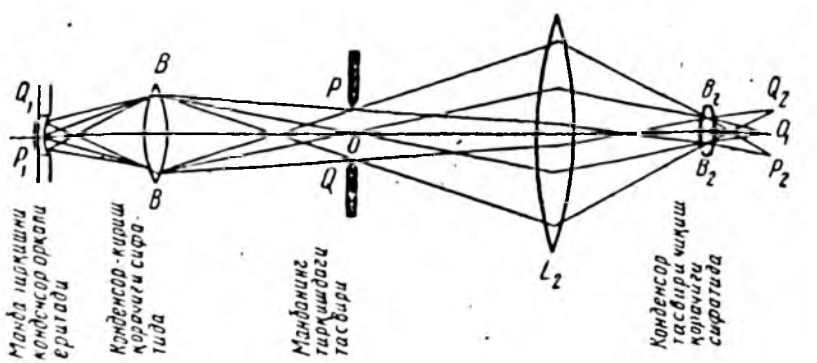
Агар апертура диафрагмаси системадан олдинда ётса, у кириш қорачиғи билан бир хил бўлади, чиқиш қорачиғи эса диафрагманинг бу системадаги тасвири бўлади (14.5-расм). Агар апертура диафрагмаси системадан кетинда ётса, у чиқиш қорачиғи билан бир хил бўлади, кириш қорачиғи эса диафрагманинг бу системадаги тасвири бўлади. Агар BB апертура диафрагмаси системанинг ичида ётса (қ. 14.2-расм), унинг системанинг олдинги қисмидаги B_1B_1 тасвири кириш қорачиғи бўлиб, системанинг кетинги қисмидаги B_2B_2 тасвири чиқиш қорачиғи бўлади. Оптик ўқ билан буюм те-



14.3- расм. Ёруғлик манбаининг чегараси системанинг кириш қорачиғи хизматини ўтайди.



14.4- расм. Ёруғлик манбаи тасвирининг чегараси системанинг кириш ва чиқиш қорачиғи хизматини ўтайди.



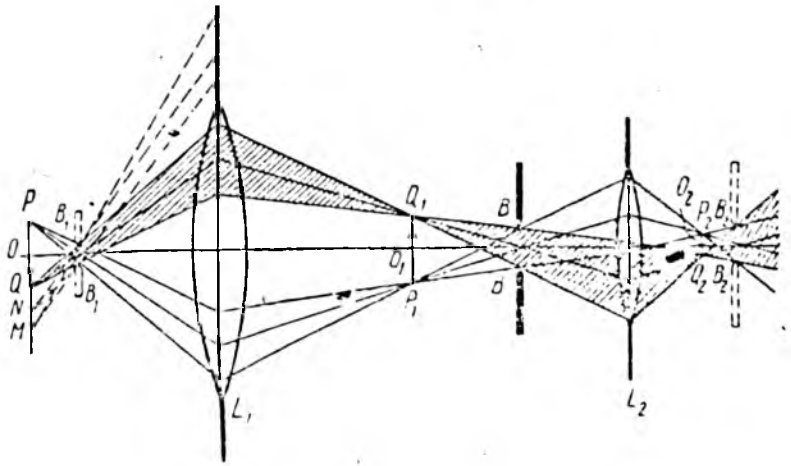
14.5- расм. Конденсор линзасининг чегараси системанинг кириш қорачиғи хизматини ўтайди.

кислиги кесишган нуқтадан қаралганда кириш корачигининг радиуси кўринадиган бурчак *апертура бурчаги* дейилади, ўқ билан тасвир текислиги кесишган нуқтадан қаралганда чиқиш корачигининг радиуси кўринадиган бурчак *проекция* бурчаги ёки *чиқиш апертура бурчаги* дейилади.

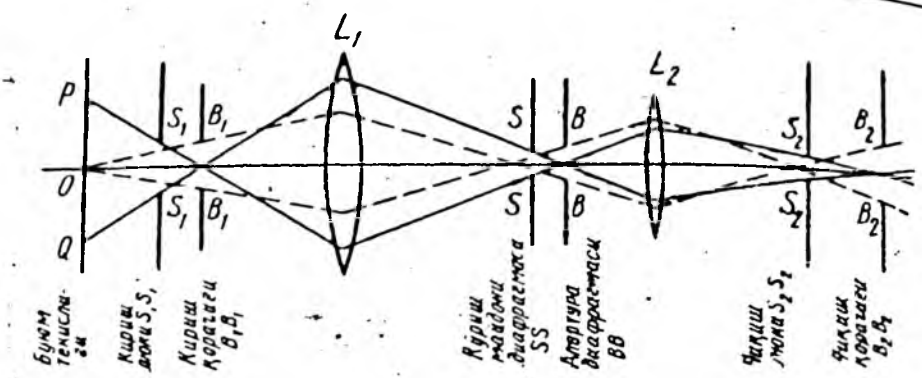
89-§. Кўриш майдонининг диафрагмаси. Люклар

Апертура диафрагмаси, бинобарин, чиқиш ва кириш қорачиқлари актив дасталарнинг энини (тешикни) аниқлайди, яъни улар тасвирнинг аниқлигига ва асбобнинг ёритиш кучига таъсир қилади. Бироқ буюмнинг *ҳар қандай нуқтасидан* чиққб, кириш қорачиғидан ўтган нурлар оптик система орқали ўтавермайди, бинобарин, уларни система тасвирлайвермайди. Ҳақиқатан ҳам, M нуқтадан чиққан даста (14.6-расм) системанинг олдинги линзасидан мутлақо четлаб ўтади ва линза M нуқтани тасвирламайди. N нуқтадан чиққан даста эса системадан қисман ўтади ва тасвир беради, лекин тасвирнинг ёритилганлиги камаяди, чунки дастанинг бир қисмини L_1 линзанинг гардиши тутиб қолади (*виньетирлаш*). Q нуқтадан чиқиб система орқали ўтадиган дастанинг эни ўқдаги O нуқтадан чиқадиган дастанинг эни билан бир хил бўлади.

Кўриб ўтилган ҳолда системанинг кўриш майдонини олдинги L_1 линзанинг гардиши чегаралади; бошқа ҳолларда кўриш майдонини системанинг бошқа қисмлари ёки *кўриш майдонининг* махсус



14.6-расм. Нурлар дастасини буюмнинг ўқдан ташқаридаги нуқталаридан чегаралаш.



14.7-расм. Кўриш майдонининг SS диафрагмаси, системанинг S_1S_1 кириш люки ва S_2S_2 чиқиш люки.

диафрагмаси чегаралайди. Кириш қорачиғининг марказидан қаралганда олдинги линзанинг контуридан ёки диафрагмалардан бирортаси тасвирининг контуридан қайси бири энг кичик бурчак остида кўринишига қараб кўриш майдони олдинги линзанинг контури билан ёки диафрагмалардан бирортаси тасвирининг контури билан аниқланади. Реал ёки тасвирланган бу контур *кириш дарчаси* ёки *кириш люки* (14.7-расмда S_1S_1) деб аталади, тасвири люк бўлган диафрагма эса кўриш майдонининг диафрагмаси (14.7-расмда SS) бўлиб хизмат қилади.

Кириш люкининг оптик системадаги тасвири чиқиш люки (14.7-расмда S_2S_2) деб аталади.

Апертура диафрагмасининг марказидан ўтадиган нурлар *бош нурлар* деб аталади. Бош нур кириш ва чиқиш қорачиқларининг марказларидан ҳам ўтади, чунки бу нуқталар апертура диафрагмасининг маркази билан қўшма нуқталардир.

Бош нур кириш қорачиғига таянадиган ва учи буюм нуқтасида бўлган конуснинг (нурлар конусининг) ўқи ҳисобланади (14.6-расмда штрихлаб қўйилган соҳа). Агар буюмнинг ўқдан ташқарида ётган нуқтасидан келаётган бош нур кириш люкининг четига тегса, у ҳолда системадан ўқда ётган нуқтадан чиққан дастага нисбатан нурларнинг тахминан ярми ўтади. 14.7-расмдан кўринишича, S_1S_1 кириш люки P нуқтадан чиққан ҳамма нурларни тутиб қолади; кириш люки бўлмаган ҳолда эса бу нурлар B_1B_1 кириш қорачиғининг юқориги ярмидан ўтиб кетган бўлар эди. Шунинг учун P нуқта тасвирининг ёритилганлиги ўқда ётган нуқта тасвири яқинидаги ёритилганликдан тахминан икки марта кам бўлади. Бинобарин, кириш люкининг четларига тегадиган бош нурлар (14.7-расмда бош нурлар яхлит чизиқлар билан кўрсатилган) кўриш майдонининг катталигини аниқлайди (14.7-расмда PQ).

Кўриш майдонини кескин чегаралаш учун S_1S_1 кириш люки буюм текислиги билан устма-уст тушиши, яъни SS диафрагма

L_1 га нисбатан буюм билан қўшма бўлган текисликда ётиши зарур; жумладан, олисдаги буюмларни кўришда ишлатиладиган трубаларда SS диафрагма L_1 объективнинг бош фокал текислигида ётиши керак.

Энди энг муҳим оптик асбобларни кўриб чиқишга ўтамиз. Линза, кўзгу, диафрагма ва бошқа ёрдамчи қисмлардан тузилган ва бирор мақсадда ишлатиладиган система *оптик асбоб* дейилади.

90-§. Фотографик аппарат

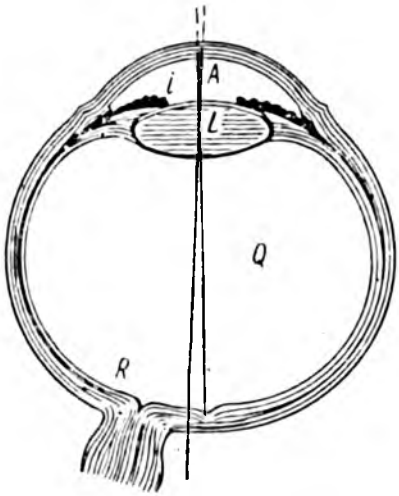
Фотоаппаратнинг объективи билан камераси объективдан бирор масофада турган буюмларнинг аниқ тасвирини ёруғликка сезгир бўлган пластинка ёки плёнка текислигида ҳосил қилиш мумкин бўладиган қилиб тузилган. Аппаратни созлашда турли хил мосламалар қўлланилади (объективни ёки унинг айрим қисмларини силжитиш, пластинкани суриш). Апертура диафрагмаси кичрайтирилганда фокуслаш «чуқурлиги» яхшиланади, яъни буюмнинг турли узоқликдаги қисмлари (қ. 87-§) текисликка аниқ акслантирилади. Айни вақтда апертура диафрагмасининг ўзгартирилиши аппаратга тушадиган ёруғлик миқдорини (ёритиш кучи) ўзгартиради. Одатда фотоаппаратда буюмнинг кичрайган тасвири ҳосил бўлади; ҳозирги замон аппаратларида тасвирнинг аниқ чиқишига интилишади, расм аниқ чиққан бўлса, уни кейинчалик катталаштириш мумкин.

Объективлар тасвирнинг сифати яхши бўлиши билан бирга ёруғлик миқдори кўп бўлиши жиҳатидан, яъни тасвирнинг *ёритилганлиги* имкон борича катта бўлиши жиҳатидан муттасил такомиллаштирилмоқда. Тасвирнинг ёритилганлиги ёруғлик оқимининг тасвир юзига бўлинганига тенг, яъни узоқдаги буюмлар учун ёритилганлик апертура диафрагмаси *юзининг* объективнинг фокус масофаси *квадратига* нисбатига пропорционалдир. Бу нисбат объективнинг *ёритиш кучи* деб аталади. Кўпинча ёритиш кучи деб максимал диафрагма диаметрининг фокус масофасига нисбати олинади ва ёритилганлик ёритиш кучининг квадратига пропорционал деб ҳисобланади. Бу нисбатни *нисбий тешик* деб аташ тўғрироқ бўлади. Шундай қилиб, ёритиш кучи нисбий тешик квадрати билан ўлчанади.

91-§. Кўз — оптик система

Тузилиши жиҳатидан олганда кўз (14.8-расм) маълум даражада фотоаппаратга ўхшайди. Сувга ўхшаган A суюқлик, L гавҳар ва шишасимон Q жисмдан иборат синдирувчи муҳитлар тўпламн объектив вазифасини ўтайди.

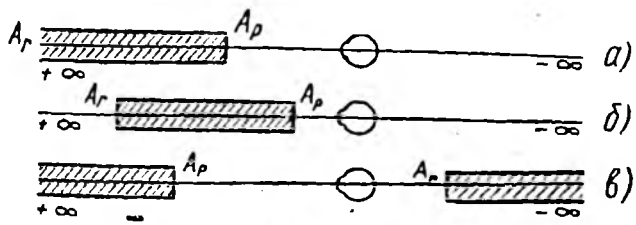
Узоқлиги турлича бўлган буюмларга қарашда кўзнинг мослашуви *аккомодация* деб аталади, бунга мускулнинг зўриқиши туфайли гавҳарнинг эгрилигини ўзгартириш орқали эришилади.



14.8- расм. Кўзнинг схематик қирқими.

Кўз аккомодацияланадиган масофалар чегаралари *узоқ нуқта* ва *яқин нуқта* деб аталади. Нормал кўз зўриқмай кўрадиган узоқ нуқта чексизликда ётади, яқин нуқта эса ёшга қараб ҳар хил масофада ётади (йигирма ёшда 10 см масофадан тортиб қирқ ёшда 22 см га боради). Қариганда аккомодация чегаралари янада тораяди (қариликдаги узоқдан кўрарлик). Кўлинча ёшлик чоғидаёқ аккомодация чегаралари нормал бўлмаган кишилар бўлади: яқиндан кўрар кўз, бу кўз учун узоқдаги нуқта чекли масофада ётади, баъзан бу масофа унча катта бўлмайди; узоқдан кўрар кўз, бу кўз учун яқиндаги нуқтагача бўлган масофа ортиб кетган бўлади. Бу нуқсонлар сочувчи ёки йиғувчи қўшимча линзалар (кўзойнак тақиш) воситасида тузатилиши мумкин.

14.9-расмдаги штрихлаб қўйилган жойлар кўз ўз аккомодацияси чегараларида аниқ кўра оладиган соҳалар, яъни яқиндаги A_p нуқта билан узоқдаги A_r нуқта орасидаги соҳалар қандай жойлашганини кўрсатади. Нормал кўз $A_p = 10—22$ см дан чексизликкача бўлган соҳада аккомодациялана олади. Яқиндан кўрар кўзнинг аккомодацияланиш соҳаси яқинлашган ва узоқни кўриш чегараси чекланган. Узоқдан кўрар кўзнинг аккомодацияланиш соҳаси боши сурилган бўлиб, узоқдаги нуқтаси *манфий масофада* ётади, яъни кўзнинг орқасида ётади. Бу эса узоқдан кўрар кўз мавҳум нуқталарни кўра олишини, яъни параллел дасталарнигина эмас, балки йиғиладиган дасталарни ҳам тўр пардага тушира оли-



14.9- расм. Нормал кўз (*а*), яқиндан кўрар кўз (*б*) ва узоқдан кўрар кўз (*б*) аккомодациясининг яқиндаги (A_p) ва узоқдаги (A_r) нуқталари.

шини билдиради. Шундай қилиб, яқиндан кўрар кўзнинг оптик кучи нормал кўзникидан ортиқ, узоқдан кўрар кўзнинг оптик кучи эса нормал кўзникидан кичик.

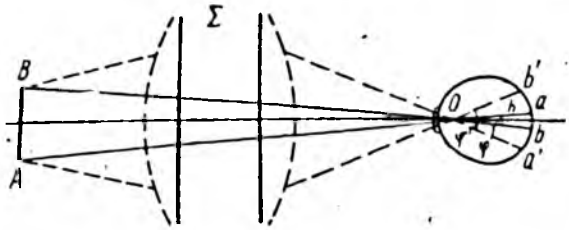
Кўзнинг *i* камалак пардаси (кўз гавҳарининг мўғиз пардаси) апертура диафрагмаси хизматини ўтайди (қ. 14.8-расм). Камалак парда «кўз рангини» кўрсатади; камалак пардада катталиги ўзгарадиган тешик (кўз қорачиғи) бўлади. Кўзнинг олдинги оптик қисмида (сувга ўхшаган суюқлик соҳасида) қорачиқнинг тасвири аслида кириш қорачиғи ҳисобланади; бу тасвир ҳақиқий қорачиқ билан деярли бир хил бўлади. Кўзда қорачиқ диаметрининг ўзгариши фотообъективда апертура диафрагмаси ўзгариши билан бир хил роль ўйнайди: қорачиқ диаметрининг ўзгариши кўзга ёруғлик тушишини ростлаб туради ва фокуслаш чуқурлигини ўзгартиради. Аппаратнинг фотопластинкасига кўзнинг *R тўр пардаси* мос келади; тўр парданинг тузилиши ва ишлаши кейинроқ (қ. 193-§) баён этилади.

Кўпчилик соф оптик масалаларда кўзнинг синдирувчи системаси бир жинсли шаффоф моддадан ясалган *эквивалент кўз* билан алмаштирилиши мумкин; унинг Гульстранд берган параметрлари қуйидагича:

Синдириш кучи, диоптрия ҳисобида	58,48
Кўзнинг узунлиги	22 мм
Синдирувчи сиртнинг эгрилик радиуси	5,7 мм
Муҳитнинг синдириш кўрсаткичи	1,33
Тўр парданинг эгрилик радиуси	9,7 мм.

Кўздаги тасвир ҳаводан фарқ қиладиган муҳит ичида ҳосил бўлгани учун, кўзнинг олдинги ва кетинги фокус масофалари бир-бирига тенг эмас (17,1 ва 22,8 мм), бинобарин, кўзнинг тугун нуқталари бош нуқталари билан устма-уст тушмайди. Бу нуқталарнинг ҳаммаси бир-бирига яқин бўлгани туфайли уларни кўзнинг *оптик марказига* жойлашган деб ҳисобласа бўлади.

Соғлом кўзни умуман айланиш сиртларининг марказлаштирилган системаси деб ҳисоблаш мумкин. Аниғини айтганда, бу унча камол топган система эмас, чунки кўзда сферик аберрация ҳам, оғма дасталарнинг астигматизми ҳам, анчагина хроматик аберрация ҳам бор. Бироқ кўзнинг ўзига хос бир қатор хусусиятлари туфайли бу нуқсонларнинг ҳаммаси кам сезилади. Масалан, сферик аберрация унча сезиларли эмас, чунки сочилиш доғларида ёритилганлик нотекис тақсимланган, доғнинг кўриш туйғуси учун энг муҳим бўлган энг ёруғ қисми жуда кичикдир; сочилиш доирасининг ён қисмлари сезиларли бўлиб қоладиган кучли ёритишда қорачиқ диаметри кўп камайиб, ишни яхшилайди. Оғма дасталарнинг астигматизми деярли сезилмайди, чунки тўр парданинг яхши сезиш қобилияти марказидан четларига томон тез пасайиб кетади; шунинг учун қайд қилинадиган ҳар бир нуқтанинг тасвири беихтиёр равишда кўз ўқига келтирилади; кўз ўқи тўр парданинг энг фойдали қисми-

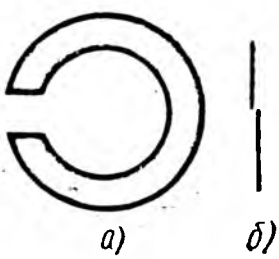


14.10-расм. Тасвирнинг кўринма бурчакли ўлчамига оптик система кўрсатадиган таъсир.

O — кўзнинг оптик маркази; *h* — кўз чуқурлиги; *AB* — буюм; *ab* — буюмнинг қуролланмаган кўздаги тасвири; φ — қуролланмаган кўзнинг қараш бурчаги; *a'b'* — буюмнинг Σ оптик система билан қуролланган кўздаги тасвири; φ' — қуролланган кўзнинг қараш бурчаги.

дан («марказий чуқурча», қ. 193-§) ўтади. Бу жуда кичик ишчи қисмининг кўриш майдони етарли эмаслиги ўрнини кўзнинг ҳаракатчанлиги тўла-тўкис босади. Хроматик аберрация деярли сезилмайди, чунки кўз спектрнинг жуда тор қисминигина яхши сезади.

Кўрсатиб ўтилган факторларнинг ҳаммаси қўшилганда нормал кўз буюмларнинг ташқи кўриниши тўғрисида жуда яхши фикр юритишга имкон беради. Бироқ айрим элементлардан иборат тўр парда тузилишининг характери туфайли, буюмнинг икки нуқтаси яқин бўлиб, иккови тўр парданинг битта элементида (*колбачасида*) тасвирланса, у ҳолда кўз бу икки нуқтани битта деб ҳис этади. Шундай қилиб, буюмнинг тасвири тўр парда тузилиши билан аниқланадиган чегара ичида ётадиган қисми нуқта (*физиологик* нуқта) деб ҳис этилади ва бу қисм ичида бошқа ҳеч нарсани таниб бўлмайди. Бундай қисмнинг катталиги, албатта, буюмдан кўзгача бўлган масофага боғлиқ бўлиб, тасвирнинг ўлчами тегишлича бўлишини таъминлайдиган *қараш бурчаги* орқали аниқланиши мумкин (14.10-расм), чунки тасвирнинг диаметри $ab = \varphi h$, бу ерда φ — қараш бурчаги, h — кўз чуқурлиги (*O* оптик марказ билан тўр парда орасидаги масофа) бўлиб, ўртача кўз учун 15 мм га тенг. Буюмнинг майда тафсилотларигача ажрата олиш учун зарур бўлган минимал қараш бурчаги *физиологик лимит бурчак* деб аталади ва кўзойнак тақмаган кўз учун тахминан *бир минутга* тенг. Бироқ буюмнинг тафсилотини кўзойнак тақмасдан ажрата олиш бурчаги бундай қийматга эга бўлиши учун кузатилаётган буюм яхши ёритилган бўлиши керак.



14.11-расм. Кўз ўткирлигини синашда ишлатиладиган тест-объектлар.

а—Ландольт тўғараги; *б*—кўзнинг ажрата олиш кучи юқори аниқлигини синашда ишлатиладиган буюм.

Одатда кўзнинг ажрата олиш қобилияти 14.11-а расмда кўрсатилган шаклдаги тест—объект (Ландольт тўғарағи) ёрдамида

синалади. Кўзи синалаётган одам аниқ кўраётган кесик кўринадиган бурчак ажрата олиш бурчаги деб аталади. Кўриш ўткирлигининг бирлиги қилиб ажрата олиш бурчаги 1′ бўлган кўзнинг ўткирлиги олинади. Агар ажрата олинадиган энг кичик бурчак 2′ бўлса, кўриш ўткирлиги $^1/_2$ га тенг бўлади ва ҳоказо. Нормал кўзнинг ажрата олиш бурчаги билан тест-объектнинг ёритилганлиги орасидаги муносабат қуйидаги жадвалда берилган. Бу жадвалдан буюм яхши ёритилган (100 лк дан ортиқ) бўлганда нормал кўзнинг кўриш ўткирлиги бирдан ортиқ эканлиги кўриниб турибди.

Жадвал

Нормал кўзнинг ажрата олиш бурчаги билан буюмнинг ёритилганлиги орасидаги муносабат

Фоннинг ёритилганлиги, лк	Ажрата олиш бурчаги, мин	Фоннинг ёритилганлиги, лк	Ажрата олиш бурчаги, мин
0,0001	50	0,5	2
0,0005	30	1	1,5
0,001	17	5	1,2
0,005	11	10	0,9
0,01	9	100	0,8
0,05	4	500	0,7
0,1	3	1000	0,7

Шундай қилиб, ёритилганлик кам бўлганда кўзнинг ажрата олиш қобилияти 1′ дан анча ёмон бўлиб, 1° гача бориши мумкин.

Буюмни кўзга яқинлаштирганда биз буюмнинг физиологик лимит бурчак билан кесиладиган қисмини камайтирган бўламиз ва, бинобарин, буюмнинг майда-майда қисмларини ҳам фарқ қила оламиз. Бироқ буюмни кўзга яқинлаштириш аккомодацияланиш қобилияти билан чегараланган дир; нормал кўз учун энг қулай масофа 25 см (*энг яхши кўриш масофаси*). Ўзини зўриқтириш ҳисобига ёш одамнинг кўзи буюмни 10 см гача бўлган масофадан кўра олади. Яқиндан кўрар кўз бу масофадан яқинроқдаги нарсаларни ҳам кўради ва шунинг учун буюмнинг янада майда қисмларини фарқ қила олади. Узоқдан кўрар кўз, жумладан қари одамларнинг кўзи майда тавсилотини фарқ қилишга (масалан, китоб ўқишга) қийналади.

Буюмнинг майда тафсилотини фарқ қилишни янада яхшилашга оптик асбоблар ёрдам беради; бу асбоблар билан кўз биргаликда буюмнинг тасвирини тўр пардада ҳосил қилади. Тўр пардада ҳосил бўлган бу тасвирнинг кўз қуролланган ва қуролланмаган ҳолдаги узунликлари нисбати оптик асбобнинг кўринма *катталаштириши* дейилади. 14.10-расмдан бу нисбат $tg\varphi'/tg\varphi$ га тенг эканлиги келиб чиқади, бу ерда φ' ва φ мос равишда буюмга асбоб орқали ва асбобсиз қаралганда буюм кўринган қараш бурчаклари.

92-§. Кўзга тутиладиган оптик асбоблар

а. Л у п а — фокус масофаси унча катта бўлмаган (тахминан 100 дан 10 мм гача) содда система (битта ёки бир неча линза) бўлиб, қаралаётган буюм билан кўз орасига тутилади. Буюмнинг катталаштирилган мавҳум тасвири энг яхши кўриш масофасида (нормал кўз учун 250 мм да) ёки чексизликда ҳосил бўлади, яъни кўз аккомодацияга зўриқмасдан кўради. Лупани қўлланишнинг иккала усулида ҳам лупа берадиган кўринма катталаштириш амалда бир хил бўлиб,

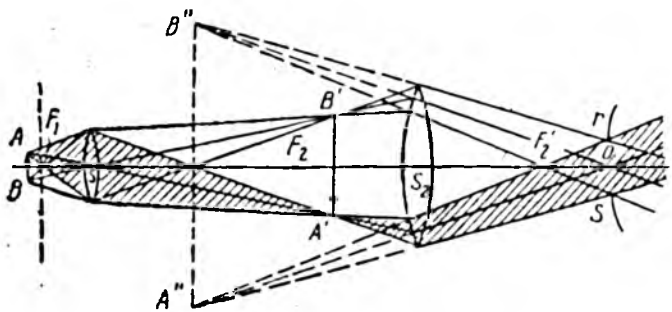
$$\mathscr{N} = \operatorname{tg}\varphi'/\operatorname{tg}\varphi = D/f \qquad (92.1)$$

(қ. 115-машқ), бу ерда D — энг яхши кўриш масофаси, f — лупанинг фокус масофаси. $D=250$ мм бўлгани учун одатда қўлланиладиган лупалар 2,5 дан тортиб 25 гача катталаштиради. Яқиндан кўрар кўз учун D кичик, бинобарин, бу ҳолда лупа буюмнинг майда тафсилотини ажратиб кўришда кўзга кам ёрдам беради.

б. М и к р о с к о п. Микроскоп принцип жихатидан олганда бир-биридан анча қочиқ турган объектив ва окулярдан иборат икки оптик системанинг комбинациясидир; микроскоп буюмнинг тасвирини кўп катталаштириш керак бўлганда ишлатилади. Агар объектив ва окулярнинг фокус масофалари мос равишда f_1 ва f_2 бўлса, у ҳолда бутун системанинг фокус масофаси $f=f_1f_2/\Delta$ бўлади, бу ерда Δ — иккала система фокуслари орасидаги масофа (қ. 107-машқ). Микроскопнинг

$$\mathscr{N} = D/f = D\Delta/f_1f_2 \qquad (92.2)$$

катталаштиришини анча катта миқдорга етказиш мумкин. Масалан, $f_1 = 2$ мм; $f_2=1{,}5$ мм, $\Delta=160$ мм бўлганда $f=0{,}19$ мм ва $\mathscr{N} =$



14.12- расм. Нурларнинг микроскопдаги йўлининг схематик тасвири.

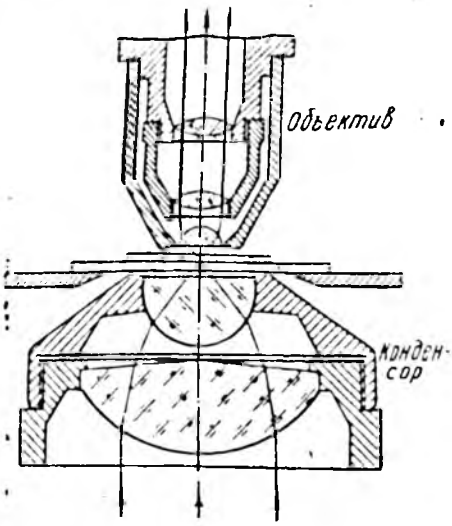
S_1 — объектив; S_2 — окуляр; AB — буюм. $A'B'$ — объектив ҳосил қиладиган ҳақиқий тасвир; $A''B''$ — окулярдан қарағанда кўринадиган мавҳум тасвир.

= 1330 бўлади. Шуниси борки, микроскопнинг фойдали катталаштиришига дифракцион ҳодисалар чегара қўяди (қ. XV боб), шунинг учун ҳозиргина кўрсатилган ҳисоб тахминий гҳамиятга эга.

Микроскопнинг оптик системаси схемаси 14.12-расмда кўрсатилган. S_1 объективнинг F_1 бош фокуси яқинига кичик AB буюм қўйилади; объектив AB буюмнинг катталаштирилган ҳақиқий $A'B'$ тасвирини ҳосил қилади, бу тасвир S_2 окуляр орқали шундай қараладики, катталаштирилган мавҳум $A''B''$ тасвир кўздан энг яхши кўриш масофасида ёки чексизликда ҳосил бўлсин (кўз зўриқмасдан кўради). Кузатишнинг иккала усули бир хилда ярайверади.

Буюмдан келаётган ёруғлик объективга энлик дасталар тарзида тушади, бу ҳол катта ёруғлик оқимларидан фойдаланиш учун ва микроскопнинг ажрата олиш қобилиятини яхшилаш учун муҳимдир (қ. XV боб). Одатда микроскопда ёруғлик чиқармайдиган буюмлар кўрилгани учун, энлик ёруғлик дасталари ҳосил қилиш мақсадида махсус ёритувчи қурилма (конденсор) бўлиши муҳимдир. Микроскопнинг энлик дасталар тушадиган объективи фокус яқинидаги нуқта учун апланатизм шартига бўйсуниши керак; объективлар юқори даражада ахроматизацияланган бўлиши керак (ахроматлар ва апохроматлар). Яхши объектив кўп (баъзан 10 дан ортиқ) линзалардан иборат бўлади.

14.13-расмда микроскоп конденсори ва соддагина объективининг кесими кўрсатилган. Препаратдан (буюмдан) чиққан ёруғлик ёпгич ойнадан ўтиб, объективга боради. Тўла ички қайтиш ҳодисаси туфайли, объективга шиша ичида апертураси 42° га яқин бўлган конус ҳосил қилувчи нурларгина етиб боради. Агар қуруқ объективлар ўрнига *иммерсион* объективлар, яъни ёпгич ойна билан объектив орасидаги жойга суюқлик (сув ёки мой) қуйилган объективлар ишлатилса, бу бурчакни ҳам, ёруғлик оқимини ҳам орттириш мумкин. Қуруқ объективли системаларда ёпгич ойнанинг борлиги яна бошқа жиҳатдан ҳам муҳимдир, чунки шишанинг қалинлиги сферик аберрация катталигига таъсир қилади. Шунинг учун объективлар ҳисоб қилинадиган ҳамма ҳолларда ёпгич ойнанинг қалинлиги 0,17 мм (0,15—0,20 мм) деб фараз қилинади. Ҳозирги вақтда ҳамма кучли қуруқ объективларда *коррекцион гардиш* ишлатилади. Бу гардиш объективнинг юқориги ва пастки линзалари орасидаги масофани бир оз ўзгартириб, қалинлиги муносиб бўлмаган ёпгич ойна ишлатилганда юз берадиган сферик аберрацияни йўқотишга имкон беради. Ёпгич ойна, иммерсион суюқлик ва объективнинг фронтал линзасининг синдириш кўрсаткичлари бир хил бўлган *гомоген* иммерсия ҳолида ёпгич ойнанинг қалинлиги ҳеч қандай аҳамиятга эга эмас, чунки уни ёпгич ойна билан объектив орасидаги иммерсион қатламнинг қалинлигини ўзгартириш билан компенсациялаш мумкин. Иммерсион системалар микроскопнинг ажрата олиш қобилиятини (қ. 97-§) орттириш учун ҳам муҳим аҳамиятга эга.

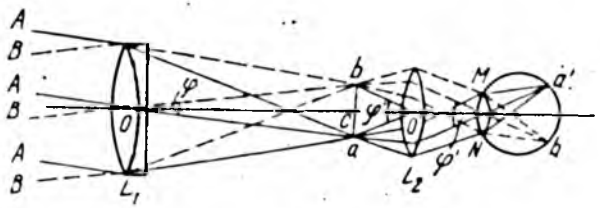


14.13-расм. Конденсор қирқими ва микроскопнинг содлагина объективининг қирқими.

Окулярга ингичка ёруғлик дасталари туширилади, лекин бунда оғма дасталар билан ҳам иш кўришга тўғри келади. Шунинг учун окулярда астигматизм, майдоннинг эгриланиши ва хроматик аберрациялар каби нуқсонларни (қ. 86-§) тузатишга ҳаракат қилинади. Микроскопнинг объективи ва окуляри алмаштириладиган қилиб ишланади; олдимизга қўйилган масалага қараб объектив ва окуляр нинг турли хил комбинацияларини ишлатиш мумкин. Яхши аппаратларнинг муҳим қисми массив штатив ва сурилма қисмларни суришга хизмат қиладиган пухта мосламалардир.

в. Кўриш трубалари. Кўриш трубалари (телескоплар) олисдаги буюмнинг қисмларини фарқ қилишда кўзга ёрдам беради. Кўриш трубаларида ҳам L_1 объектив ва L_2 окулярдан иборат бўлади (14.14-расм). Олисдаги буюмнинг объектив ҳосил қиладиган ҳақиқий (кичрайган ва тўнкарилган) тасвири окулярдан лупага қаралгани каби қаралади. Буюмдан объективгача бўлган масофа қандай бўлишига қараб тасвир объективнинг кетинги фокал текислигида ёки ундан бир оз кейинда ҳосил бўлади. Шу муносабат билан окулярни бирмунча суриш (фокуслаш) керак.

14.14-расмдаги φ бурчак — узоқдаги буюм кўринадиган бурчак; φ' — тасвир кўринадиган бурчак. Ҳақиқатан ҳам, кўзга параллел



14.14-расм. Нурларнинг кўриш трубасидаги йўлининг схематик тасвири.

Яхлит чизиқ—олисдаги буюмнинг юқориги четидан (A нуқта) келаётган нурлар; пунктир чизиқ — олисдаги буюмнинг пастки четидан (B нуқта) келаётган нурлар; $Oc = f_1$—объективнинг (L_1 нинг) фокус масофаси; $cO' = f_2$ — окулярнинг (L_2 нинг) фокус масофаси; MN — чексизликка аккомодацияланган кўзнинг қорачиғи.

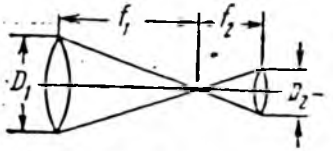
дасталар тушади, тасвирнинг четларидан келаётган дасталарнинг ўқлари $\varphi' = bO'a$ бурчак ҳосил қилади, чунки a ва b нуқталар окулярнинг фокал текислигида ётади.

14.14-расмдан кўринишича, системанинг катталаштириши

$$\mathscr{M}^{\circ} = \operatorname{tg}^{1}/_{2}\varphi'/\operatorname{tg}^{1}/_{2}\varphi = f_1/f_2, \qquad (92.3)$$

яъни объектив ва окулярнинг фокус масофалари нисбатига тенг.

Нормал кўз зўриқмаган ҳолатида параллел нурларни сезади (чексиз узоқдаги нуқтани визирлайди); шунинг учун окулярнинг олдинги фокал текислиги буюмнинг тасвири устига тушиши керак. Буюм чексиз узоқда бўлган хусусий ҳолда (14.15-расм) объективнинг кетинги фокуси окулярнинг олдинги фокуси устига туширилади (телескопик система). Расмдан кўринишича, телескопик системанинг катталаштиришини объективга кирадиган ва окулярдан чиқадиган дасталар кесими диаметрларининг нисбати сифатида, яъни системанинг кириш ва чиқиш қорачиқлари диаметрларининг D_1/D_2 нисбати сифатида ифодалаш мумкин (қ. 110-машқ).



14.15-расм. Нурларнинг телескопик системадаги йўли.

Системанинг катталаштириши $\mathscr{M}^{\circ} = \varphi'/\varphi = f_1/f_2 = D_1/D_2$.

Объектив ҳосил қиладиган тасвир тўнкарилган бўлади. Баъзи ҳолларда окуляр тасвирни тўнкарилганича қолдиради (астрономик трубалар), бошқа ҳолларда эса бир марта ағдариб, натижада тўғри тасвир беради. Ерда ўтказиладиган кузатишларда муҳим аҳамиятга эга бўладиган тўғри тасвир турли усуллар (окуляр тузулиши, қўшимча равишда ағдарувчи призмалар — призматик дурбинлар) билан ҳосил қилинади. Ҳар бир реал кўриш трубаси учун апертура диафрагмаси(кириш ва чиқиш қорачиқлари) ва кўриш майдонининг диафрагмасини аниқловчи диафрагма ва гардишлар жойлашишини танлаш муҳимдир.

Ҳар қандай турдаги кўриш трубалари аввало кўзга ёрдам бериш учун мўлжалланган сабабли, уларнинг чиқиш қорачиғи кўз қорачиғининг ўлчамларидан ортиқ бўлмаслиги керак. Акс ҳолда кўриш трубасидан чиқаётган ёруғлик оқимининг бир қисми камалак пардада тутилиб қолади ва тасвир ясашда иштирок этмайди. Бу эса объективнинг ташқи зоналари ишда қатнашмай қолишини билдиради, бунда ишловчи апертура диафрагмаси кузатувчи кўзининг қорачиғи бўлади. Шундай қилиб, объективнинг бутун сиртидан тўғри фойдаланиш учун олинадиган окулярни ва демак, трубанинг катталаштиришини чиқиш қорачиғи керакли ўлчамда бўладиган қилиб мослаштириш лозим. Кечаси кўз қорачиғининг кенглиги 6—8 мм дан ортмайди; кундузги яхши ёритилишда кўз қорачиғи 2—3 мм бўлади.

Системанинг катталаштириши $\mathscr{N} = D_1/D_2$ бўлгани сабабли трубанинг диаметридан тўлиқ фойдаланиш учун маъқул бўладиган *минимал* катталаштириш трубанинг вазифасига (кундузги ёки тунги кузатишларда ишлатилишига) ва объективнинг ўлчамларига қараб аниқланади. Масалан, $D = 50$ мм объективли труба учун тунги кузатишларда катталаштириш 7—8 мартадан кам бўлмаслиги ($\mathscr{N} = 50/7$). кундузги кузатишларда 20 мартадан кам бўлмаслиги ($\mathscr{N} = 50/2{,}5$) керак. Катта телескопда ($D = 500$ мм) минимал катталаштириш 75 (юлдузларни кузатиш) билан 200 (Қуёшни кузатиш) орасида ётиши керак. Ҳаддан ташқари катталаштириш ҳам зараралидир, чунки асбобнинг чиқиш қорачиғи кўз қорачиғидан кичик бўлганда тўр пардадаги тасвирнинг ёритилганлиги кескин равишда камайиб кетади. Буюмнинг қисмларини фарқ қилиш яхшиланмайди, чунки тўр пардадаги тасвир ўлчамларининг ортиши билан буюмнинг ҳар бир нуқтасининг тасвиридаги дифракцион тақсимотнинг кенглиги ҳам ортади (96-§ га солиштиринг).

Чиқиш қорачиғи диаметрининг энг кичик қийматини 1 мм чамасида бўлади деб олиш мумкин. Шунга мувофиқ равишда, объективи 50 мм бўлган трубанинг фойдали *максимал* катталаштириши 50 га яқин, ярим метр объективли трубанинг фойдали максимал катталаштириши 500 га яқин бўлади. Шундай қилиб, труба объективи диаметрининг ҳар бир қиймати учун окулярларни мослаб танлаш йўли билан амалга ошириладиган рационал катталаштиришларнинг чекланган диапазонини кўрсатиш мумкин.

Кўриш трубалари жуда кенг қўлланилади; уларнинг турли типдаги дурбинлардан тортиб астрономик телескопларгача бўлган хилма-хил вариантлари бор. Бу асбобларнинг объективларини тўғрилашда асосий эътибор сферик ва хроматик аберрацияларни тузатишга, синуслар шартини қаноатлантиришга қаратилади; бунга икки линзали системалар қўлланиб эришилади (қ. 82-§). Кўпинча замонавий трубаларга горизонтнинг катта-катта қисмларини аниқ кўришга имкон берадиган мураккаб объективлар қўйилади. Трубалар окулярларининг қараш бурчаклари анча катта (40 дан 70° гача) бўлиши керак, демак, бу окулярларда қия дасталар астигматизми, майдоннинг эгриланиши ва хроматизм каби нуқсонларни йўқотиш керак. Шунинг учун окулярлар ҳамиша мураккаб қилиб, ҳеч бўлмаганда икки линзадан тузилган қилиб тайёрланади.

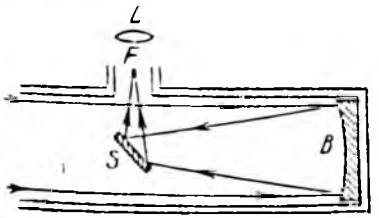
Астрономик кузатишларда ишлатишга мўлжалланган кўриш трубаларига (телескопларга) энг юксак талаблар қўйилади. Чиқиш қорачиғининг ўлчами йўл қўйиладиган қийматда бўлганда ва, бинобарин, буюмнинг қисмлари яхши фарқ қилинадиган бўлганда мумкин қадар кўпроқ катталаштириш учун объективларининг диаметри имкон борича катта бўлган телескоплар ишлатиш зарурлигини кўрамиз (96-§ га солиштиринг). Жуда заиф юлдузларни кузатиш масаласи муносабати билан ҳам ўшандай талаб юза-

га келади (қ. 95-§). Ҳозирги вақтда *рефлекторлар*, яъни қайтаргичли объектив ўрнатилган телескоплар энг кучли трубалар ҳисобланади. Қайтаргичли биринчи телескопни Ньютон қурган (1672); Ньютон линзали объективларда албатта хроматик аберрация бўлади, деган фаразга асосланиб, кўзгу ишлатган. Маълумки, Ньютоннинг бу хулосаси хато эди(қ.86-§),аслида ахроматик объективлар ясаш мумкин. Ҳозирги вақтда биринчи даражали *рефракторлар* бор; бироқ катта линзали объектив ясаш учун яроқли бўлган бир жинсли шиша диск тайёрлашдан кўра катта диаметрли кўзгу ясаш техник жиҳатдан осон. Шунинг учун гарчи қайтарувчи сиртлар тайёрлаш аниқлигига қўйиладиган талаблар синдирувчи сиртлар тайёрлашдаги талаблардан тўрт марта юқори бўлса-да, катта кўзгули объективлар ясаш анча осон иш бўлиб чиқди. Масалан, ҳозирги вақтда кўзгусининг диаметри 5 м га яқин бўлган рефлектор бор (Маунт-Паломар обсерваторияси) ва диаметри 6 м бўлган рефлектор (СССР) якинда ишга тушади, ваҳоланки мавжуд рефракторлардан энг каттасининг объективи диаметри атиги 1 м га боради.

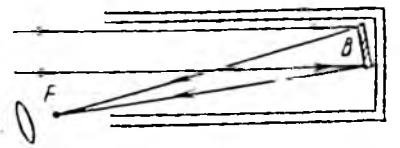
Рефрактор схемаси принцип жиҳатдан олганда худди 14.14-расмдаги билан бир хил.

Энг оддий рефлекторнинг Ньютон таклиф этган кўринишдаги схемаси 14.16-расмда тасвирланган: B — қайтарувчи кўзгу. Оғдирувчи ясси S кўзгу окулярни ва кузатувчининг калласини асосий ёруғлик дастасидан четроқда тутишга ва ортиқча диафрагмалаб қўймасликка хизмат қилади. Кузатувчининг труба ичига бутунлай кириб туриши замонавий улкан рефлекторлар учун қиёсан унча катта бўлмаган ва йўл қўйилиши мумкин бўлган экранланишга олиб келган бўлар эди. Бироқ ёруғлик нурларининг асосий юриш йўллари соҳасида кузатувчининг танасидан чиқадиган иссиқлик оқимлари тасвирнинг сифатини жуда пасайтириб юборади. Шунинг учун оғдирувчи кўзгу олиб ташланган эмас.

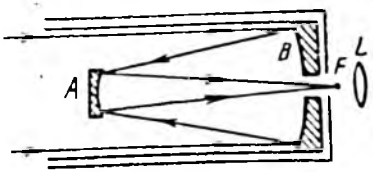
Ломоносов ихтиро этган ва кейинчалик Гершель ҳам қурган қайтаргичли телескоп (рефлектор) схемаси 14.17-расмда кўрсатилган. Бу схеманинг ўзига хос хусусияти унда ёрдамчи S кўзгунинг йўқлиги (буниси жуда муҳим эди, чунки ўша замонларда кишилар яхши кўзгу қилишни билишмаганлар) ва қайтарувчи B кўзгунинг қия ўрнатилганлигидир; бу ҳол ёруғлик нурининг асосий юриш



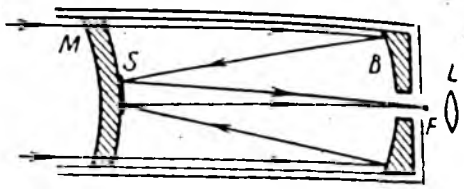
14.16-расм. Ньютон рефлекторининг схемаси.



14.17-расм. Ломоносов—Гершель рефлекторининг схемаси.



14.18-расм. Кассегрен рефлектори-нинг схемаси.



14.19-расм. Д. Д. Максутовнинг менискли телескопларидан бирининг схемаси.

йўлларида экранловчи тўсиқларни йўқотишга имкон беради. Ўққа қия бўлган дасталар билан ишлаш заруратн бу рефлекторларда тасвирлар сифатини ёмонлаштиради.

Гарчи рефлекторларда хроматик аберрация бўлмаса-да, кўзгулар сферик шаклда бўлганда сферик аберрация анча кучли халақит беради. Шунинг учун яхши рефлекторларда асферик кўзгулар, масалан, ясалиши техник жиҳатдан анча қийинроқ бўлган айланиш параболоиди шаклидаги кўзгулар ишлатишга тўғри келади. Одатда 14.18-расмда кўрсатилганга (Кассегрен системаси) ўхшаган икки асферик кўзгудан (бош кўзгу ва иккиламчи кўзгудан) тузилган мураккаб системалар қўлланилади. Бундай рефлекторлар ҳар бир кўзгудан ҳосил бўладиган аберрацияларнинг ўзаро компенсацияланиши ҳисобига янада такомилланиши мумкин.

Шундай қилиб, эллиптик ва гиперболик кўзгулар ишлатиб шундай системалар яратиш мумкинки, буларда сферик абберация-гина эмас, балки кома ҳам тузатилган бўлади. Афтидан, энг такомиллашган гигант телескоплар мана шу тариқа яратилиши мумкин бўлади.

Оптик жиҳатдан ажойиб бўлган ва қиёсан арзонга тушадиган системалар яратиш соҳасида эришилган ютуқлар шундан иборатки, оптикада кўзгу ва линзалар аралаш ишлатилган системалар яратилди, буларда зарарли бир қатор аберрациялар жуда тўлиқ йўқотилган. Бу турдаги энг такомиллашган система Д. Д. Максутовнинг менискли системалари бўлиб (14.19-расм), уларда қайтарувчи сферик B кўзгу сферик сиртли M мениск билан бирга ишлатилади (қ. 77-§). Тегишли қилиб ҳисобланган менискни унинг аберрациялари кўзгунинг аберрацияларини компенсациялайдиган қилиб олиб, бош аберрациялари ўшандай нисбий тешикли линзали системанинг мос аберрацияларидан кўп марта кам бўлган системалар яратиш мумкин. Масалан, Д. Д. Максутов берган маълумотга кўра, нисбий тешиги 1 : 5 бўлган менискли системада (линзали эквивалент объективникига қараганда) сферик аберрация 11 марта, кома 11 марта, сферохроматик аберрация 124 марта, иккиламчи спектр 640 марта ва катталаштириш хроматизми 3,8 марта кам. Роят зўр бўлган бу афзалликлар билан бирга ҳисоб қилиш ва ясаш (сферик

сиртлар ясаш!) осонлиги менискли системаларни оптика техникасининг ажойиб ютуғи даражасига кўтаради. Мана шу принцип асосида ниҳоятда камол топган ҳар қандай тур рефлектор қуриш мумкин. Масалан, 14.19-расм Максутов принципи билан Кассегрен типида телескоп ясашни кўрсатади. Ҳозирги вақтда аъло даражали астрономик асбоблар ҳам, турмушда ишлатиладиган оддийгина асбоблар ҳам (кўзойнак дурбин, фотообъектив ва бошқалар) ўша принципда ясалади.

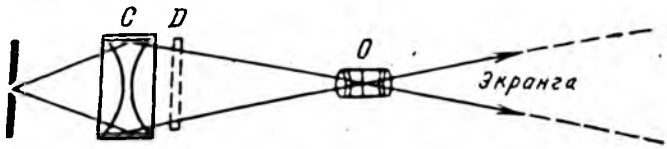
93- §. Проекцияловчи қурилмалар

Олдинги параграфда кўриб ўтилган оптик асбоблар кўзга ёрдам беришга мўлжалланган бўлиши билан бирга буюмнинг *мавҳум* тасвирини ҳосил қилади; бу тасвирни окулярдан қараб турган фақат битта кузатувчигина кўради (субъектив кузатиш). Асбобларнинг бошқа бир тури ҳақиқий тасвир ҳосил қилади, бу тасвир экранга туширилиши ва шунинг учун уни бир вақтда кўп одам кўриши мумкин (объектив кузатиш). Бу асбоблар *проекцияловчи* асбоблар деб аталади; улар (проекцион фонарь, киноаппарат) кейинги вақтларда айниқса кўп тарқалди.

Проекцияловчи системанинг вазифаси ёруғлик чиқараётган ёки ёритилаётган буюмнинг катталаштирилган ҳақиқий тасвирини ҳосил қилишдир. Бунинг учун буюм проекцион объективнинг бош фокал текислиги яқинига қўйилади; тасвир аниқ бўлиши учун объектив сурила оладиган қилиб ишланган. Ўлчамлари проекцион объективнинг ўлчамларидан катта бўлган диапозитив ёки чизмаларни проекциялаш кўпроқ тарқалган. Проекцион объективнинг сферик ва хроматик аберрациялари, астигматизм ва кўриш майдонининг эгриланиши каби нуқсонлари тузатилган бўлиши керак. Яхши проекцион объектив ўзининг сифатлари жиҳатидан фотообъективга яқин бўлади.

Тасвирни кўп катталаштиришда буюмдан келаётган ёруғлик оқимидан яхши фойдаланиш муҳим масала ҳисобланади, чунки бу оқим катталашган тасвирнинг катта сиртига тақсимланиши керак. Буюмнинг ўлчамлари каттароқ бўлгани учун буюмдан келаётган бутун ёруғликни қиёсан кичик проекцион объективга туширишга имкон берадиган махсус ёритиш қурилмаси зарур. Бу мақсадда қисқа фокусли каттагина *С* конденсордан фойдаланилади; 14.20-расмда кўрсатилган конденсор шундай турибдики, ундан чиққан ёруғлик проекцион *О* объективнинг кириш қорачиғига тўпланади. Иккинчи томондан, объектив билан *D* буюм орасидаги масофа тасвирнинг аниқ бўлишига мос келиши лозимлиги туфайли конденсор билан объектив бир-бирига мосланган бўлиши керак.

Ёритиш кучи катта бўлган замонавий объективлар ношаффоф буюмларни ҳам қулай проекциялаш имконини яратди (*эпипроекция*). Бу ҳолда буюм (чизма) лампа ва кўзгулар воситасида ён



14.20- расм. Нурларнинг проекцияловчи қурилмадаги йўлининг схематик тасвири.

C конденсор ёруғлик манбаини *O* объективнинг кириш қорачиғига проекциялайди. *O* объектив *D* диапозитивни узоқдаги экранга проекциялайди.

томондан кучли равишда ёритилади ва ёритиш кучи катта бўлган объектив ёритилган буюмни экранга проекциялайди. Кўп асбобларда шаффоф (диа) ва ношаффоф (эпи) буюмларни проекциялайдиган қурилма бирга ишлатилади. Бундай асбоблар *эпидиаскоплар* деб аталади.

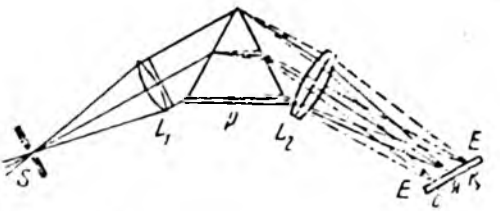
Микроскопик буюмларни проекциялашда окуляри ўрнига махсус проекцион қурилма ўрнатилган микроскоп қўлланилади; тегишлича суриб қўйилган одатдаги окуляр ишлатилганда ҳам, ҳатто окулярсиз ҳам экранда ҳақиқий тасвир ҳосил қилиш мумкин.

Микроскопда жуда катталаштириб проекциялашдаги асосий қийинчилик тасвир ёритилганлигининг заифлигидадир. Ёритиш қурилмалари кўп такомиллаштирилганига қарамай, катта аудиторияларда микропроекциялаш шу чоққача яхши натижа бермади.

94- §. Спектрал аппаратлар

Оптик асбоблар орасида спектрал аппаратлар анча муҳим ўрин эгаллайди; бу аппаратлар ёруғлик чиқараётган буюмнинг тасвирини ҳосил қилишга эмас, балки буюмдан келаётган ёруғликнинг спектрал таркибини текширишга мўлжалланган. Спектрал аппаратнинг муҳим қисми ёругликни тўлқин узунликларига қараб ажратадиган қурилмадир. Бундай вазифани дисперсияси анча катта бўлган материалдан ясалган призма, дифракцион панжара ёки бирор интерференцион асбоб бажаради. Дифракцион панжара ва интерференцион асбоблар монохроматик ёруғликка анча яқин бўлган ёругликни батафсил анализ қилиш учун хизмат қилади, чунки бу асбобларнинг дисперсион соҳаси жуда чегаралангандир. Шунинг учун улар кўпинча призматик ёки дифракцион спектрал аппаратлар билан бирга қўшиб ишланган бўлади, бу аппаратлар энг кўп тарқалган.

Призмали спектрографнинг схематик тузилиши 14.21-расмда кўрсатилган. Агар спектрал аппарат ёруглик чиқарувчи жуда энсиз буюмнинг спектрал ранглари тасвирини бера олса, тоза спектр олиш мумкин, чунки тўлқин узунлиги жиҳатидан яқин бўлган тас-



14.21-расм. Нурларнинг спектрографдаги йўлининг схематик тасвири.

S—тирқиш; L_1 — коллиматор объективи; P — призма; L_2 — камера объективи; EE—фотопластинка.

вирлар бир-бирининг устига тушмайди. Шунинг учун асбобнинг муҳим қисми икки пичоқдан иборат бўлган S тирқиш ҳисобланади; пичоқларни винт ёрдамида бир-бирига яқинлаштириш ёки бир-биридан узоқлаштириш мумкин. Тирқишнинг ишчи кенглиги миллиметрнинг мингдан бир улушларидан тортиб ўндан бир улушларигача боради; махсус мақсадларда бундан ҳам кенгроқ тирқишлар ишлатилади.

Объектив ва призмалар системаси тирқишнинг аниқ тасвирини фотографик пластинка турган EE текисликка туширади. Тирқишдан ўтган ёруғлик призма орқали ўтиши керак бўлгани сабабли астигматизмни йўқотиш учун призмага тушаётган нурлар дастаси параллел дастага айлантирилади (қ. 84-§). Бу мақсадга олдинги труба (коллиматор) хизмат қилади, труба ичида S тирқиш L_1 линзанинг фокал текислигига қўйилади. Тирқишнинг ўлчамлари жуда кичик (эни миллиметрнинг юздан бир улушларидан бир нечтаси ва баландлиги 3—4 мм) бўлгани ва ўзи L_1 объектив ўқида жойлашгани учун объективнинг асосан сферик ва хроматик аберрациялари тузатилган бўлиши керак; шундай қилинганда турли тўлқин узунликлари учун дасталар параллел бўлади. Шунинг учун одатда коллиматорнинг объективи ёпиштирилган ахроматик линза тарзида ишланади.

Призмадан чиқадиган параллел дасталарда тўлқин узунликлари турлича бўлган нурлар турли йўналишга эга бўлади; бу йўналишлар призмаларнинг материалига ва сонига қараб бир неча градусга тенг бурчаклар ҳосил қилади. Бироқ дисперсия катта бўлганда ҳам йўналишлар фарқи бир неча градусдан ортмайди. Шунинг учун камера объективининг кўриш майдони унча катта бўлмайди; ўшанинг эвазига замонавий аппаратларда кўпинча нисбий тешиги* катта бўлган объективлар талаб қилинади. Бу объективларнинг сферик аберрацияси ва комаси тузатилган бўлиши лозим. Хроматик аберрацияни тузатиш шарт эмас, чунки тўлқин узунлиги турлича бўлган нурлар пластинканинг турли нуқталарида тасвир беради. Шу сабабли турли тўлқин узунликлари учун пластинкани тегиш-

* Диаметри 15 см чамасида бўлган объективининг нисбий тешиги 1 : 0,7 бўлган спектрографлар бор.

лича оғдириш орқали тасвир аниқ бўладиган қилинади. Бироқ системани шундай ҳисоб қилиш керакки, бунда ҳосил бўладиган спектр бир текисликда ётадиган бўлсин. Акс ҳолда фотопластинкани тегишлича эгиш керак, пластинкани махсус шаклда ишланган кассета эгади.

Объективларнинг ўлчамлари призмаларнинг ўлчамларига мувофиқ равишда шундай танланадики, бунда турли тўлқин узунлигига мос келган турли йўналишдаги дасталар диафрагмаланиб қолмасин. Призманинг ўлчамлари катта бўлганда асбобга тушадиган ёруғлик миқдоригина (аппаратнинг ёритиш кучи) эмас, асбобнинг ажрата олиш қобилияти, яъни узунлиги бир-бирига яқин бўлган тўлқинларни фарқ қилиш имконияти ортади (қ. 100-§).

Коллиматорнинг оптик ўқида ётган тирқиш марказидан чиқаётган параллел дастанинг тушиш текислиги призманинг бош кесимидир; тирқишнинг бошқа нуқталаридан чиқаётган дасталар бош кесимга бурчак ҳосил қилиб тушади ва тирқишнинг тегишли нуқтаси марказдан қанча узоқда ётган бўлса, бу дасталар шунча кучлироқ синади. Шунинг учун тўғри чизиқ шаклидаги тирқиш ёй тарзида тасвирланиб, бу ёйнинг қаварик томони спектрнинг қизил четига қараб туради. Тирқиш қанча юқори ва коллиматор объективининг фокуси қанча қисқа бўлса, спектрал чизиқларнинг бу *эгриланиши* шунчалик катта бўлади.

Кўринадиган ёруғлик билан ишлашга мўлжалланган асбобларда призма (ва линзалар) дисперсияси катта бўлган шишадан (флинтдан) ясалади, ультрабинафша нурлар билан ишлашга мўлжалланган асбобларда призма (ва линзалар) кварц ёки сильвиндан ($\lambda > 200$ нм учун) ва флюоритдан ($\lambda < 200$ нм учун) ясалади. Инфрақизил спектрографлар оптикаси тош туз ёки сильвиндан, шунингдек кварц, флюорит ва бошқа махсус материаллардан ясалади.

Тўлқин узунлиги турлича бўлган нурлар йўналиши орасидаги бурчак ($\Delta\varphi/\Delta\lambda$ бурчакли дисперсия) призмалар сонига, уларнинг материалига ва синдирувчи бурчакларининг катталигига боғлиқ. Призмалардан баъзилари 86-§ да тавсифлаб берилган. Призмадаги дисперсия призманинг параллел нурлар дастасида тутган вазиятига ҳам боғлиқ. Нурларнинг тушиш бурчаги минимал оғишга (қ. 86-§) мос келадиган бурчакдан кичик бўлиб қолганда дисперсия кўп ортиб кетади. Бироқ бундай вазиятда чиқаётган дастанинг эни тушаётган дастанинг энидан анча кичик бўлиб қолиб, призма тасвирни катталаштирувчи телескопик система каби ишлайди (қ. 111-машқ). Бу аҳвол спектрал аппаратнинг ёритиш кучига ёмон таъсир кўрсатади. Призмалар бундай ўрнатилганда бурчакли дисперсия анча ортиқ бўлгани туфайли янада қисқа фокусли объективлар ва, бинобарин, ёритиш кучи янада юқори бўлган объективлар ишлатиш мумкин. Шунинг учун гарчи кўпчилик спектрографларда призма минимал оғишга мос қилиб ўрнатилса-да, бундай системалар баъзан қўлланилади (В. М. Чулановский). Турли тўлқин узунлигига мос

келган чизиқлар (пластинкадаги чизиқлар) орасидаги масофа ($\Delta l/\Delta\lambda$ чизиқли дисперсия) камера объективининг f' фокус масофасига боғлиқ:

$$\frac{\Delta l}{\Delta\lambda} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda} f'. \qquad (94.1)$$

Тирқишнинг фотопластинкадаги тасвирининг катталиги коллиматор ва камера объективларининг f ва f' фокус масофаларига боғлиқ. Тирқишнинг эни b ва баландлиги h, унинг тасвирининг эни b' ва баландлиги h' бўлсин. Призмалар минимал оғдириш вазиятида ўрнатилганда

$$b' = bf'/f \text{ ва } h' = hf'/f$$

эканлигини кўриш осон. Минимал оғдириш вазиятига қўйилганда ва ёруғлик монохроматик бўлганда тирқиш S юзининг унинг тасвирининг S' юзига нисбати қуйидагига тенг бўлади:

$$S/S' = f^2/f'^2. \qquad (94.2)$$

Бу нисбат спектрографнинг ёритиш кучини ҳисоб қилишда аҳамиятга эга бўлади; f'^2 қанча катта бўлса, спектрографнинг ёритиш кучи шунча кичик бўлади (қ. 135-машқ).

Шундай қилиб, камера объективининг фокус масофаси (f') ортиши спектрографнинг ёритиш кучини камайтириб, чизиқли дисперсиясини орттиради. Чизиқли дисперсиясининг ортиши жуда фойдали бўлиши мумкин, чунки фотоэмульсиялар донадор структурали бўлгани туфайли икки чизиқ тасвирининг фотопластинкада яқин жойлашиши уларни фарқ қилишни қийинлаштиради.

Спектрал асбобни ёруғликдан яхши фойдаланадиган қилиш учун кўпинча тирқиш билан ёруғлик манбаи орасига ёрдамчи линза (конденсор) қўйилади, бу ҳолда коллиматорнинг объективи ёруғлик билан *тўлдирилади*. Конденсорнинг ундан чиқадиган даста апертураси коллиматор апертурасидан ортиқ бўладиган ўлчамини орттириш ёруғлик оқимидан фойдаланиш нуқтаи назаридан бефойдадир, бироқ коллиматорни бир оз ортиқча тўлдириб ёритишнинг анча афзаллиги бор, чунки бу ҳол назарий жиҳатдан осон анализ қилинадиган ёритиш шароитларини яратишга имкон беради (ёритишнинг когерентлик даражаси камайиши, қ. 22-§). Тирқишдан тегишли масофада жойлашган ёруғлик манбаининг чизиқли ўлчамлари катта бўлганда коллиматор конденсор ёрдамисиз соф геометрик жиҳатдан ёруғлик билан тўлдирилади. Бироқ ёруғлик манбаининг ўлчамлари кичик бўлганидагидек, бу ҳолларда ҳам кўпинча ҳатто тузилиши мураккаброқ бўлган конденсорлар ишлатилади, бундай қилинганда ёруғлик манбаининг бирор қисми ажратилади, тирқиш бир текис ёритилади ва тасвирнинг ёритилганлиги бир текис бўлади (виньетирлашни тузатиш, қ. 89-§).

95-§. Ёруғликни сезиш. М. В. Ломоносовнинг «Тунда кўриш трубаси»

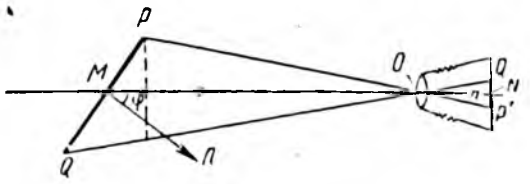
Энди инсоннинг идрок этиш аъзолари ёруғликни қандай сезишини ва ёруғликни сезишда оптик асбобларнинг роли қандай эканини кўриб чиқамиз.

Кўзнинг тўр пардасига ёруғлик тушиши туфайли кўриш нервлари таъсирланади, яъни кўз ёруғликни сезади. Тўр парданинг ҳар бир элементи бир-биридан мустақил равишда таъсирланади, шу сабабли тўр парданинг ёритилган сиртининг ортиши айрим элементларнинг ёруғликдан таъсирланишини кучайтирмайди, балки ёритилган майдоннинг ортишидек ҳис этилади. Шунинг учун ёруғлик сезгиси тўр парданинг *ёритилганлиги* билан, яъни тўр парданинг бирлик юзига тўғри келадиган ёруғлик оқимининг катталиги билан аниқланади. Бу жиҳатдан қараганда кўз фотоаппаратга ўхшайди; фотоаппаратда ҳам пластинканинг тайинли ҳар бир жойда қорайиши унинг ёритилганлигига боғлиқ бўлади, ёритилган қисм ўлчамларининг ортиши тасвир майдонини орттиради, холос*.

Бироқ фотопластинка кўздан фарқли ўлароқ, ёруғлик оқимини вақт бўйича жамлайди (*интеграллайди*), оқибатда узоқ вақт ёритилса пластинканинг ҳар бир жойи кўпроқ қораяди; шу туфайли жуда заиф ёруғлик оқимларини қайд қилишда фотопластинкадан фойдаланиш мумкин, бунинг учун бу оқимлар етарлича вақт давомида пластинкага тушиб турадиган бўлиши керак. Аксинча, ёруғлик таъсирининг узоқ давом этиши умуман айтганда кўзнинг ёруғлик сезишини орттирмайди ва тўр парданинг ёритилганлиги биз ёруғлик сезмайдиган даражада жуда оз (таъсирланиш бўсағасидан паст) бўлса, у ҳолда кўзга узоқ вақт ёруғлик тушириб турган билан кўз бу заиф ёруғликни сезмайди. Бироқ кўзнинг ёритиш шароитлари ўзгаришига лаёқатланиш қобилияти (адаптация) борлиги ва бошқа физиологик процесслар (қ. 193-§) туфайли вақт кўриш туйғусида маълум роль ўйнайди.

Кўз ва фотопластинкадан фарқли ўлароқ, фотоэлемент ёруғликка сезгир сиртнинг ёритилганлигини эмас, балки ёруғлик оқимини сезади, чунки фототок, яъни ёруғлик таъсиридан вақт бирлиги ичида чиқадиган электронлар сони бир секунд ичида бутун ёритилган сирт ютадиган ёруғлик энергияси миқдорига пропорционалдир. Шунинг учун фотоэлементнинг сезгирлиги одатда люменга микроампер ҳисобида ифодаланади. Агар ажралиб чиққан зарядлар миқдори ўлчанса (сиғимли электрометр), фотоэлемент ёруғлик таъсирини вақт бўйича жамловчи асбоб сифатида ҳам ишлайди;

* Тўр парданинг ёритилганлиги ўзгармас бўлган ҳолда ёруғлик туйғуси маълум даражада тасвирнинг ўлчамларига боғлиқ бўлиб, тасвир 5—7° бурчак остида кўринганда ёруғлик туйғуси максимум бўлар экан. Ҳали бу ҳодисанинг сабаби топилган эмас, эҳтимол у кўзнинг физиологик хусусиятларига алоқадор бўлган ҳодисадир.



14.22- расм. Тасвирнинг ёритилганлиги билан буюм равшанлиги ва оптик системанинг параметрлари орасидаги муносабатни келтириб чиқаришга оид.

агар ҳосил бўлаётган токнинг кучи ўлчанса (гальванометр), ёруғлик таъсири вақт бўйича жамланмайди.

Айтиб ўтилган фарқлар туфайли, бу асбобларга ёритилган буюм яқинлаштирилиши уларга турлича таъсир кўрсатади. Фотоэлементга ёруғлик чиқарувчи сирт яқинлаштирилганда ёруғлик оқими ортади ва бинобарин, таъсири ортади. Кўз ва фотокамерада аҳвол бошқача, чунки ёруғлик чиқарувчи сирт яқинлаштирилганда ёруғлик оқимигина эмас, балки тасвирнинг ўлчами ҳам ўзгаради.

Камерага тўғриланган ёки кўз кўриб турган ёруғлик чиқарувчи сирт PQ бўлсин (14.22- расм), O — системанинг оптик маркази, $P'Q'$ — тасвир, $r = MO \approx OP \approx OQ$ — буюмгача бўлган масофа, $ON = h$ — тасвиргача бўлган масофа (камера ёки кўз чуқурлиги). Системанинг кириш қорачиғининг (объектив диафрагмаси ёки кўз қорачиғининг) юзини S билан, PQ нинг юзини σ билан, $P'Q'$ нинг юзини σ' билан белгилаймиз. Кўриниб турибдики,

$$\sigma' = \sigma \cos\varphi \frac{h^2}{r^2} \cdot$$

Ёруғлик чиқарувчи сиртнинг равшанлиги B бўлса (ҳиссб соддароқ бўлиши учун сирт Ламберт қонунига бўйсунади, яъни B равшанлик йўналишга боғлиқ эмас, деб фараз қиламиз), у ҳолда системага келиб тушаётган оқим

$$\Phi = B\sigma \cos\varphi \cdot \Omega = B\sigma \cos\varphi \frac{S}{r^2} \qquad (95.1)$$

бўлади, чунки системага келаётган оқимнинг фазовий бурчаги қуйидагига тенг:

$$\Omega = S/r^2.$$

Шундай қилиб, фотопластинканинг (тўр парданинг) ёритилганлиги қуйидагига тенг:

$$E = \Phi/\sigma' = BS/h^2. \qquad (95.2)$$

Кўриб турибмизки, S/h^2 нисбатнинг тайинли қийматида тасвирнинг ёритилганлиги манбанинг равшанлигига пропорционал. Шундай қилиб, кўзнинг кўриш туйғуси масофага боғлиқ эмас, чунки r ўзгарганда h деярли ўзгармайди. Масалан, биз узун кўчадаги бир қатор фонарларни кўрганимизда улар биздан ҳар хил масофада турган бўлишига қарамай, кўриш туйғуси бўйича биз уларни бир

хилда равшан деб ҳисоблаймиз (албатта, атмосфера жуда тоза бўлган ҳолда) (қ. 10-машқ). Бу фикр фотокамера учун ҳам тўғри бўлади, фақат буюм h ни орттириш керак бўладиган даражада яқин келтирилган бўлмаса бас. Буюмлар узоқда бўлганда h масофа объективнинг f фокус масофасига деярли тенг бўлади. Шундай қилиб, фотокамерадаги ёритилганлик объективнинг $(D/f)^2$ ёритиш кучига пропорционал. Равшанлиги кам буюмларни кўришда (фотосуратга туширишда) биз кўзимизнинг қорачиғини нима учун кенгайтиришимизни (ёки объективнинг апертура диафрагмасини орттиришимизни) $E = BS/h^2$ муносабат кўрсатади.

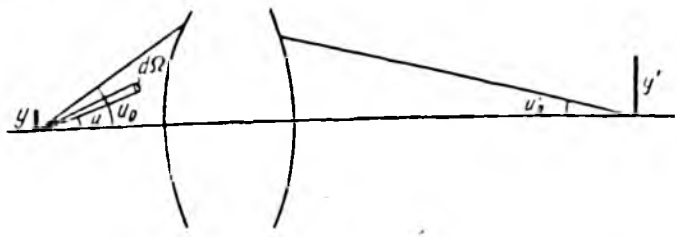
Тўр парданинг ёритилганлиги буюмнинг равшанлигига пропорционал бўлгани учун, жуда равшан буюмларни кўриш кўзни огритади. Равшанликнинг кўз огримасдан чидайдиган юқориги чегараси $16 \cdot 10^4$ кд/м^2 чамасида эканлиги тадқиқотлардан аниқланган. Демак, чўғланма лампанинг толасига қарашга кўз ожизлик қилади. Агар ўша толанинг ўзи хира колба ичига қўйилган бўлса, деярли айни ўша оқимни каттароқ сирт юборади ва равшанлик кўп пасаяди. Шундай қилиб, турли ёритиш арматуралари кўзлаган мақсадлардан бири (қ. 7-§) ёруғлик оқимини ва демак, буюмларнинг ёритилганлигини сезиларли даражада пасайтирмаган ҳолда ёруғлик манбаларининг равшанлигини камайтиришдир.

Жуда олисдаги буюмларни кўришда улар тасвирининг ўлчами кўзнинг ажрата олиш қобилиятига алоқадор бўлган лимит қийматига қадар кичраяди. Бундай ҳолда ўртача ёритилганлик буюмнинг равшанлигига боғлиқ бўлмай қолади. Тасвирнинг ўлчами ўзгармас бўлгани учун ёритилганлик кўзга тушаётган ёруғлик оқимига пропорционал бўлади, ёруғлик оқими эса манбанинг ёруғлик кучига ва манбадан кўзгача бўлган масофага боғлиқ. Шунинг учун, масалан, диаметри кўринадиган бурчак (бурчакли диаметри) бир секунддан кичик бўлган юлдузлар кўзни қамаштирмайди, ваҳоланки уларнинг ҳақиқий равшанлиги кўпинча Қуёш равшанлигидан ортиқ; Қуёш диаметри кўринадиган бурчак (32′) кўзнинг ажрата олиш чегарасидан (1′ дан) анча катта бўлгани туфайли Қуёш кўзни ниҳоятда кучли қамаштиради.

Оптик асбобдан фойдаланганда биз буюмнинг ўзини эмас, балки унинг тасвирини кўрамиз ёки бу тасвир бирор аппаратга таъсир қилади. Бу тасвирнинг равшанлигини аниқлаш учун ундан чиқаётган ёруғлик оқимини, тасвирнинг юзи ва шу оқимни чегаралаб турган фазовий бурчакни ҳисоблаш керак.

B равшанлиги йўналишга боғлиқ бўлмаган (яъни ҳамма йўналишда бир хил бўлган) ёруғлик манбаи бирор оптик система воситасида бузилмасдан (апланатик равишда, 85-§ га солиштиринг) акслансин, деб фараз қилайлик (14.23-расм). Тасвирнинг B' равшанлигини топамиз.

Манбанинг чизиқли ўлчамлари, юзи ва апертурасини y, σ ва u_0 билан, тасвирнинг ўлчамлари, юзи ва апературасини y', σ' ва u_0'



14.23-расм. Оптик системадаги тасвирнинг равшанлигини ҳисоблашга оид.

билан белгилаймиз; σ юз y^2 га пропорционал, σ′ юз эса y'^2 га пропорционал. Манбадан келаётган тўлиқ оқимни ҳиссблаб топиш учун элементар фазовий $d\Omega$ бурчак орқали ўтаётган оқимни ҳиссблаб топиб, уни бутун апертура бўйича интеграллаймиз. Равшанки (7-§ га солиштиринг), $d\Omega = \sin u\, du\, d\theta$, бу ерда u — элементар дастанинг ўқи билан система ўқи орасидаги бурчак, θ — азимутал бурчак (система ўқи атрофида). Айни вақтда u бурчак элементар даста билан σ юзга ўтказилган нормал орасидаги бурчак ҳам бўлгани учун σ юздан ўтаётган элементар оқим $d\Phi = B\sigma \cos u d\Omega = B\sigma \cos u \sin u\, du\, d\theta$ (7-§ га солиштиринг), u_0 апертура ичидаги тўлиқ оқим

$$\Phi = \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{u_0} B\sigma \cos u \sin u\, du = \pi B \sigma \sin^2 u_0.$$

Шунга ўхшаш, тасвирдан келаётган оқим Φ′ га тенг:

$$\Phi' = \pi B' \sigma' \sin^2 u_0'.$$

Апланатизм шарти (синуслар шарти)

$$n y \sin u_0 = n' y' \sin u_0'$$

ёки

$$n^2 \sigma \sin^2 u_0 = n'^2 \sigma' \sin^2 u_0',$$

бу ерда n ва n' — манба ва тасвир ётган муҳитларнинг синдириш кўрсаткичлари. Системада оқимлар исрофини ҳиссбга олмасак,

$$\Phi = \Phi'$$

бўлади. Шундай қилиб, ниҳоят

$$B' = Bn'^2/n^2$$

эканини топамиз. Агар $n = n'$ бўлса, яъни манба билан тасвир айни бир муҳитда, масалан, ҳавода бўлса, у ҳолда

$$B' = B$$

бўлади. Шундай қилиб, системада ёруғлик оқимининг қайтиш ва ютилиш ҳисобига исроф бўлиши эътиборга олинмаса, шунингдек

тасвир манба турган муҳитда ҳосил бўлса, ҳар қандай системада тасвир ҳосил бўлишида тасвирнинг равшанлиги манбанинг равшанлигига тенг бўлади.

Бу хулоса оптик система тасвирнинг ўлчамларини камайтириш билан бирга ёруғлик оқими юбориладиган фазовий бурчакни оширишининг (79-§ га солиштиринг) оқибатидир. Шундай қилиб, биз буюмга оптик система орқали қараганимизда равшанликдан ютмаймиз. Бироқ бу фикр ўлчамлари асбобнинг ажрата олиш чегарасидан катта бўлган буюмларни кузатишдагина тўғри бўлади. Акс ҳолда объективнинг диаметри қанча катта бўлса, кўзнинг тўр пардасида ҳосил бўладиган ўзгармас катталикдаги тасвир шунча кўп ёруғлик оқими олади. Шундай қилиб, катта телескоп орқали қараганда кўзга бевосита кўринмайдиган юлдузларни кўриш мумкин, чунки улар осмон гумбази фонида кўринмайди. Телескоп орқали қаралганда ўлчами катта бўлган буюм сифатидаги осмон гумбазининг равшанлиги ўзгармайди (ёруғлик оқимининг асбоб ичидаги исрофлари эътиборга олинмаганда), юлдуз тасвирининг равшанлиги (тўр пардадаги тегишли жойнинг ёритилганлиги) эса объектив юзининг қорачиқ юзига нисбати каби, яъни бир неча минг марта ортади. Гарчи оптик система тасвирнинг равшанлигини орттира олмаса-да, системага тушаётган оқимни тасвирнинг кичик ёки катта юзига тўплаш орқали тасвирнинг *ёритилганлигини* анча ўзгартира олади. Равшанлиги кичик буюмларни фотосуратга олишда ёритиш кучи катта бўлган фотообъективларнинг аҳамияти зўр эканлиги ана шундан кўринади (қ. 135-машқ).

Шуни ҳам қайд қилиш керакки, гарчи равшан манбага (Қуёшга) дурбин орқали қараганда тасвирнинг равшанлиги фақат камайса-да, кўз қамашиш хавфи кўп ортиб кетади. Бунинг сабаби қуйидагича: тўр парданинг кўзни қамаштирадиган таъсир тушадиган юзи қанча катта бўлса, у шунча кўп зарарланади, чунки киши организми бу зарарли таъсирни нейтраллаб улгуролмайди.

Шундай қилиб, оптик система ўлчами катта бўлган буюмнинг равшанлигини орттира олмайди, ёруғликнинг линзалар сиртидан қайтиши ва шишада ютилиши ҳисобига равшанликни деярли ҳамиша бирмунча камайтиради. Шунга қарамасдан, буюмлар ёритилганлиги заиф бўлганда оптик система буюмнинг *кўринувчанлигини яхшилаш* жиҳатидан фойда келтириши мумкин. Сабаб буюмнинг тафсилотини яхши ажрата билишдадир. 91-§ да айтиб ўтилганидек, ёритилганлик кам бўлганда кўзнинг ажрата олиш қобилияти пасаяди. Ёритилганлик люкснинг ўн мингдан бир улушларигача тушиб қолган тунги шароитларда буюмнинг ёритилганлиги фоннинг ёритилганлигидан ўн марта ортиқ бўлганда ҳам кўзнинг ажрата олиш қобилияти 1′ дан 1° гача миқдорда ўзгаради. Бундай шароитларда кўриш бурчагини дурбиннинг орттириб бериши буюмнинг дурбинсиз қараган кўз деярли ажрата олмайдиган контури ва катта-катта қисмларини ажрата олиш учун анча афзаллик ҳисобланади. Айни

мана шу маънода оптик труба ва дурбинлар тунги шароитда фойдали бўлади; буни биринчи марта М. В. Ломоносов ҳисобга олиб, 1756 йилда биринчи «тунда кўриш трубаси» қурган.

Тунги кузатишларга мўлжалланган трубалар ўзларига келиб тушадиган ёруғлик оқимини тўлиқ ишлатиш шарти билан имкон борича кўпроқ катталаштирадиган бўлиши керак. Шунинг учун бу трубаларда ёруғликнинг қайтиши ҳисобига бўладиган исрофлар максимал равишда камайтирилиши лозим (қайтарувчи сиртлар сони оз ва равшанлашган оптика ишлатиш, қ. 135-§). Бутун ёруғлик оқими кўзга тушадиган бўлиши учун трубанинг чиқиш қорачиғи одам кўзининг қорачиғидан (6—8 мм дан) ортиқ бўлмаслиги керак. Максимал катталаштириш учун объективнинг ўлчамларини чиқиш қорачиғи кўз қорачиғига мос келадиган қилиб имкон борича орттириш мумкин (қ. 92- §).

XV боб

ОПТИК АСБОБЛАРНИНГ ДИФРАКЦИОН НАЗАРИЯСИ

Ҳар қандай оптик система берадиган тасвир интерференция натижасидир, чунки нурлар оптикасининг ҳамма қонунлари (тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш, синиш, қайтиш қонунлари) оқибатда ёруғлик тўлқинининг турли қисмларининг ўзаро интерференциялашувидан келиб чиқувчи қонунлардир. Биз бу мулоҳазадан, маслан, синуслар шартини келтириб чиқаришда фойдаландик (қ. 85- §). Шунинг учун оптик тасвирнинг тўла назарияси, бинобарин хар қандай типдаги оптик асбобларнинг назарияси ҳам интерференцион назария бўлмоғи лозим. Хусусан ёруглик тўлқинининг системанинг кириш қорачиғи (оптик система ташкил этувчи линза, кўзгу ва диафрагмаларнинг четлари) ажратиб оладиган нурлар конусининг чегараланган бўлишига боглиқ бўлган дифракция оқибатида принципиал равишда тасвирлар стигматик бўлмай қолади. Бу дифракцион ҳодисалар туфайли идеал стигматикликнинг бўлиши мумкин эмас: нуқта дифракцион доирача бўлиб тасвирланади ва бу ҳол тасвирнинг жуда нозик тафсилотларини фарқ қилиш имкониятини чеклайди. Шундай қилиб, тасвир тафсилотларининг фарқ қилиниши чегараси (оптик асбобнинг ажрата олиш кучи) ҳақидаги масала — ҳал қилиниши учун оптик системадаги дифракцион процесслар кўриб чиқилиши зарур бўлган масаладир.

96- §. Объективнинг ажрата олиш кучи

Трубанинг ёки фотоаппаратнинг объективига чексиз узоқдаги ёруғлик манбаидан, масалан, юлдуздан келаётган ясси тўлқин тушаётган бўлсин. Трубанинг тешигини чегаралаб турган доиравий

гардишнинг четларидаги дифракция оқибатида объективнинг фокал текислигида нуқтанинг стигматик тасвири эмас, балки турли жойлари турлича ёритилган мураккаб тасвири ҳосил бўлади; интенсивлиги тез камая бориб, қоронғи ҳалқага айланиб кетувчи марказий максимум ҳосил бўлади; ҳалқа шаклида кучсизроқ, иккинчи максимум ва ҳоказо ҳосил бўлади (қ. 42-§, 9.7-б расм). Биринчи қоронғи ҳалқанинг радиуси учи объективнинг марказида бўлган φ бурчак остида кўринади. Агар тушаётган ёруғлик монохроматик бўлиб, тўлқин узунлиги λ ва объективнинг диаметри D бўлса, у ҳолда бу бурчакнинг қиймати

$$D \sin \varphi = 1{,}22 \lambda \qquad (96.1)$$

шартдан аниқланади. Объективга оқ ёруғлик туширганда манзара ана шундай монохроматик манзараларнинг қатланишидан иборат бўлади.

Фокал текисликдаги биринчи қоронғи ҳалқанинг r радиуси $r = f \operatorname{tg} \varphi$ бўлади, бу ерда f — объективнинг фокус масофаси. φ бурчак кичик бўлганлиги сабабли, $r = 1{,}22\, f\lambda/D$, яъни объективнинг диаметри қанча катта бўлса, r шунча кичик бўлади*.

Агар объектив узоқдаги S_1 ва S_2 юлдузларга қаратилган бўлиб, бу юлдузлар орасидаги бурчакли масофа ψ бўлса, у ҳолда юлдузларнинг ҳар бири фокал текисликда дифракцион доирачалар беради, доирачаларнинг марказлари S_1 ва S_2 юлдузлар тасвирига мос келувчи нуқталарда бўлади (қ. 15.1-а расм).

S_1 ва S_2 манбалар когерент бўлмаган нурлар чиқаргани сабабли, кузатувчи кўрадиган манзара иккала доирачанинг ёруғ ва қоронғи ҳалқаларининг устма-уст тушишидан иборат бўлади. Агар доирачаларнинг марказлари бир-бирига яқин бўлиб, радиуслари катта бўлса, у ҳолда устма-уст тушган ҳалқалар системаси айрим-айрим икки тасвир таассуроти ҳосил қилолмаслиги ҳам мумкин, яъни бу ҳолда объектив икки нуқтани (икки ёруғлик манбаини) бир-биридан фарқ қила олмайди (ажрата олмайди). Тасвирнинг тафсилотларини фарқ қилишга тўсқинлик қилувчи ўзаро устма-уст тушишлик даражаси кўзнинг ёки фотопластинканинг контрастларга сезгирлигига боғлиқ, яъни бирмунча ноаниқ катталикдир. Рэлейнинг таклифига кўра, бир доирачанинг биринчи қоронғи ҳалқаси иккинчи доирачанинг ёруғ марказидан ўтгандаги вазият аниқлик учун ажрата олиш чегараси деб қабул қилинади (қ. 50-§). Бу ҳолда ёритилганлик тақсимотини тасвирловчи чизиқларнинг (15.1-б расм) кесишиш нуқтасидаги ординаталари максимумлар ординаталарининг 0,4 қисмидан кичик бўлади, шунинг учун натижавий чизиқнинг ўртадаги паст жойи ординатаси максимумлар ординатасининг 75%

* Баён қилинган фикрлар юпқа объективга оид. Умумий ҳолда объектив ҳақида эмас, балки унинг чиқиш қорачиғи ҳақида гапириш лозим.



15.1- расм. а) Орасидаги бурчакли масофа кичик бўлган икки узоқ юлдузни кузатгандаги дифракцион манзаранинг умумий кўриниши. б) Икки нуқтани тасвирлашда ажрата олиш чегараси (Рэлей критерийси.)

ини ташкил этади*. Нормал кўз ёки фотопластинка, умуман айтганда, ҳатто максимумдан 25% дан кам фарқ қилувчи паст жойни ҳам сеза олади.

Рэлей шартига мувофиқ келадиган вазиятда биринчи қоронғи ҳалқанинг φ бурчакли радиуси юлдузлар орасидаги ψ бурчакли масофага тенг бўлади. Демак, ажрата олинадиган бурчакли массфа

$$\sin\psi = \sin\varphi = 1{,}22\lambda/D = 0{,}61\,\lambda/R \qquad (96.2)$$

шартдан аниқланади, яъни объективнинг диаметри (ёки радиуси) қанча катта бўлса, бу бурчакли масофа шунча кичик бўлади. Одатда φ (ва ψ) бурчак кичик бўлганлиги сабабли,

$$\psi = \varphi = 0{,}61\,\lambda/R. \qquad (96.3)$$

деб ёзиш мумкин.

Чегаравий бурчакка тескари бўлган катталик *ажрата олиш кучи* дейилади:

$$\mathscr{A} = 1/\psi = R/0{,}61\,\lambda. \qquad (96.4)$$

Худди шунга ўхшаш, бурчакли ўлчами ψ га (бу бурчак (96.4) формуладан аниқланади) тенг ёки ундан кичик бўлган кичкина манба кузатувчига нуқта бўлиб кўринади, яъни бундай манба труба орқали кузатилганда манбанинг шаклига амалда боғлиқ бўлмаган ва ёруғлик чиқарувчи нуқта ҳосил қиладиган манзарага яқин манзара ҳосил қилади. Шундай қилиб, объективнинг диаметри қанча катта бўлса, унинг ажрата олиш кучи шунча катта бўлади.

Кўзнинг ажрата олиш кучи ҳам дифракцион ҳодисалар туфайли чекланган бўлиб, қорачиғнинг ўлчамларига боғлиқ. Яхши ёритилганда қорачиғнинг диаметри тахминан 2 мм бўлади, бунга (96.3) формулага мувофиқ ажрата олиш бурчагининг 1′ чамасидаги чегаравий қиймати тўғри келади. Бу қиймат тўр парданинг тузилишига боғлиқ бўлган ажратиш катталигига мувофиқ келади (91-§). Ёри-

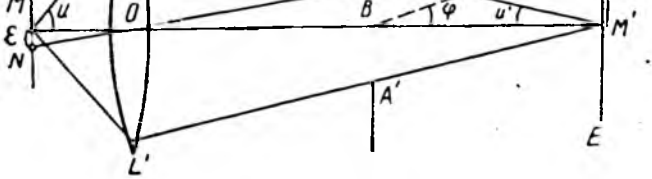
* S_1 ва S_2 ларнинг интенсивликлари бир хил ва объективнинг гардиши доиравий бўлганда.

тилганлик кучсиз бўлганда кўз қорачиғи катталашади (8 мм гача), аммо бунда кўзнинг оптик система сифатидаги нуқсонлари кучлироқ таъсир қилади, шунинг учун ҳам системанинг диаметри ортиши билан боғлиқ бўлган ажрата олиш шароити яхшиланмайди. Бунинг устига, 91-§ да эслатиб ўтилганидек, кучсиз ёритилганлик шароитида кўзнинг ажрата олиш қобилияти физиологик сабаблар туфайли пасаяди.

97- §. Микроскопнинг ажрата олиш кучи

Нурлар дастасининг чегараланганлиги туфайли содир бўладиган дифракция микроскопда ҳам бўлади ва бу ҳодиса микроскопнинг ажрата олиш кучини чеклаб қўяди. Одатда микроскопнинг тафсилотларни ажрата олиш қобилияти ажрата олинадиган энг майда тафсилотнинг бурчакли катталиги орқали эмас, балки унинг *чизиқли* ўлчамлари орқали ёки микроскоп ёрдамида фарқланиши мумкин бўлган икки нуқта орасидаги минимал масофа орқали ифода қилинади. Ана шундай икки нуқтанинг ўзи когерент бўлмаган тўлқинлар чиқараётган (ўзи ёруғлик чиқарувчи нуқталар) ҳолда масала олдинги параграфда кўриб чиқилган масалага бутунлай ўхшаш бўлади.

Труба (телескоп) даги каби, бизни буюм тасвири текислигидаги дифракцион манзара қизиқтиради. Агар дифракция бурчаги деб, апертура диафрагмаси марказидан қаралганда тасвирлар текислиги нуқтаси кўринадиган бурчакни тушунилса, у ҳолда бу текисликда ҳамма вақт Фраунгофер дифракцияси формулаларини қўлланиш мумкин (қ. 39-§ ва 119-машқ). Бундан ташқари, шу нарсани эътиборга олиш лозимки, буюмнинг EE тасвири текислиги объектив диаметридан (ёки апертура диафрагмаси диаметридан) анча



15.2- расм. Микроскопнинг ажрата олиш кучини ҳисоблашга доир.

LL' — объектив; AA' — унинг апертура диафрагмаси. Расмда масштаб бузилган: OM' масофа LL' (ёки AA') дан тахминан 100 марта катта.

катта масофада (тахминан 160 мм) ётади ва шунинг учун u' бурчакни жуда кичик деб ҳисобласа бўлади.

Когерент бўлмаган нурланиш чиқарувчи M ва N нуқталар орасида ётган ва микроскоп ажрата оладиган энг кичик масофа қуйидаги шартдан топилади: EE тасвир текислигида олинган икки мустақил дифракцион манзаранинг марказлари бир-биридан Рэлей шартини қаноатлантирувчи масофада ётади, яъни $\varepsilon' = M'N'$ масофа M' ёки N' тасвирларни ўз ичига олган биринчи қоронғи дифракцион ҳалқанинг радиусига тенг бўлади. Тегишли дифракцион манзаралар AA' доиравий апертура диафрагмасидаги Фраунгофер дифракцияси оқибатида ҳосил бўлади. Шунинг учун биринчи қоронғи ҳалқанинг *бурчакли* φ радиуси қуйидаги шартдан аниқланади:

$$AA' \sin \varphi = 1{,}22\lambda \text{ ёки } \varphi = \frac{1{,}22\lambda}{AA'}$$

(чунки φ бурчак кичкина), бундаги AA' — апертура диафрагмасининг диаметри. Биринчи қоронғи ҳалқанинг чизиқли радиуси $\varphi BM'$ га тенг, бунда BM' — диафрагмадан EE текисликкача бўлган масофа.

Демак, ажрата олиш шарти

$$\varepsilon' = \varphi BM' = 1{,}22\lambda BM'/AA'$$

кўринишда бўлади. 15:2- расмдан кўриниб турганидек,

$$\frac{AA'}{BM'} = 2u',$$

чунки u' бурчак кичкина. Шундай қилиб, $\varepsilon' = 0{,}61\lambda/u'$, яъни

$$\varepsilon' \cdot u' = 0{,}61\lambda. \qquad (97.1)$$

ε' билан ε орасидаги муносабатни топиш учун, микроскопда элементни тўғри тасвирлаш учун синуслар шартига риоя қилинмоғи кераклигидан фойдаланамиз (қ. 85- §). Демак,

$$\varepsilon n \sin u = \varepsilon' n' \sin u'. \qquad (97.2)$$

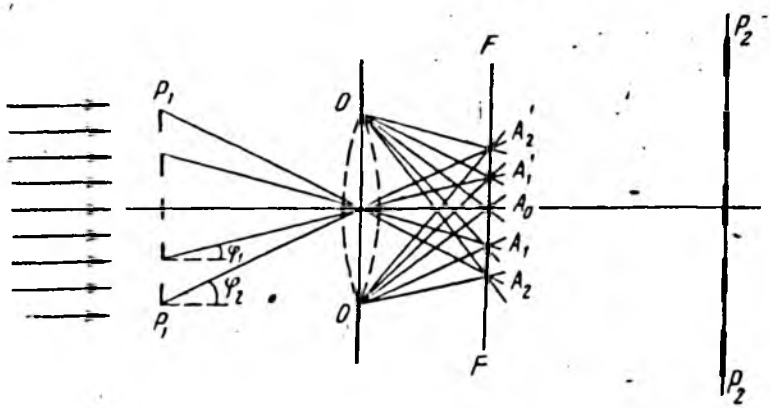
Тасвирлар фазосидаги муҳитнинг n' синдириш кўрсаткичи бирга тенг, чунки тасвир ҳавода жойлашган; n бирдан катта бўлиши ҳам мумкин, чунки кўпинча буюм билан объектив орасидаги фазо бирор модда (иммерсия) билан тўлдирилган бўлади. Гарчи u бурчак катта бўлиши мумкин бўлса-да, u' бурчак жуда кичик, чунки $OM' \gg OL$, бинобарин, $u' \approx \sin u'$. (97.1) ва (97.2) дан қуйидагини топамиз:

$$\varepsilon = \varepsilon' u'/n \sin u = 0{,}61\lambda/n \sin u.$$

Шундай қилиб, $n \sin u$ ифоданинг қиймати қанча катта бўлса, микроскопнинг ажрата олиш кучи шунча катта бўлади. $n \sin u$ катталик объективнинг *сонли апертураси* деб аталган ва одатда A билан белгиланади.

Буюмнинг нуқталари *когерент бўлмаган* тўлқинлар юборади (буюмнинг ўзи ёруғлик чиқаради), бинобарин, дифракцион манзаралар бир-бирининг устига тушади деган фаразга асосланиб, микроскопнинг ажрата олиш кучи ифодасини топдик. Аммо одатда микроскоп орқали ўзи ёруғлик чиқарувчи буюмлар эмас, балки *ёритилган* буюмлар қаралади. Демак, буюмнинг айрим нуқталари ўзига манбанинг айни бир нуқтасидан келиб тушаётган тўлқинларни сочиб юборади ва бинобарин, буюмнинг ҳар хил нуқталаридан келаётган ёруғлик *когерент* бўлади. Микроскопнинг ажрата олиш кучининг биз чиқарган ифодасини жуда кўп тарқалган бундай холга бевосита татбиқ этиб бўлмайди (қ. 120-машқ). Ёритилган буюмлар ҳоли учун микроскопнинг ажрата олиш кучини аниқлашнинг жуда ажойиб усулини Аббе кўрсатиб берди ва бу ҳолда ҳам ажрата олиш кучи объективнинг сонли апертураси билан аниқланишини топди. Аббе методи қуйидагичадир.

Буюмни ёритувчи ёруғлик буюмнинг қисмларидан сочилгач (дифракциялангач) микроскоп линзасига тушади, демак линзага тушаётган ёруғлик дастасининг тузилиши ана шу буюмга боғлиқ бўлади. Буюмни параллел даста ёритаётган (Фраунгофер дифракцияси) ва буюмнинг шакли* содда бўлган, масалан, буюм мунтазам панжара, яъни бир-биридан шаффоф бўлмаган полосалар билан ажралган кетма-кет шаффоф полосалардан иборат бўлган содда ҳолни



15.3- расм. Микроскопнинг Аббе ярагган дифракцион назариясига доир.

Расмда масштаб бузилган: FF дан P_1P_2 гача бўлган масофа объективнинг фокус масофасидан анча катта.

* Бундай содда буюмлар мисолида олинган хулосаларни 52, 53- § даги мулоҳазалардан фойдаланиб, ҳар қандай кўринишдаги буюмларга ҳам татбиқ этиш мумкин.

кўриб чиқайлик. Панжаранинг d даври буюм қисмининг характеристикаси бўлади, микроскопнинг ажрата олиш кучи эса шу микроскоп ёрдамида қанчалик майда панжарани, яъни d нинг минимал қийматини фарқ қила билиш мумкинлигини аниқлайди.

Текширилаётган структурада параллел нурлар дифракцияланиб, объективнинг FF фокал текислигида бир қатор бош максимумлар беради (15.3- расм), улар орасидаги бурчакли масофалар панжаранинг даврига боғлиқ. Агар тушаётган нурлар буюм сиртига тик бўлиб, системанинг ўқи бўйлаб йўналган бўлса, у ҳолда бу максимумлар вазияти $d\sin\varphi = m\lambda_0$ шартдан аниқланади, бунда m — максимумлар тартибини белгиловчи бутун сон. Микроскоп ўқида нолинчи A_0 максимум ($m = 0$) ётади, биринчи тартибли A_1 ва A_1' максимумлар $\sin\varphi_1 = \pm\lambda_0/d$ муносабатдан топиладиган йўналишларда ётади, иккинчи тартибли A_2 ва A_2' максимумлар $\sin\varphi_2 = \pm 2\lambda/d$ муносабатдан аниқланадиган йўналишларда ётади ва ҳоказо. Барча бу дифракцион максимумлар когерент нурларга тегишли бўлганлиги учун, объективнинг фокал текислиги орқасида бу нурлар учрашишиб, ўзаро интерференциялашади ва OO объективга нисбатан буюмнинг P_1P_1 текислиги билан қўшма бўлган P_2P_2 текисликда буюмнинг тасвирини ҳосил қилади. Шундай қилиб, FF текисликдаги дифракцион максимумлар тўплами ҳам, P_2P_2 текисликда объектив ҳосил қилган натижавий манзара ҳам буюмга боғлиқ бўлади ва унинг тасвири бўлади.

Аббе объективнинг фокал текислигидаги манзарани буюмнинг *бирламчи тасвири* деб, P_2P_2 текисликдаги манзарани эса *иккиламчи тасвири* деб атаган. Баъзан FF даги манзара (панжара ва структураларнинг одатдаги қўлланишига ўхшатиб) *спектр* деб, P_2P_2 даги манзара эса буюмнинг *тасвири* деб аталади.

Буюмнинг тўғри тасвирини олиш учун P_2P_2 текисликдаги тасвир *барча* A_1, A_1', A_2, A_2' ва ҳоказо максимумлардан келаётган нурларнинг ўзаро таъсири оқибатида ҳосил қилиниши лозим эканлигини кўриш осон. Ҳақиқатан ҳам, A_1, A_1', A_2, A_2' ва ҳоказо максимумлардан келаётган барча нурларни бирор тўсиқ тўсиб қолиб, фақат A_0 дан келаётган ёруғликнигина ўтказиб юборади, деб фараз қилайлик. Бундай ҳолда P_2P_2 экрандаги тасвир дифракцион спектри (бирламчи тасвири) биргина марказий максимумдан иборат бўлган буюмни акс эттиради. Аммо бундай ҳол параллел даста буюмда ҳеч дифракцияланмагандагина, яъни буюм бўлмаган ва P_2P_2 текисликда ҳеч қандай тасвирсиз текис ёритилганлик ҳосил бўлганидагина ўринли. Агар барча тоқ тартибли максимумлар (A_1, A_1', A_3, A_3' ва ҳоказо) тўсиб қолинса эди, у ҳолда иккиламчи тасвир A_0, A_2, A_2' A_4, A_4' ва ҳоказо максимумлардан, яъни P_1P_1 да икки марта кичик даврли панжара мавжуд бўлганида ҳосил бўладиган максимумлар тўпламидан иборат бирламчи тасвирга мос келар эди: биз P_2P_2 экранда ҳа-

қиқатда бор панжарадан *майдароқ* панжаранинг тасвирини кўрган бўлар эдик.

Фақат дифракцион максимумларнинг тўла тўпламигина буюмга мос иккиламчи тасвирни аниқлайди. Дарвоқе, марказдан бир томонда жойлашган (масалан, мусбат m ларга мос келувчи) максимумлар тўплами барча тафсилотларни акс эттириш учун кифоя қилади, чунки қолган максимумлар манзаранинг тафсилотларини бузмагани ҳолда фақат равшанликни кучайтиради, халос. Биринчи тартибли максимумлар алоҳида аҳамиятга эга, улар кичик бурчак остида жойлашган ва асосан реал буюмнинг қиёфасини белгиловчи йирикроқ ва одатда муҳимроқ тафсилотларга боғлиқ бўлади. Катта бурчаклар остида жойлашган максимумлар асосан буюмнинг майдароқ қисмлари (тафсилотлари) билан аниқланади, бу тафсилотлар жуда характерли бўлиши мумкин. Масалан, буюм чексиз панжара шаклида бўлган ҳолда биринчи тартибли спектрлар мунтазам даврли даврий структура кўринишида тасвир ҳосил қилиш учун етарлидир, лекин бу тасвирда ёруғ жойлардан қоронғи жойларга силлиқ ўтилади*. Структуранинг фақат даврийлигини эмас, балки биз текшираётган панжара учун характерли бўлган ёруғдан қоронгига кескин ўтишни тўғри акс эттириш учун, тасвир ҳосил қилишда юқори тартибли спектрлар ҳам қатнашиши зарур. Жуда майда тафсилотлар (структуранинг тўлқин узунликдан кичик элементлари) умуман кузатилиши мумкин эмас, чунки бундай элементларда дифракцияланган тўлқинлар объектив аппаратурасининг мумкин бўлган катта $u = 90°$ қийматида ҳам P_2P_2 экранга етиб бормайди. Тафсилотини ажрата олишнинг $d \geqslant \lambda = \lambda_0/n$ чегарасини аниқлаш учун шу мулоҳазадан фойдаланиш мумкин, бунда λ_0 — вакуумда тўлқин узунлиги, n эса буюм қўйилган муҳитнинг синдириш кўрсаткичи.

FF текисликда тешиклари тегишлича жойлашган экранлар қўйиб, яъни фақат A_0 ни ёки фақат жуфт максимумларни ва ҳоказоларни ўтказиб, P_2P_2 текисликда тасвирнинг тавсифланган нуқсонларини ёки ҳатто тасвирсиз текис ёритилишни осон кузата оламиз. Аббе қилиб кўрган бу тажрибалар унинг муҳокама юритиш усулини жуда яхши тушуниб олишга ёрдам қилади.

Баён қилинганлардан шу нарса аёнки, тўғри тасвир олиш учун микроскопнинг объективи орқали ва ундан нари барча йўналишли дифракцион дасталар ўтиши керак. Одатда микроскоп ичига ҳеч қандай тўсиқ қўйилмайди, шунинг учун фақат кириш қорачиғи бўлмиш гардишгина (объективнинг гардиши) хавфли бўлади,

* Чунки Рэлей панжарасида юз берган дифракцияда (к. 51- § ва 76- машқ) фақат биринчи тартибли спектрлар ҳосил бўлади. Тегишли буюмни кўз билан кузатганда фақат ўтказиш коэффициентининг силлиқ ўзгариши ҳақида мулоҳаза юрита оламиз; фаза алмашинишн билан боғлиқ эффект эса бевосита кузатилмайди.

чунки у объективнинг ишловчи тешигини чеклайди*. Буюм ёки унинг d элементи қанча кичик бўлса, дифракция бурчаклари шунча катта бўлади ва объективнинг тешиги шунча кенг бўлиши керак. Объективнинг тешиги фокус яқинида жойлашган буюмдан объективнинг четларига борувчи четки нурлар орасидаги $2u$ бурчак билан аниқланади. Бу бурчакнинг ярмини *апертура* дейилади. Агар апертура биринчи тартибли спектрларга мос келувчи φ_1 дифракцион бурчакдан кичик бўлса, яъни $\sin u < \sin \varphi_1 = \lambda_0/d$ бўлса, у ҳолда микроскоп ичига фақат марказий максимумдан келаётган нурларгина киради ва биз d катталик билан аниқланувчи элементларга мувофиқ келувчи тасвирни кўрмаймиз, яъни биз текшираётган панжара ҳолида экран текис ёритилган бўлади. Шундай қилиб, $\sin u \geqslant \lambda_0/d$ шарт d элементларни ажрата олиш учун зарур шартдир. $\sin u = \lambda_0/d$ бўлган чегаравий ҳолда юқори тартибли максимумлар иштирок этмайди, яъни айтиб ўтилганидек, тасвирнинг сифати бирмунча ёмонлашади. λ_0/d га нисбатан $\sin u$ қанча катта бўлса, тасвир ҳосил қилишда юқори тартибли спектрлар шунча кўп иштирок этади, яъни кузатилаётган буюм шунча аниқ акс эттирилади.

Агар буюм билан объектив орасидаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичи n бўлса, у ҳолда формулада λ_0 ўрнига $\lambda = \lambda_0/n$ киради ва ажрата олиш шарти қуйидагича бўлади:

$$d \geqslant \frac{\lambda_0}{n \sin u}. \tag{97.3}$$

Одатда буюм фақат ўқ бўйлаб борувчи дасталар билангина эмас, балки ўққа оғма бўлган дасталар билан ҳам ёритилади. Бу ҳол ажрата олиш шароитини яхшилайди.

Агар ёритувчи даста микроскоп ўқи билан α бурчак ташкил этса ва α_0 бурчак остида дифракцияланса (15.4-расм), у ҳолда максимумлар шарти (қ. 47-§) қуйидагича бўлади:

$$\sin \alpha_0 - \sin \alpha = m\lambda/d. \tag{97.4}$$

Ҳеч бўлмаганда биринчи спектрнинг объективга тушишининг шарти

$$\alpha = -u, \qquad \alpha_0 = u, \qquad m = +1. \tag{97.5}$$

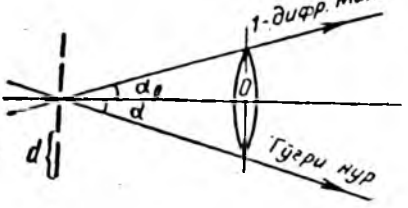
Ажрата олиш шарти

$$2 \sin u \geqslant \frac{\lambda}{d} = \frac{\lambda_0}{nd} \tag{97.6}$$

ёки

$$d \geqslant \frac{\lambda_0}{2n \sin u} = \frac{0{,}5\lambda_0}{n \sin u} \tag{97.7}$$

* Кучли объективларда махсус апертура диафрагмаси ишлатилади, у қорачиқнинг ўлчамини белгилайди.



15.4- расм. Микроскопнинг ажрата олиш қобилиятини оширишда огма дасталарнинг аҳамияти.

кўринишда ёзилади. Демак,

$$d \geqslant \frac{0{,}5\lambda_0}{n \sin u} = \frac{0{,}5\lambda_0}{A}, \qquad (97.8)$$

бундаги $A = n \sin u$ юқоридагидек объективнинг сонли апертурасидир.

Шундай қилиб, ёришувчи буюмлар учун ҳам, ўзи ёруғлик чиқарувчи буюмлар учун ҳам микроскопнинг ажрата олиш кучи сонли апертурага (A га) боғлиқдир.

Микроскопнинг ажрата олиш қобилиятини ошириш учун қисқароқ (ультрабинафша) тўлқинларни қўллаш ва сонли апертурани орттириш фойдалидир. Сонли апертурани орттириш мақсадида *иммерсион* системалар қўлланади; уларда буюм билан объектив орасидаги фазо синдириш кўрсаткичи $n > 1$ бўлган муҳит билан тўлдирилган бўлади. n ни тахминан 1,5 қилиб олиб (кедр мойи), сонли апертурани оширибгина қолмасдан, қатор бошқа афзаликларга ҳам эга бўламиз (қ. 92-§). Ҳозирги замон микроскоп объективларининг сонли апертураси анча каттадир. «Қуруқ» системалар учун $n = 1$ ва $\sin u$ амалда 0,95 га етади, бинобарин, ёруғлик тўлқини узунлигининг ярмича келадиган қисмларни ажрата олиш мумкин. Иммерсион системалар билан эса бир ярим марта кўп ажрата олиш мумкин.

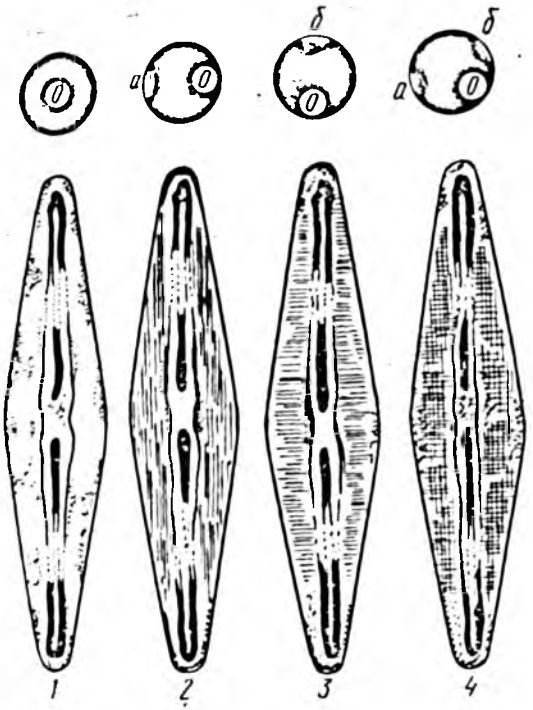
Аббе методи ёритилувчи буюмлар учун ажрата олиш қобилияти кийматини келтириб чиқариш имконини беришгина қолмасдан, балки микроскоп орқали кузатишнинг натижалари кузатиш шароитига кўп боғлиқ бўлишини ҳам кўрсатади. Аббенинг хулосалари алоҳида амалий аҳамиятга эгадир, чунки Л. И. Мандельштам бу хулосаларнинг фақат ёритилувчи буюмлар (когерентлик) учунгина эмас, балки ўзи ёруғлик чиқарувчи буюмлар учун ҳам тўғри эканлигини кўрсатишга муваффақ бўлди. Объективнинг чиқиш қорачигида юз берадиган дифракцияни текшираётиб, Мандельштам қуйидагини кўрсатди: худди Аббенинг ёритилувчи буюмлар учун яратган назариясида бўлганидек, буюмнинг қиёфасига нисбатан унинг тасвирида баъзан намоён бўладиган баъзи нуқсонлар қорачиқнинг ўлчами ва шаклига ёки қандайдир янги чекловчи диафрагмаларнинг киритилиш-киритилмаслигига боғлиқдир. Мандельштам тўлқин узунлигига нисбатан қўпол бўлган структураларда *ўзи ёруғлик* чиқарувчи буюмлар ҳамма томондан текис ёритилган буюмларга тамомила эквивалент бўлишини топди. Мандельштамнинг буюмлар сифатида олинган чўғлантирилган ва ёритилган тўрлар билан ўтказган тажрибалари юқоридаги хулосаларни тасдиқлади.

Бу хулосаларни ўзи ёруғлик чиқарувчи буюмларга (когерентлик йўқ) жорий қилиш айниқса муҳимдир, чунки буюм ёритилган ҳолларда ҳамма вақт ҳам тўла когерентлик бўлавермайди. Ёритилувчи буюмнинг нуқталари етарлича когерент ёруғлик юбориши учун манбанинг бурчакли ўлчамлари етарли даражада кичик бўлиши, яъни буюм турган жойдан манбанинг кўриниш бурчаги λ/d га нисбатан кичик бўлиши лозим, бундаги λ — ёруғлик тўлқини узунлиги, d — буюмнинг ёритилувчи нуқталари орасидаги масофа. Ҳақиқатан ҳам, бу ҳолда манбанинг *турли* нуқталаридан ёритилувчи нуқталарга келаётган тўлқинлар 2π га нисбатан кичик бўлган фазалар фарқига эга бўлади (қ. 129-машқ), оқибатда ёритилган нуқталар сочиб юборувчи тўлқинлар интерференцияси, ёритувчи тўлқин манбанинг қайси нуқтасидан келганидан қатъи назар, бир хил эффект беради (когерентлик). Аксинча, манбанинг бурчакли ўлчамлари λ/d дан катта бўлган ҳолда манбанинг *турли* нуқталаридан ёритилаётган нуқталарга келаётган ёруғлик нолдан 2π гача бўлган ҳар турли фазалар фарқига эга бўлади ва бинобарин, ёритилган нуқталар сочиб юборган тўлқинлар турли-туман интерференцион манзаралар ҳосил қилиши мумкин (когерентлик йўқ). Манбанинг ўлчамлари λ/d га таққосланарли бўлгандаги оралиқ ҳолда когерентлик кўпроқ ёки озроқ даражада амалга ошади. Реал шароитда микроскопда буюм нурларнинг кенг дасталари билан ёритилади ва тўла когерентлик жуда кам ҳоллардагина бўлади.

Айтилган бу мулоҳазаларни 22-§ да бажарилган ҳисоблар тасдиқлайди; бу ҳисобларга мувофиқ, ёритилувчи буюм текислигида когерентлик соҳасининг ўлчами $2l_{\text{ког}} = \lambda/\theta$ бўлади, бундаги θ— манбанинг бурчакли ўлчамлари. Агар $2l_{\text{ког}}$ ажрата олинадиган минимал d интервалдан кичик бўлса, у ҳолда биз когерент бўлмаган ёритилиш билан иш кўраётган бўламиз; акс ҳолда $2l_{\text{ког}} = \lambda/\theta \gg d$ бўлади ва ажрата олинадиган масофа когерентлик соҳаси ичида бўлади ва ёритилишни когерент деб ҳисобласа бўлади. Бинобарин, бундай мулоҳаза юритиш усули билан ҳам юқорида чиқарилган хулосаларга келамиз.

Микроскопда буюмлар ёритилишининг қисман когерент бўлиши роли ҳақидаги масалани Д. С. Рождественский батафсил текширган*, у фазовий когерентлик даражаси деб аталувчи γ_{12} фактор (қ. 22-§) ёрдамида (унинг чегаравий қийматлари — ноль ва бир) ҳодисаларнинг миқдорий тавсифини берди. Бу нуқтаи назардан микроскопик кузатишларда рационал ёритиш масаласини текшириб, Д. С. Рождественский бу муҳим масалани тушунтириб берди ва ҳатто энг кучли объективлар бўлгани ҳолда кичик қувватли манба билан равшан ёритилган кўриш майдонининг энг қулай шароитини ҳосил қилувчи ёритгич ишлаб чиқди.

* Д. С. Рождественский, Избранные труды, «Наука», 1964, 197-бет.



15.5- расм. Ёритиш характерининг микроскопдаги тасвирга кўрсатадиган таъсири.

Я. Е. Элленгорн микроскопик кузатиш натижаларини тўғри талқин қилишнинг нақадар аҳамиятли эканлигини кўрсатувчи ажойиб мисол келтирди*. 15.5-расмда айни бир препаратнинг (диатомли сув ўсимлиги қалқонининг) турли ёритиш усулларида микроскопда ҳосил қилган тасвирларининг тўртта расми кўрсатилган.

Ҳар бир расмнинг устида объективнинг фокал текислигидан ўтувчи ёруғлик дастасининг шакли кўрсатилган. *1*-расм — фақат марказий максимум (0) ўтади, қалқон тафсилотсиз, силлиқдек кўринади; *2* — марказий (0) ва битта ён дифракцион максимум (*а*) ўтади — қалқон бўйлама структурага эга; *3* — марказий (0) ва битта юқориги дифракцион максимум (*б*) ўтади — қалқон кўндаланг структурага эга; *4* — марказий (0) ва биттадан *а* ва *б* максимумлар ўтади — қалқон тўр кўринишидаги структурага эга.

Шундай қилиб, қалқоннинг структураси тўрга ўхшайди, лекин кузатиш методига қараб у силлиқдек бўлиб, ёки бўйлама ё кўндаланг полосали бўлиб кўриниши ҳам мумкин. Ваҳоланки, илгари ботаниклар уларни диатомли сув ўсимлигининг турли хиллари деб ҳисоблаб келганлар.

98-§. Электрон микроскоп

Сонли апертурани кўп ошириш мумкин бўлмаганлиги учун микроскопнинг ажрата олиш қобилиятини оширишнинг бирдан-бир йўли қисқароқ тўлқинлар қўллашдир.

Ультрабинафша нурларнинг қўлланиши микроскоп оптикасини тегишли материаллардан (кварц, флюорит) тайёрлашни ёки

* Я. Е. Элленгорн, Ботанический журнал, 1940.

қайтарувчи оптикадан фойдаланишни талаб қилади; бунда қўлланадиган нурларнинг тўлқин узунлиги 250—200 нм орасида бўлиши керак, чунки кузатилиши керак бўлган буюмларнинг кўпчилиги қисқа ультрабинафша нурларни кучли ютади. Шундай қилиб, ажрата олиш кучини бу йўл билан икки мартача ошириш мумкин; ҳозирги замон ультрабинафша микроскопларида ана шундай қилинган, бунда албатта фотографик кузатиш методидан фойдаланиш зарур.

Ультрабинафша нурларни қўлланишнинг яна бир муҳим афзал томони бор. Кўп буюмлар, айниқса биологик препаратларнинг барча қисмлари кўринувчи ёруғлик учун бирдай шаффоф бўлади, шу туфайли бундай буюмларни кўринувчи ёруғликда кузатиш қийин. Лекин ультрабинафша ёруғлик учун буюм (препарат)нинг турли қисмларининг ютиш кўрсаткичи турлича бўлади, бинобарин тегишли микрофотографиялар етарлича контрастли бўлади. Е. М. Брумберг турли тўлқин узунликларнинг ютилишидаги фарқдан жуда яхши фойдаланиш имконини берадиган жуда ажойиб система ишлаб чиқди. Препаратни тўлқин узунликларнинг учта группасида расмга олиб ва учала расмни тўлқин узунликларнинг бу уч группасидаги фарқни тегишли равишда акс эттирадиган учта ёруғлик фильтрига эга бўлган махсус асбобда бир вақтда қараб, биз Брумберг методи бўйича расмга олишда қўлланилган ёруғликнинг энг қисқа тўлқин узунлигига мос келадиган даражада ажратилган тафсилотларга бой тасвир оламиз.

Микроскопнинг ажрата олиш қобилиятини янада ошириш учун Рентген нурлари билан тажриба қилиш керак эди. Аммо Рентген нурларида тасвир ҳосил қилиш учун керак бўлган оптика тайёрлаш жуда катта қийинчиликларга дуч келади.

Аммо ҳозирги замон назарий физикасининг ривожланиши, худди ёруғлик оқимининг тарқалиши тўлқин қонунларига бўйсунганидек, ҳар қандай моддий зарралар оқимининг тарқалиши ҳам тўлқин қонунларига бўйсунади, деган фикрга олиб келди. Бу эса кучлар таъсирида зарралар ҳаракати тўғрисидаги масаланинг аниқ ечими тегишли тўлқинларнинг тарқалишини текшириш йўли билан олинади, демакдир. Бу тўлқинларнинг табиатига тўхталмасдан, уларнинг узунлиги ҳаракатланаётган зарраларнинг m массасига ва v тезлигига $\lambda = h/mv$ формула (де Бройль, 1923 й.) орқали боғланганлигини кўрсатиб ўтамиз холос, бундаги $h = 6{,}624 \cdot 10^{-34}$ Ж · с бўлиб, Планк доимийси дейилади. Формуладан кўринишича, зарранинг m массаси қанча катта ва v тезлиги қанча катта бўлса, тўлқин узунлиги шунча кичик бўлади. Лекин ҳатто унча катта бўлмаган тезликда ҳаракатланаётган энг кичик массали зарралар — электронлар учун ҳам ($m \approx 0{,}9 \cdot 10^{-27}$ г) тегишли тўлқин узунлик жуда кичик. Масалан, 150 В кучланиш

билан тезлаштирилган электронлар учун $\lambda = 1$ Å*. Тезроқ ҳаракатланувчи электронлар учун, шунингдек атомлар, молекулалар ёки янада каттароқ массали жисмлар учун тўлқин узунлиги анча қисқа бўлади. Шундай қилиб, ҳатто энг енгил зарраларнинг (электронларнинг) тарқалиш қонунлари жуда қисқа тўлқинларнинг тарқалиш қонунларига мос келади.

Бу ҳолда масаланинг тўлқиний назария асосида олинган аниқ ечими геометрик оптика методи бўйича олинган ечимдан амалда фарқ қилмайди. Тўлқинлар синиш кўрсаткичларининг муҳит хоссаларига, яъни электрон ҳаракатланаётган куч майдонларига қандай боғланганлигини аниқлагач, биз электроннинг ҳаракатини геометрик оптика қоидалари бўйича ҳисоблаб чиқишимиз мумкин. Иккинчи томондан, электронга таъсир қилувчи кучларни билган ҳолда электроннинг ҳаракатини механиканинг одатдаги қонунлари бўйича ҳисоблаб чиқиш мумкин. Механик масалани оптика нуқтаи назаридан қараб чиқиш имконияти аллақачон кўрсатиб ўтилган эди. Бундан тахминан 150 йил аввал Гамильтон (1830 й. атрофида) механика тенгламаларини геометрик оптика тенгламаларига ўхшаш кўринишга келтириш мумкинлигини кўрсатди. Механика тенгламалари энг кичик таъсир принципини (Мопертюи принципи; Ньютон механикаси тенгламалари Мопертюи принципидан олиниши мумкин) ифодаловчи муносабат тарзида, геометрик оптика тенгламалари энг қисқа оптик йўл принципини (Ферма принципи, қ. 69-§; геометрик оптика қонунлари Ферма принципидан келтириб чиқарилади) ифодаловчи муносабат тарзида тасвирланиши мумкин. Агар синдириш кўрсаткичи *тушунчаси тегишли равишда киритилса*, бу иккала принцип бутунлай айний ифодага эга бўлади. Ҳозирги замон назарияси берадиган ажойиб натижа шундан иборатки, бу назариядан келтириб чиқариладиган синдириш кўрсаткичи билан зарра ҳаракатланаётган куч майдонларини характерловчи параметрлар орасидаги муносабат энг кичик таъсир принципи билан Ферма принципининг айнан бир хил бўлиши учун талаб қилинган муносабатнинг *худди ўзгинасидир*. Масалан, ҳозирги замон назариясига мувофиқ, W потенциал билан характерланувчи куч майдонида ҳаракатланаётган зарра учун муҳитнинг синдириш кўрсаткичи

$$n = \sqrt{2(E - W)/mc^2}$$

кўринишда бўлади, бундаги E — ҳаракатланаётган зарранинг энергияси, m — унинг массаси ва c — ёруғлик тезлиги; Гамильтоннинг фикрича, худди шундай боғланиш мавжуд бўлганида зарранинг йўли ёруғлик нури билан бир хил бўлади.

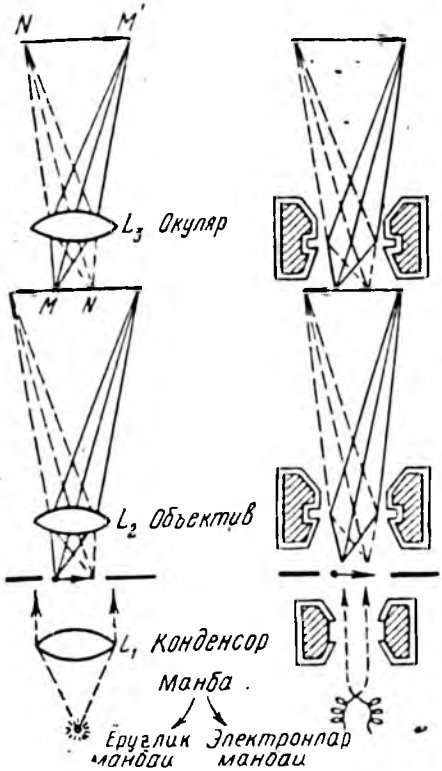
* Электроннинг тўлқин узунлигини ҳисоблаш учун де-Бройль формуласига $\lambda = 12{,}24/\sqrt{V}$ (ангстрем) кўриниш бериш қулай, бундаги V кучланиш вольт ҳисобида ифодаланган.

Механика методлари ёки геометрик оптика методлари қўлланилишидан қатъи назар, электромагнитик майдонларда электрон йўлларини ҳисоблаш усуллари бирор нуқтадан (манбадан) чиққан электронларнинг қандай шароитда яна бирор нуқтада тўпланишини (стигматик тасвир) аниқлаш имконини беради. Бундай тасвир олиш учун электрон ҳаракатланиши керак бўлган электр ёки магнит майдонлари тўплами «электрон линзалар» (магнит линзалар ёки электростатик линзалар) бўлиши керак. Геометрик оптикада оддий линзалар қандай роль ўйнаса, «электрон линзалар» электронлар оптикасида шундай роль ўйнайди*. Тегишли шароитда (параксиал дасталар ёки тегишлича ҳисоблаб ишланган «тузатилган» электрон линзалар) электронлар манбаи етарлича яхши тасвир бериши мумкин.

Бу тасвирни фотография қилиш мумкин (агар электронлар фотопластинкага тушса) ёки бевосита кўз билан кузатиш мумкин (агар электронлар уларнинг зарбидан ёруғлик чиқарувчи флюоресценцияловчи экранга тушса). Ҳозирги замон техникасида муҳим роль ўйновчи кўп электрон-оптик системалар ана шу принцип асосида қурилган. 15.6-расмда схематик тасвирланган электрон микроскоп шундай системаларнинг биридир. Электрон микроскопнинг одатдаги оптик микроскопни ташкил этувчи қисмларга бутунлай эквивалент бўлган қисмлардан тузилганлиги расмдан кўриниб турипти. Буюм «ўзи ёруғлик чиқарадиган» — ўзи электронлар манбаи бўлиши (чўғланган катод ёки ёритилувчи фотокатод) ёки «ёритилган» бўлиши — одатда чўғланган катоддан чиққан электронлар оқими тушаётган препаратдан иборат бўлиши мумкин; албатта, электронларнинг препарат орқали паррон ўтиши ва «оптик» системага кириши учун препарат етарлича юпқа бўлиши, электронлар эса етарлича тез ҳаракат қиладиган бўлиши керак. Дарвоқе, одатдаги оптик микроскопда қараладиган препаратларга ҳам худди шунга ўхшаш «шаффоф бўлиш» талаби қўйилади.

Электрон микроскопни геометрик оптика қоидалари бўйича ҳисоб қилиш табиийдир, чунки, кўриб ўтганимиздек, электронларга мос келувчи тўлқин узунлик жуда кичикдир. Бу узунлик нанометрнинг мингдан бир улушларининг бир нечтаси тартибида бўлади, чунки одатда анча катта (40—60 кВ тезлаштирувчи кучланишга мос келувчи) тезликли электронлар ишлатилади. Аммо 97-§ да кўрганимиздек, микроскопнинг ажрата олиш кучи тўғрисидаги асосий масалани қараб чиқишда тўлқин узунликнинг чексиз кичик эмаслигини эътиборга олиш керак. $d \geqslant \lambda_0/A$ формулани татбиқ этиб, электрон микроскопнинг ажрата олиш кучини оддий

* Электр ва магнит майдонларининг электронлар йўлига кўрсатадиган таъсири (фокусловчи таъсир) электрга бағишланган дарсликларда баён этилган (масалан, С. Г. Калашников, Электр, «Ўқитувчи», 1979, 208—210 §§.).



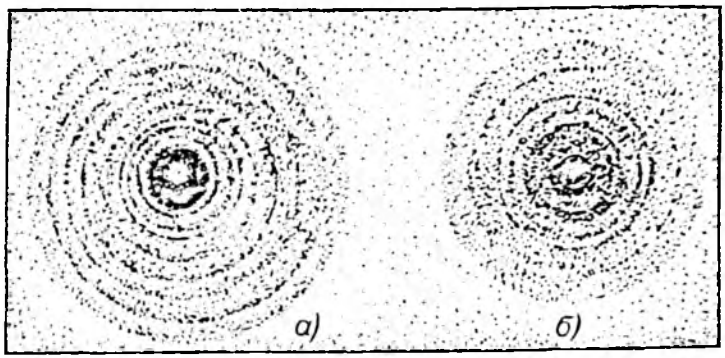
15.6-расм. Электрон микроскоп тузилишининг схемаси. Таққослаш учун ёнида оптик микроскопнинг схемаси тасвирланган.

микроскопникига қараганда беқиёс катта қилиш мумкин эканлигини топамиз. Ҳақиқатан ҳам, электрон микроскопда тўлқин узунлиги оддий микроскопдагидан 10 000 — 100 000 марта кичик; шунинг учун ҳозирча электрон «объективлар»нинг сонли аперту раси унча катта бўлмаса ҳам ($A \approx 0{,}01$—$0{,}1$) ҳар ҳолда электрон микроскопнинг назарий ажрата олиш кучи оптик микроскопникидан бир неча минг марта ортиқдир. Бошқача айтганда, агар биз оптик микроскопда 200—300 нм чамасидаги тафсилотларни ажрата оладиган бўлсак, электрон микроскоп ёрдамида 0,1 нм чамасидаги буюмларнинг тасвирини олишга, яъни атом ва молекулаларни кўришга умидвор бўлиш мумкин эди.

Ҳозирги вақтда мавжуд бўлган электрон микроскоплар 0,1 нм чамасидаги ажрата олиш кучига эга.

СССРда биринчи марта жуда такомиллашган электрон микроскоплар акад. А. А. Лебедев раҳбарлигида қурилган.

Электрон микроскопнинг ажрата олиш кучини принципиал жиҳатдан чекловчи сабаб, албатта, худди одатдаги оптик микроскоп ҳолидагидек, дифракцион ҳодисалардир, булар электронларнинг тўлқин табиати туфайли юз беради. Агар тажриба шароити юқорида баён қилинганига мувофиқ қилиб танлаб олинса, яъни муҳитнинг ораларидан электронлар ўтадиган фазовий биржинслимасликларининг чизиқли ўлчамлари шу электронларнинг тўлқин узунлиги билан таққосланадиган бўлса, бу ҳолда бундай электронлар дифракциясини бевосита кузатиш мумкин. Электронларнинг тўлқин узунлиги Рентген нурларининг тўлқин узунлигига яқин бўлгани учун, электронлар дифракциясини кузатиш шароити Рентген нурлари дифракциясини кузатиш шароитига ўхшаш бўлади.



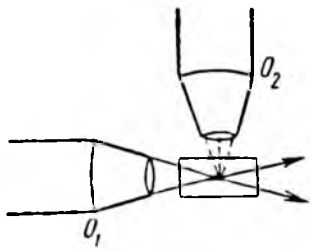
15.7. расм. Металл фольга орқали Рентген нурлари (а) ва электронлар дастаси (б) ўтганда олинган дифракцион ҳалқалар.

Ҳақиқатан ҳам, Девиссон билан Жермер (1927 й.) ва Г. П. Томсон (1928 й.) электронлар дифракциясига оид тажрибаларни қилиб кўрдилар, бу тажрибалар Рентген нурлари дифракциясига оид тажрибаларга бутунлай ўхшаш экан. Юпқа олтин варағидан Рентген нурлари (а) ва электронлар дастаси (б) ўтганида ҳосил бўладиган дифракцион манзаранинг тасвирлари (Дебай—Шерер ҳалқалари, қ. 118-§) 15.7-расмда кўрсатилган. Шунга ўхшаш дифракцион тажрибалар молекулалар дасталари билан ҳам, нейтронлар дасталари билан ҳам қилиб кўрилган.

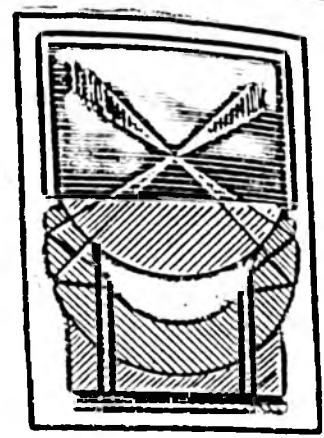
99-§. Қоронғи майдон методи (ультрамикроскопия). Фазавий тафовут (контраст) методи

Микроскопнинг ажрата олиш қобилиятини аниқловчи формула микроскоп ёрдамида кўриш ёки фотосуратга олиш мумкин бўлган энг кичик зарранинг ўлчамини кўрсатиб беради, яъни тасвири ҳақиқий шаклини тўғри акс эттирадиган заррани кўрсатади. Бундан ҳам кичик зарраларнинг тўғри тасвирини олиш мумкин эмас. Аммо бундай ультрамикроскопик кичик зарраларнинг мавжудлиги, уларнинг вазияти ва ҳаракати микроскоп ёрдамида махсус усулда кузатиш йўли билан аниқланиши мумкин. Бу усул ёруғликнинг кичик зарраларда сочилиш ҳодисасига асосланган.

Асбобларнинг жойлашиш схемаси 15.8-расмда кўрсатилган. Кучли ёруғлик дастаси ультрамикроскопик зарралар бўлиши тахмин қилинган камерага O_1 объектив ёрдамида йиғилади. Агар бундай зарралар ва улардан каттароқ зарралар камерада бўлмаса, у ҳолда O_1 объективдан келаётган ёруғлик горизонтал йўналишда



15.8- расм. Энг содда ультрамикроскоп схемаси.



15.9- расм. Қоронғи майдон методини амалга оширадиган махсус конденсорнинг кесими.

кетаверади, юқориги O_2 объективга тушмайди*. Агар нурлар йўлида зарралар бўлса, зарралар ёруғликни сочиб юборади, сочилган ёруғлик O_2 объективга тушади ва вертикал микроскопда дифракцион манзара ҳосил қилади; бу дифракцион манзара ультрамикроскопик зарранинг вазияти ва ҳаракати тўғрисида хулоса чиқаришга имкон беради, аммо унинг шакли тўғрисида жуда ҳам ноаниқ тасаввур бера олади. Жуда майда зарралар (масалан, металларнинг $5 \cdot 10^{-6}$ мм ўлчамли коллоидал аарралари) қора фонда ялтировчи юлдузчалар тарзида кўринади.

Ультрамикроскопда *қоронғи* майдон принципи амалга оширилган, бу принцип қуйидагидан иборат: кўриш майдонига тўғри нурлар киритилмай, фақат дифракцияланган нурларгина кузатилади. Бу принцип қатор мосламаларда амалга оширилади. Хусусан, микроскоп столчасидаги препаратни объективга бевосита тушмайдиган огма нурларнинг кучли дастаси билан ёритадиган махсус конденсорларнинг (15.9- расм) қўлланиши ана шу принципга асосланган. Марказий нурларни шаффоф бўлмаган махсус парда тутиб қолади, ён нурлар эса тўла ички қайтиб, сўнг кўзгусимон сиртдан қайтади ва препаратда тўпланади. Бу ён нурлар объективга тушмайдиган йўналишда тарқалади, фақат буюмда дифракцияланган (буюм сочиб юборган) нурларгина объективга тушиши мумкин. Агар буюмлар анча йирик ($\lambda/2$ дан катта) бўлса, бу ҳол-

* Ёруғликнинг ҳатто ёт зарралар бўлмаган сутунлай тоза бир жинсли муҳитда ҳам берадиган молекуляр сочилиши жуда кучсиз бўлади, шунинг учун биз уни ҳисобга олмаяпмиз.

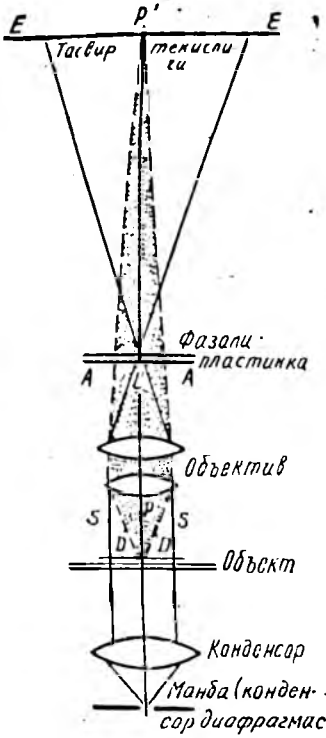
да турли тартибли дифракцион спектрлар бир вақтда объективга тушади ва биз буюм шаклидаги тасвирни кўрамиз. Агар дифракцияланган дасталарнинг анча қисми объективга тушмай қолса, у ҳолда буюм шаклидан сезиларли фарқ қилувчи тасвир ёки ҳатто буюмнинг шакли ҳақида ҳеч қандай тасаввур бермайдиган қора фондаги фақат ёруғ нуқта кузатилиши мумкин. Турли системадаги шунга ўхшаш конденсорлар (параболоид-конденсор, кардиоид-конденсор) микроскопияда кенг қўлланилади. Ультрамикроскопик кузатиш методини такомиллаштириш тўғрисида 45-§ да гапирилган эди.

Баён қилинган микроскопик методлар атрофидаги муҳитга қараганда ёруғликни бошқачароқ ютиш қобилияти туфайли бутун кўриш майдони фонида ажралиб кўринувчи буюмлар учун (абсорбцион структуралар) жуда қулай бўлиши мумкин. Микроскопик ишда, масалан, биологияда атрофдаги муҳитдан асосан ўзининг синдириш кўрсаткичи билан фарқ қилувчи буюмлар (рефракцион структуралар) кўп кузатилади. Бу метод махсус кўриб чиқишга арзийди.

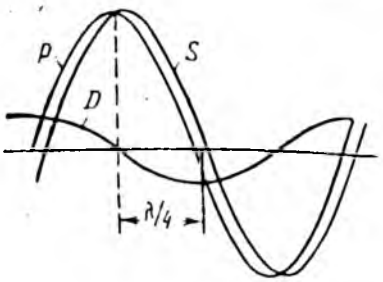
48-§ да кўрсатиб ўтилганидек, ўтувчи тўлқиннинг амплитудасини эмас, балки фазасини ўзгартирувчи рефракцион структуралар жуда яхши ифодаланган дифракция беради (масалан, фазавий дифракцион панжаралар). Бироқ бундай структураларни бевосита қараб ёки фотосуратга олиб бўлмайди, чунки қабул қилувчи асбоблар фазани эмас, балки рефракцион структуранинг турли қисмларидан ўтишда ўзгармай қолаверадиган амплитудани (интенсивликни) қайд қилади. Бу натижа Аббенинг текшириш методини рад қиладигандек бўлиб кўринади: бирламчи тасвирлар (спектрлар) бир хил бўлгани ҳолда иккиламчи тасвирлар мутлақо турлича бўлади. Бу қийинчиликнинг сабаби содда: ҳар хил структураларнинг дифракцион спектрлари бир-биридан амплитуда жиҳатидан тафовут қилмаслиги мумкин, лекин рефракцион структуралар ҳолида нолинчи спектрнинг фазаси бошқа тартибли спектрлар фазасидан $\pi/2$ қадар фарқ қилади. Бу эса барча спектрлар йиғилишидан ҳосил бўладиган иккиламчи тасвирларнинг фарқли бўлишига олиб келади. Бироқ нолинчи спектрнинг фазасини $\pi/2$ қадар ўзгартирсак, у ҳолда биз абсорбцион ва рефракцион структуралар берадиган дифракцион манзаралар орасидаги фарқни бартараф қилган бўламиз ва рефракцион структураларни кўра оламиз. Бунда нолинчи спектрдаги қўшимча фаза фарқининг $+\pi/2$ ёки $-\pi/2$ га тенг бўлишига қараб структуранинг фазани кўпроқ ўзгартирадиган жойларини қоронғи ёки ёруғ қилиш мумкин.

Қуйидаги содда мулоҳазалар тўғри ёруғлик (нолинчи максимум) билан сочилган ёруғлик (бошқа тартибли дифракциялар ёруғлиги) орасидаги фаза фарқини тушунишга имкон беради.

Бир жинсли шаффоф муҳит кўринишидаги буюмни тасаввур қилайлик, унинг шаффоф бўлган айрим қисмлари бир-биридан син-



15.10- расм. Рефракцион структурани кузатиш схемаси.



15.11- расм. Рефракцион структурани кузатишда дифракцияланган D тўлқин ҳосил бўлиши.

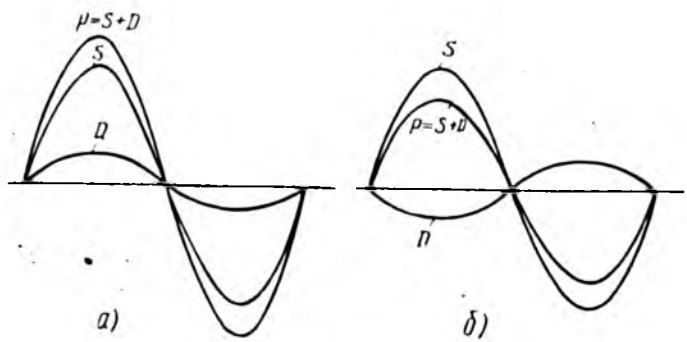
дириш кўрсаткичи бўйича бир оз фарқ қиладиган бўлсин (рефракцион структура). Буюм конденсор ёрдамида ёруғликнинг параллел дастаси билан ёритилган (15.10-расм). Агар буюмнинг қисми билан атрофдаги муҳит синдириш кўрсаткичлари жиҳатидан бир-биридан фарқ қилмаганида эди, ёруғлик препарат орқали оғишмасдан ўтиб оғишмаган P тўлқин берар эди. Синдириш кўрсаткичлари фарқли бўлганда бир қисм ёруғлик сочиб юборилади (дифракцияланади) ва оғишган D тўлқин беради, ёруғликнинг катта S қисми эса дастлабки йўналишда ўтади (нолинчи тартибли спектр), лекин P тўлқинга нисбатан фаза бўйича бирмунча силжийди; масалан, агар бу қисмнинг синдириш кўрсаткичи атрофдаги муҳитникидан каттароқ бўлса, у ҳолда бу S тўлқин фаза бўйича кечикади.

15.11-расмдаги график оғишмаган P ва «кечиккан» S тўлқинлар орасидаги шу кичик фаза силжишини кўрсатади. Бу икки тўлқин айирмаси дифракцияланган D тўлқиндан иборат бўлади. P ва S тўлқинлар амплитуда бўйича бир-бирига яқин, фаза бўйича озгина фарқ қилгани учун D тўлқин кичик амплитудали бўлиб, S тўлқинга (бинобарин, P тўлқинга ҳам) нисбатан фаза бўйича $\pi,2$ қадар (чорак тўлқин қадар) силжиган бўлади.

Одатдаги микроскопда тасвир ҳосил қилишда S ҳам, D ҳам иштирок этиб, биргаликда структуранинг қўшни жойлари берадиган тўлқиндан фарқ қилмайдиган P тўлқинни беради,чунки абсорбция йўқ деб фараз қилинади. Шундай қилиб, одатдаги микро-

скоп рефракцион структуранинг турли қисмларини фарқ қилишга имкон бермайди. S тўлқинни тўсиб қолсак, қоронғи майдонли микроскоп ҳосил бўлади; бу микроскопда энди дифракцияланган D тўлқин мавжудлиги туфайли рефракцион структура кузатилиши мумкин. S нинг фазасини $\pm\frac{\pi}{2}$ қадар ўзгартириб, S ва D лар қўшилгач, ё P нинг интенсивлигига нисбатан кучли интенсивлик (кучайиш) берадиган (агар S ва D ларнинг фазалари тенглашса) ёки P никига нисбатан кучсиз интенсивлик (сусайиш) берадиган (агар S ва D ларнинг фазалари қарама-қарши бўлиб қолса) қиламиз, яъни атрофдаги майдонда ёруғ ёки қоронғи бўлган *контрастли тасвир* оламиз (15.12-а, б расм).

S ва D тўлқинларнинг амплитудалари кўп фарқланганлиги туфайли энг катта контрастли тасвир олиш учун ютувчи фильтр ёрдамида S нинг (шу билан бирга P нинг ҳам) интенсивлигини D нинг интенсивлигига тенглашгунча сусайтириш фойдалидир. Бу ҳолда интерференцион эффект P тўлқиннинг интенсивлиги камайиши туфайли вужудга келган фондаги тасвирда (буюмнинг тасвирида) сезиларли кучайиш ёки деярли тўла сусайиш беради. Шунинг учун S нинг фазасини $+\pi/2$ ёки $-\pi/2$ қадар ўзгартиришга мўлжалланган пластинка одатда бир вақтнинг ўзида S ни тегишлича сусайтириш учун ҳам ишлатилади. Сусайтириш коэффициенти турлича бўлган шундай пластинкалар тўпламига эга бўлган ҳолда кузатишнинг энг яхши амалий шароитини танлаб олиш мумкин. Шундай сусайтирувчи ва фазани ўзгартирувчи пластинканинг қаерга жойланишини 15.10-расмдан кўриш осон. Агар препарат (буюм) параллел даста билан ёритилган бўлса, бу ҳолда оғишмаган (S ёки P) тўлқин объективнинг AA фокал текислигида йиғилади ва ундан



15.12-расм. Фазавий контраст методи принципи.

а — S ва D тўлқинлар фазаси бир хил; *б* — S ва D тўлқинлар фазаси қарама-қарши.

нари бутун EE тасвир текислиги бўйича ёйилиб кетади. Дифракцияланган (оғишган) D тўлқин EE текисликда тасвир ҳосил қилади; EE текислик микроскоп объективига нисбатан буюм текислигига қўшма текисликдир.

S ни (ва P ни) сусайтирувчи ва қўшимча фазалар фарқи ҳосил қилувчи фазавий пластинка объективнинг AA фокал текислигига жойлашиши керак.

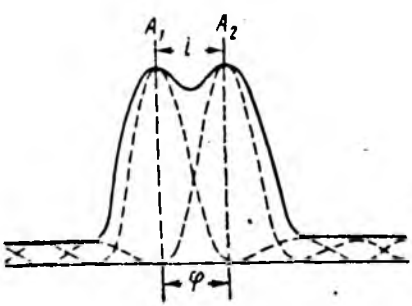
Фазавий пластинка шаффоф материалдан ясалган пластинка бўлиб, унинг нолинчи максимум тўғри келадиган жойи тегишлича қалинроқ ёки юпқароқ бўлади. Пластинканинг шу қисми бирор абсорбцион қобилиятли ютувчи қатлам билан қопланади.

Нолинчи максимум ёруғлик манбаининг конденсор ва объектив ҳосил қилган тасвиридир. Одатда конденсорнинг фокал текислигида жойлашган диафрагма манба хизматини ўтайди. Бу диафрагма тешигининг шакли нолинчи максимумнинг шаклини ва бинобарин фазавий пластинканинг қалинроқ (юпқароқ) қисмининг шаклини белгилайди. Қатор мулоҳазаларга кўра, диафрагманинг тешиги кичик ҳалқа кўринишида ишланади.

Шаффоф буюмлар тасвири контрастлигини яхшилашнинг баён қилинган методи фазавий контраст методи деб аталган (Цернике, 1935 й.). Ҳозирги вақтда фазавий контраст методидан фойдаланадиган микроскопларни саноат ишлаб чиқаради ва улар биологик тадқиқотларда кенг қўлланилади.

100-§. Спектрографларда бўладиган дифракцион ҳодисалар (хроматик ажрата олиш кучи)

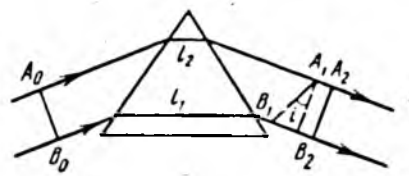
Спектрографлардаги дифракцион ҳодисалар жуда катта аҳамиятга эга. Агар аппаратнинг тор тирқишини узоқда жойлашган кичкина ёруғлик манбаи (яъни деярли параллел даста) ёритиб турган бўлса, коллиматор объективига жуда ингичка ёруғлик дастаси тушади. Бундай ҳолда объективнинг жуда кичик қисми ишлар эди, бу эса унинг ажрата олиш қобилияти жуда кичик бўлишига мос келар ва, бинобарин, фотопластинкада тирқишнинг тасвири кескин бўлмас эди. Аммо, тирқишда ёруғлик дифракцияланади, оқибатда коллиматор тирқишнинг ўлчамларига мувофиқ равишда ёруғликка тўлади.



15.13- расм. Бир-бирига яқин икки спектрал чизиқ устма-уст тушганда интенсивлик тақсимоти.

Тирқиш тор бўлганида коллиматор объективининг апертураси объектив дифрак-

ционманзаранинг марказий максимумини ҳам, анчагина ён максимумларни ҳам ўтказа оладиган даражада етарлича катта бўлиши керак; юқори тартибли дифракцион максимумларнинг диафрагма борлиги туфайли муқаррар тўсиб қолиниши оқибатида тирқишнинг тасвири бирмунча кенгайган бўлиб чиқади, бунда коллиматор объективининг апертураси қанча кичик бўлса, тирқишнинг тасвири шунча кўп кенгаяди. Аммо, одатда, спектрограф коллиматорининг ҳам, камерасининг ҳам объективлари призмали системанинг кўндаланг кесимига нисбатан каттароқ ўлчамли қилиб ишланади. Шунинг учун тирқиш тасвирининг дифракцион кенгайишида призма туфайли ҳосил бўладиган чеклаш асосий аҳамиятга эга. Иккинчи томондан, призмали системанинг дисперсияси анча катта бўлгани туфайли тушаётган моиохроматик бўлмаган ясси тўлқин фронти призмадан ўтгандан сўнг турли тўлқин узунликлар учун турли бурчакка бурилади ва оқибатда призматик спектр ҳосил бўлади (Ньютон). Икки яқин тўлқин узунликлар орасида дисперсия туфайли ҳосил бўлган бурчакли масофа (чизиқлар тасвирларининг дифракцион кенгайиши уларни тўлиқ босиб кетмагунча) бу чизиқларни фарқ қилишга имкон беради. Шундай қилиб, бу ҳолда ҳам дифракция спектрал аппаратнинг яқин тўлқин узунликларни фарқ қилиш қобилиятига чек қўяди, яъни аппаратнинг *хроматик ажрата олиш қобилиятига* чек қўяди.



15.14- расм. Спектрографнинг ажрата олиш кучини ҳисоблашга доир.

Интенсивлиги бир хил бўлган икки яқин монохроматик спектрал чизиқнинг устма-уст тушишидаги интенсивлик тақсимоти 15.13-расмда туташ чизиқ билан схематик тасвирланган.

Бу манзарада иккита дискрет тўлқин узунликни фарқ қилиш имконияти маълум даражада шартлидир (50,96-§ ларга таққосланг). Рэлейнинг фикрича, агар икки чизиқ максимумлари орасидаги A_1A_2 масофа (бурчак ўлчовида бу масофа i орқали ифодаланади) максимумдан энг яқин минимумгача бўлган бурчакли φ масофадан катта ёки унга тенг бўлса, яъни $i \geqslant \varphi$ бўлса, бу икки чизиқ ажралган чизиқлар ҳисобланади. $\mathcal{A} = \lambda/\delta\lambda$ катталик аппаратнинг ажрата олиш қобилияти дейилади, бу ерда $\delta\lambda$ юқоридаги шартни қаноатлантирувчи энг яқин икки чизиқнинг тўлқин узунликлари фарқи.

Ҳисоб содда бўлиши учун энг кўп қўлланадиган схемани, яъни призма минимал оғдириш вазиятида турган схеманигина кўриб чиқамиз, бунда ёруғлик дастаси призма ичида унинг асосига параллел йўналишда боради.

15.14-расмда A_0B_0 — иккала тўлқиннинг минимал оғдириш вазиятида турган призмага тушишидан олдинги фронтининг вазиятини билдиради. A_1B_1 ва A_2B_2 эса λ_1 ва λ_2 ларнинг призмада синишдан сўнгги фронтлари вазиятини билдиради. i бурчак — A_1B_1 билан A_2B_2 орасидаги бурчак.

15.14-расмдан қуйидагини топамиз:

$$i \approx \operatorname{tg} i = \frac{B_1B_2 - A_1A_2}{A_2B_2},$$

лекин

$$A_1A_2 = l_2 (n_1 - n_2) = l_2 \delta n,$$
$$B_1B_2 = l_1 (n_1 - n_2) = l_1 \delta n,$$

бундаги l_1 ва l_2 — призманинг юқориги ва пастки қисмидаги йўл узунлиги, $\delta n = n_1 - n_2$ катталик — λ_1 ва λ_2 учун синдириш кўрсаткичлари фарқидир, чунки призмадан ўтишдаги кечикиш туфайли λ_1 тўлқиннинг фронти λ_2 тўлқиннинг фронтидан орқада қолади; тўлқинлар n_1 ва n_2 ларнинг ҳар хил бўлиши ва призмада босиб ўтиладиган қатлам қалинлиги ҳар хил бўлиши туфайли кечикади.

Шундай қилиб, $(l_1 - l_2)\delta n$ ифода λ_1 ва λ_2 тўлқинлар орасидаги йўл фарқи бўлиб, бу фарқ призманинг ичида $(l_1 - l_2)$ йўлда дисперсия туфайли пайдо бўлади. Ёруғлик дастасининг $A_0B_0 = A_2B_2$ *кенглиги*ни h билан белгиласак,

$$i = \frac{l_1 - l_2}{h} \delta n.$$

Дастанинг h кенглиги чизиқнинг дифракцион кенгайишини аниқлайди. λ_1 ва λ_2 бир-бирига яқин бўлганлиги учун, бу кенгайишни иккала чизиқ учун ҳам бир хил ва $h \sin \varphi = \lambda$ ёки

$$\varphi = \lambda/h$$

шартдан аниқланади деб ҳисоблаш мумкин, бу ерда φ — дифракция бурчаги.

Демак, λ га яқин иккита чизиқни ажрата олиш шарти қуйидагидир:

$$i = \varphi$$

ёки

$$\lambda = \delta n (l_1 - l_2). \qquad (100.1)$$

Ёруғлик дастаси *бутун* призмани қоплагандаги ҳол энг қулай ҳолдир. Бу ҳолда $l_2 = 0$ ва $l_1 = b$, бундаги b — призма асосининг кенглиги; минимал оғдириш вазиятида ёруғлик шу асос бўйлаб боради. Бу ҳолда

$$\lambda = b\delta n \text{ ва } \mathcal{A} = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = b \frac{\delta n}{\delta\lambda}. \qquad (100.2)$$

Шундай қилиб, призманинг хроматик ажрата олиш қобилияти призма асосининг кенглиги билан синдириш кўрсаткичининг нисбий дисперсияси кўпайтмасига тенг.

Бир материалдан ($\delta n/\delta\lambda$ бир хил) ясалган бир нечта призмалари бўлган спектрографларда b миқдор барча призмалар асосларининг йиғиндисига тенг. Масалан, ҳар бир призмасининг асоси 7 см чамасида бўлган уч призмали чоғроқ ИСП-51 спектрографи спектрнинг нисбий дисперсия $\delta n/\delta\lambda = 0{,}0001$ нм$^{-1}$ бўлган бинафша қисмида $\mathscr{A} = 20\,000$ назарий ажрата олиш кучига эга, яъни асбоб бир-биридан 0,02 нм дан кам фарқ қиладиган иккита бинафша чизиқни ажратиб беролмайди. Тирқиш кенглигининг чекли бўлиши, шунингдек спектрограф оптикасининг нуқсонлари ва фотоэмульсияларнинг донадор бўлиши туфайли ҳақиқий ажрата олиш кучи назарий ажрата олиш кучидан бирмунча кам бўлади.

ЁРУҒЛИКНИНГ ҚУТБЛАНИШИ

XVI боб

ТАБИИЙ ВА ҚУТБЛАНГАН ЁРУҒЛИК

101-§. Ёруғлик тўлқинларининг кўндаланг тўлқин эканлиги

Интерференция ва дифракция ҳодисаларини ўрганишда ёруғлик тўлқинлари бўйлама ёки кўндаланг тўлқинлар эканлиги тўғрисидаги масала иккинчи даражали аҳамиятга эга эди (қ. 18-§).

Ёруғликнинг электромагнитик назариясидан ёруғлик тўлқинлари кўндаланг тўлқинлар эканлиги бевосита келиб чиқади. Ҳақиқатан ҳам, қисқача математик ифодаси Максвелл назариясининг тенгламаларида мужассамланган электромагнетизм ва электромагнитик индукция қонунларининг бутун мажмуасидан бундай хулоса келиб чиқади: E электр кучланганлиги вақт ўтиши билан ўзгарганда E векторга перпендикуляр равишда йўналган ўзгарувчи H магнит майдони пайдо бўлади ва аксинча. Бундай ўзгарувчи электрмагнитик майдон фазода қўзғалмай турмай, балки E ва H векторларга перпендикуляр бўлган чизиқ бўйлаб ёруғлик тезлиги билан тарқалиб, электромагнитик тўлқинлар, жумладан ёруғлик тўлқинлари ҳосил қилади. Шундай қилиб, E, H ва тўлқин фронтининг v тарқалиш тезлигидан иборат уч вектор ўзаро перпендикуляр бўлиб, ўнг винт системасини ҳосил қилади, яъни электромагнитик тўлқин кўндаланг тўлқиндир*.

Агар тўлқин фронтининг тарқалиш йўналиши ва векторлардан бирининг, масалан, E нинг йўналиши берилган бўлса, бошқасининг (H нинг) йўналиши бир қийматли аниқланади. Бироқ ўзаро перпендикуляр бўлган E ва H векторлар тўлқин фронтининг тарқалиш йўналишига (ёки нурга) нисбатан *ихтиёрий* вазиятда жойлашган бўлиши мумкин.

Ҳар бир айрим ҳолда E ва H векторлар тўлқин нормалига нисбатан *бирор* вазиятда жойлашади ва тўлқин нормали (ёки нур) электромагнитик тўлқинларнинг симметрия ўқи эмас. Бундай асимметрия *кўндаланг* тўлқинларга хос бўлиб, бўйлама тўлқинлар эса ҳамиша тарқалиш йўналишига нисбатан симметрикдир. Шундай

---

* 35-бетдаги изоҳга қаранг. Оптик жиҳатдан изотроп бўлган муҳитларда энергия оқимининг (Умов-Пойнтинг векторининг) йўналиши тўлқин нормалининг йўналиши билан бир хил бўлади. Оптик жиҳатдан анизотроп бўлган муҳитларда тўлқин нормали билан нурнинг бир йўналишда бўлмаслиги муҳим принципиал аҳамиятга эга. Бу ҳолда эса тўлқин нормали билан нур йўналиши орасида фарқ йўқ.

қилиб, нурга нисбатан бўлган асимметрия кўндаланг тўлқинни бўйлама тўлқиндан фарқ қиладиган белгилардан биридир. Ёруғлик тўлқинларининг кўндаланг тўлқинлар эканлигини уларнинг электромагнитик табиати кашф этилишидан анча олдин тажрибада исботлаш учун айни мана шу белгидан фойдаланилган; ёруғликнинг электромагнитик табиатидан унинг кўндаланг тўлқин эканлиги ўз-ўзидан кўриниб туради.

Асимметрияни тажрибада текшириш қуроли сифатида, равшанки, ўз навбатида асимметрия хоссасига эга бўлган система хизмат қилади. Ёруғлик нурини тадқиқ этишга ярокли бўлган бундай система кристалл бўлиши мумкин, унинг атомлари фазовий панжара тарзида шундай жойлашганки, турли йўналишларда кристаллнинг хоссалари турличадир (анизотропия). Ҳақиқатан ҳам, ёруғлик тўлқинларининг кўндаланг тўлқинлар эканлиги аниқланишига хизмат қилган биринчи ҳодиса ёруғликнинг кристаллардан ўтиши бўлди.

Исланд шпатининг ўзидан ўтган ёруғлик нурини иккига ажратиб, синдиришини 1670 йилда Бартолин кашф этган эди. 1690 йилда Гюйгенс бу ҳодисани ўрганиб, мана шу йўл билан ҳосил қилинган нурларнинг ҳар бири исланд шпатининг иккинчи кристалидан ўтганда ўзини одатдаги нурлардан бошқача тутишини топди; кристалларнинг бир-бирига нисбатан тутган вазиятига (ориентациясига; қараб нурларнинг ҳар бири иккинчи кристаллда икки нурга ажралади ва бу нурларнинг *интенсивлиги* ҳар хил бўлади; кристалларнинг бир-бирига нисбатан тутган бирор вазиятида нур иккинчи кристаллда фақат битта бўлади (иккинчисининг интенсивлиги нолга тушиб қолади). Гюйгенс ўзи кашф этган ҳодисанинг сабабини кўрсатиб беролмади. Ньютон (1704 й.) Гюйгенс кашфиётини муҳокама қила туриб, бу ерда ёруғликнинг асосий (Ньютон таъбири билан айтганда, «азалий») хоссалари намоён бўлишига ва бу хоссалар туфайли нур тўрт томонга эга бўлгандай бўлишига эътибор қилди; оқибатда бир жуфт томонни туташтирувчи йўналиш бунга перпендикуляр йўналиш билан бир хил эмас. Шу туфайли Ньютон ёруғлик корпускулаларини қутбларга эга бўлган магнитчаларга ташқи томондан ўхшатди, бунинг оқибатида эса магнитча бўйлаб кетган йўналиш бунга перпендикуляр йўналиш билан бир хил эмас.

Шишадан қайтган ёруғликда бунга ўхшаган хусусиятлар борлигини кашф этган Малюс (1808 й.) бу хусусиятларни ифодалаш учун *қутбланиш* терминини киритди; у бу терминни Ньютон тасаввурларига асосланиб олган бўлса эҳтимол.

Ёруғликнинг тўлқин табиати кашф этилгандан кейин ёруғликнинг қутбланиш ҳодисаси янада синчиклаб ўрганилди. Френель ва Арагонинг қутбланган нурлар интерференциясига оид тажрибалари (1816 й.) Юнгни *ёруғлик тўлқинлари кўндаланг тўлқинлар* бўлса керак деган тахминни айтишга ундади. Френель ҳам Юнгдан бехабар равишда ёруғлик тўлқинлари кўндаланг тўлқинлар бўлса керак деган фикрни ўртага ташлади, бу фикрни кўпгина муҳим тажрибаларда

тасдиклади ва уни ёруғликнинг қутбланиш ва кристалларда иккига ажралиб синиш ҳодисаларига асосланиб изоҳлади.

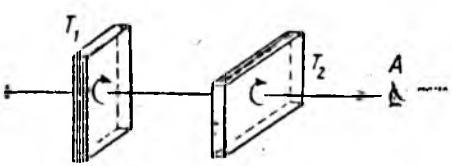
Бунга алоқадор бўлган қийинчиликлар суюқлик ва газларда кўндаланг тебраниш ва тўлқинлар бўлмаслигида эди. Ўша вақтларда қаттиқ жисмлардаги эластик тебранишлар ҳали ўрганилган эмас эди. Френелнинг кўндаланг ёруғлик тўлқинлари тўғрисидаги таълимоти эластик қаттиқ жисмларнинг хоссаларини тадқиқ этишга туртки берди. Олинган билимларнинг оптикага татбиқ этилиши кўпгина принципиал қийинчиликларга сабаб бўлди, бу қийинчиликлар эластик муҳит тебранишларининг механик қонунлари билан оптик ҳодисаларнинг тажрибада кўринадиган қонунларининг мос келмаслигига алоқадордир. Бу қийинчиликлар ёруғликнинг электромагнитик назарияси яратилиши билангина бартараф қилинди. Бироқ ёруғлик тўлқинининг кўндаланг тўлқин эканлиги тўғрисида бизни қизиқтираётган масала учун ёруғликнинг механик назариялари кўп ёрдам қилди ва уларнинг ўша замонда самарали бўлганлигига ҳеч шак-шубҳа йўқ.

102-§. Ёруғликнинг турмалин орқали тарқалиши

Шундай бир тажриба қилиб кўрамиз. Турмалин кристалидан T_1 пластинка (16.1-расм) кесиб оламиз; бу пластинканинг текислиги кристалл панжаранинг ўқ деб аталадиган тайинли йўналишларидан бирига параллел бўлсин; пластинка орқали унинг сиртига перпендикуляр йўналишда ёруғлик ўтказамиз.

Кристаллни ёруғлик нури йўналиши атрофида бурсак, турмалин орқали ўтган ёруғликнинг интенсивлигида ҳеч қандай ўзгариш сезмаймиз, ваҳоланки турмалин дастлабки ёруғлик дастасини икки марта сусайтиради. Шундай қилиб, одатдаги ёруғлик манбаидан (масалан, L электр ёйидан) турмалинга тушаётган ёруғлик тўлқини ўзининг тарқалиш йўналишига нисбатан асимметриклик қилмайди. Бироқ нур йўлига яна худди шундай T_2 турмалин пластинкаси биринчи пластинкага параллел қилиб қўйилса (қ. 16. 1-расм), у ҳолда манзара мураккаблашади.

Иккала пластинканинг бир-бирига нисбатан тутган вазияти қандай бўлишига қараб улардан ўтувчи ёруғликнинг интенсивлиги ўзгаради. Агар иккала пластинканинг ўқи ўзаро *параллел* бўлса, интенсивлик (яъни пластинкалар орқали ўтган ёруғликнинг интенсивлиги) энг катта бўлади: агар пластинкалар ўқи бир-бирига перпендикуляр бўлса, интенсивлик нолга тенг (яъни ёруғлик бутунлай тутилиб қолади), пластинкаларнинг бу айтилганлардан оралиқ вазиятида интенсив-



16.1-расм. Ёруғликнинг иккита турмалин пластинкаси орқали ўтиши.

лик ҳам энг катта қиймати билан ноль орасидаги қийматга эга бўлади. Тажрибанинг кўрсатишича, интенсивлик $\cos^2 \alpha$ га пропорционал, бу ерда α — иккала пластинка ўқлари орасидаги бурчак.

Агар қуйидаги гипотезаларни қабул қилсак, бу ҳодисаларни тўлиқ изоҳлаб бериш мумкин. Биринчидан, ёруғлик тўлқинларини кўндаланг тўлқинлар деб фараз қиламиз, бироқ манбадан чиқаётган ёруғликда тебранишлар устунлик қиладиган йўналиш йўқ, яъни тушувчи ёруғликда тўлқин йўналишига перпендикуляр бўлган *ҳамма* тебраниш йўналишлари бор. Ёруғлик тўлқинлари кўндаланг тўлқинлар деган фаразга қарамай, биринчи тажрибанинг сабаби ана шу. Иккинчидан, турмалин кўндаланг векторларидан бири, масалан, E вектори кристалл ўқига параллел йўналган қўшилувчига эга бўлган тўлқинларнигина ўтказади, деб ҳисоблаймиз. Турмалин пластинкаси дастлабки ёруғлик дастасини худди шу сабабдан икки марта заифлаштиради. Ёруғлик тўлқини бундай кристаллдан ўтганда ёруғлик энергиясининг бу қўшилувчига тегишли қисмигина ўтказилади. Кристаллга электр векторлари хилма-хил жойлашган электромагнитик ёруғлик тўлқинлари тушганда кристалл орқали ёруғликнинг бир қисмигина (ярми) ўтади, шунинг учун электр векторининг йўналиши кристалл ўқига параллел бўлган тўлқинлар кристаллдан ўтади. Шундай қилиб, E векторининг вазияти хилма-хил бўлган ёруғликдан E нинг маълум бир йўналишига мос қисмини кристалл *ажратиб олади*. Бундан буён биз E векторининг ва демак, H нинг ҳам вазияти хилма-хил бўлган ёруғликни *табиий* ёруғлик деб, E векторининг (демак, H нинг ҳам) йўналиши ягона бўлган ёруғликни *ясси қутбланган* ёки *чизиқли қутбланган* ёруғлик деб атаймиз. Шундай қилиб, турмалин табиий ёруғликни чизиқли қутбланган ёруғликка айлантириб, унинг ярмини тутиб қолади, тутиб қолган ярми электр векторининг кристалл ўқига перпендикуляр бўлган ташкил этувчисига мос келади.

Энди иккинчи тажриба ҳам, турмалиннинг иккинчи кристалнинг роли ҳам тушунарли бўлади. Иккинчи пластинкага қутбланиб бўлган ёруғлик етиб боради. Иккинчи турмалин пластинкасининг вазияти қандай бўлишига қараб қутбланган бу ёруғликнинг оз ёки кўп қисми ўтади, чунончи электр векторининг иккинчи пластинка ўқига параллел бўлган компонентасига мос келадиган қисми ўтади. Биринчи турмалиндан ўтган тўлқиннинг электр векторининг йўналиши, фаразимизга кўра, биринчи кристаллнинг ўқига параллел бўлгани учун, иккинчи турмалиндан ўтган ёруғликнинг амплитудаси $\cos \alpha$ га (α — иккала пластинка ўқлари орасидаги бурчак), интенсивлиги эса $\cos^2 \alpha$ га пропорционалдир, тажрибада ҳам худди шундай бўлди.

Бу гипотезалар доирасида табиий ёруғлик тебранишларининг йўналиши вақт ўтиши билан тез ва мутлақо тартибсиз ўзгарадиган чизиқли қутбланган ёруғликдан ёки тебранишларининг йўналиши

хилма-хил бўлган чизиқли қутбланган нурлар аралашмасидан иборат.

Биз шу чоққача электр векторининг турмалин ўқига параллел бўлган йўналиши тўғрисида фақат аниқлик учун гапириб келдик. Агар турмалин ўқига магнит вектори параллел бўлса ҳам, мулоҳазаларимиз ўз кучида қолади. Турмалин орқали ўтаётган ёруғликда турмалин ўқига айни ўша электр вектори параллел жойлашган экани аниқланган тажрибаларни биз кейинчалик (қ. 104-§) баён этамиз.

Электр вектори жойлашган текислик қутбланган ёруғликнинг *тебраниш текислиги* деб, магнит вектори жойлашган текислик баъзан *қутбланиш текислиги* деб аталади. Тебраниш текислиги ва қутбланиш текислиги деган қўш терминология тарихан ёруғликнинг эластик назарияси тараққиётида пайдо бўлган бўлиб, ноқулай бўлишига қарамай ҳалигача кўп китобларда сақланиб қолган. Агар йўналишлардан фақат *битгаси*, масалан, электр векторининг тебраниш йўналиши, яъни эски терминология бўйича тебраниш текислиги кўрсатилса, ҳодисалар содда ва тушунарли қилиб баён этилади. Махсус писанда қилинмаган ҳолларда бундан буён ҳамма жойда тебраниш йўналиши деганда биз ҳамиша *электр* векторининг йўналишини назарда тутамиз.

Иккита турмалин кристали билан ўтказилган тажриба аслида Гюйгенснинг биринчи марта иккита исланд шпати билан ўтказган тажрибасидан фарқ қилмайди. Турмалиннинг баён этилган тажриба учун фойдали бўлган асосий фарқи шундаки, турмалин нурни иккига ажратиб сингдирувчи кристалл бўлгани ҳолда синган икки нурдан бирини жуда кучли ютади, ҳақиқатда юпқа турмалин пластинкаси синган икки нурнинг фақат биттасини ўтказади.

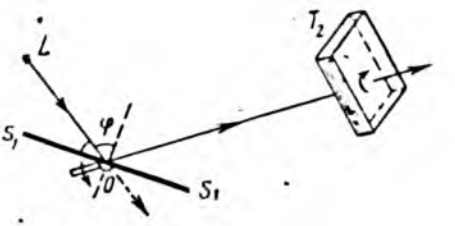
Шундай қилиб, ҳодиса кузатувчига жуда содда бўлиб туюлади, чунки исланд шпати билан ўтказилган тажрибадагидек иккинчи нур диққатни ўзига тортмайди.

103-§. Ёруғликнинг икки диэлектрик чегарасида қайтишида ва синишида қутбланиши

Икки изотроп диэлектрик чегарасида ёруғлик қайтганда ёки синганда ҳам ёруғликнинг қутбланиш ҳодисаси, яъни электр (ёки магнит) вектори тайинли бир йўналишда бўлган ёруғлик тўлқинлари ажралиш ҳодисаси юз беради. Қутбланишнинг бу усулини Малюс қашф этган; у шишадан қайтган нур атрофида кристаллни бурганда ёруғлик интенсивлиги даврий равишда ортиши ва камайишини, яъни шишадан қайтиш ёруғликка турмалин орқали ўтишга ўхшаб таъсир қилишини тасодифан пайқаб қолган. Тўғри, бу ҳолда кристаллнинг маълум бир вазиятларида ёруғлик бутунлай сўниб қолмаган, балки фақат кучайиб ва сусайиб турган.

Ёруғликнинг қайтишда қутбланиш ҳодисасини ва унинг қонунларини қуйидагича ўрганиш мумкин. Табиий ёруғликнинг парал-

лел дастаси (16.2- расм) S_1S_1 шиша кўзгуга тушаётган бўлсин; бу кўзгу O ўққа шарнир билан маҳкамлаб қўйилган. Ёруғликнинг тушиш бурчаги ҳар қандай бўлганда ҳам бу қурилма воситасида биз O ўқни қайтган нур бўйлаб йўналтиришимиз ва шундай қилиб кўзгуни O ўқ атрофида айлантира олишимиз мумкин. Қайтган ёруғлик T_2 турмалин пластинкаси ёрдамида тадқиқ этилади, бу пластинка ҳам қайтган нур атрофида бурила олади. T_2 пластинка бурилганда кузатувчининг кўзи ёруғлик кучайганини ва сусайганини кўради.

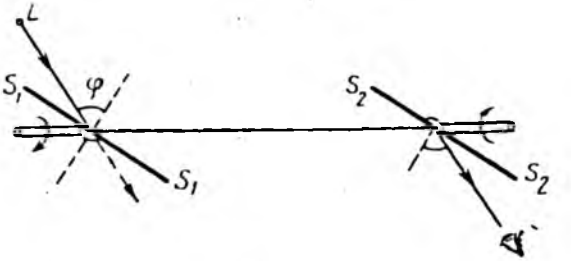


16.2- расм. Ёруғликнинг қайтишда қутбланишини тадқиқ этиш.

S_1S_1 — ёруғлик нурини қутбловчи шиша кўзгу; T_2 — анализатор сифатида ишлатилаётган турмалин пластинкаси.

Равшанки, тажрибани тескарича қилиб кўриш, яъни ёруғлик манбаи билан кузатувчи кўзининг ўрнини алмаштириш ва анализатор сифатида шиша кўзгудан фойдаланиш мумкин.

Албатта, тажрибани турмалинсиз ҳам ўтказиш мумкин, бунинг учун икки шиша кўзгудан фойдаланиш мумкин, булардан бири S_1S_1 бўлиб, у қутбловчи (поляризатор) бўлади, иккинчиси S_2S_2 бўлиб, у анализатор бўлади. Бу асбобнинг схемаси 16.3- расмда кўрсатилган.



16.3- расм. Ёруғликнинг қайтишда қутбланишини тадбиқ этишга мўлжалланган асбоб схемаси; бу асбобда қутбловчи ва анализатор сифатида S_1S_1 ва S_2S_2 шиша кўзгулар ишлатилади.

Кўзгулар турмушда ишлатиладиган хилидан фарқли ўлароқ оддий шиша пластинка бўлиб, уларга металл ялатилмаган. Металл қатлами бўлиши тажрибани бузиб қўйган бўлар эди, чунки ёруғликнинг металлдан қайтиши бу ерда баён этилганидан фарқ қилади (қ. XXV боб). Одатдаги шишада ёруғлик олдинги сиртдан ҳам, кетинги сиртдан ҳам қайтади: қулайлик туғдириш учун кўпинча бир томони қорага бўялган шиша ёки ношаффоф (қора) шиша ишла-

тилади. Жилвирланган бошқа *диэлектрик*, масалан, мармар ишлатиш ҳам мумкин.

Схемалари 16.2 ва 16.3-расмларда кўрсатилган тажрибаларда T_2 турмалин кристалининг ўқидан ўтадиган текислик ёруғликнинг S_1S_1 кўзгуга тушиш текислигига параллел бўлган ҳолда ёки ёруғликнинг S_1S_1 ва S_2S_2 кўзгуларга тушиш текисликлари бир-бирига перпендикуляр бўлган ҳолда ёруғлик интенсивлиги *минимумгача* боради. T_2 пластинка ёки S_2S_2 кўзгу 90° бурилганда интенсивлик *максимумга* эришади. Шундай қилиб, ёруғликнинг диэлектрикдан қайтишида кузатиладиган қутбланиш *тўлиқсиз* бўлади, яъни қайтган нур табиий ёруғлик билан қутбланган ёруғликнинг бирор қисмининг аралашмасидан иборат. S_1S_1 кўзгунинг нурга нисбатан оғмалик бурчагини ўзгартириб, биз қутбланган ёруғлик улуши φ тушиш бурчагининг катталигига боғлиқ эканини кўрамиз; φ бурчак ортгани сари қутбланган ёруғлик улуши ортади ва φ бурчакнинг маълум бир қийматида қайтган нур *тўлиқ* қутбланган бўлади. *Тўлиқ қутбланиш* бурчаги (φ_0) нинг катталиги нисбий синдириш коэффициенти (n) га боғлиқ бўлиб,

$$\operatorname{tg}\varphi_0 = n$$

муносабат билан аниқланади, бу муносабатни 1815 йилда Брюстер топган ва у *Брюстер қонуни* деб аталади. Тушиш бурчаги янада ортаверса, қутбланган ёруғлик улуши яна камаяди. Ёруғлик тўлиқ қутбланиш бурчаги остида тушганда қайтган нур билан синган нур орасидаги бурчак *тўғри бурчак* бўлишини кўрсатиш қийин эмас (қ. 141-машқ).

Қайтишда қутбланган ёруғликдаги тебраниш йўналиши ҳақида шуни айтиш керакки, тадқиқотларнинг кўрсатишича (қ. 104-§), тўлиқ қутбланган ҳолда қайтган ёруғликда электр вектори ёруғликнинг тушиш текислигига перпендикуляр равишда тебранади. Гарчи тўлиқсиз қутбланишда бошқа йўналишли тебранишлар ҳам қатнашган бўлса-да, тебранишлар асосан мана шу йўналишда юз беради.

Синган нурни ҳам анализ қилиб, биз у ҳам қисман (тўлиқсиз) қутбланган эканлигига ишонч ҳосил қиламиз, бунда тебранишлар асосан тушиш текислигида юз беради. Қайтган ва синган нурларни қўшсак, биз қутбланмаган дастлабки ёруғликни яна ҳосил қилган бўламиз. Шундай қилиб, шаффоф диэлектрикдан ясалган пластинка табиий ёруғлик нурларини *сортларга ажратиб*, асосан тебраниш йўналиши бир хил бўлган нурларни қайтаради, бунга перпендикуляр йўналишли тебранишларни ўтказади. Синган дастадаги қутбланган ёруғлик улуши тушиш бурчагига ва модданинг синдириш кўрсаткичига боғлиқ.

Ёруғлик Брюстер бурчаги (φ_0) остида тушганда синган нурларнинг қутбланиши максимал бўлади, бироқ тўлиқ бўлмайди (одат-

даги шиша учун у 15% чамасида бўлади). Агар синган нурлар, демак, қисман қутбланган нурлар иккинчи, учинчи ва ҳоказо марта синдирилса, у ҳолда синган нурларнинг қутбланганлик даражаси янада ортади, албатта.

Агар 8—10 пластинка (Столетов стопаси) бўлса, ёруғлик Брюстер бурчаги остида тушганда ўтган даста ҳам, қайтган даста ҳам ҳақиқатда мутлақо қутбланган бўлади. Қайтган ва ўтган дасталар интенсивликлари ўзаро тенг бўлиб, ҳар бири тушаётган ёруғлик интенсивлигининг ярмига тенг (агар ёруғликнинг шишада ютилиши эътиборга олинмаса, албатта). Қайтган ва ўтган дасталарда электр векторининг йўналишлари ўзаро перпендикуляр бўлади. Пластинкаларнинг *стопа* деб аталувчи бундай группаси қайтган ёруғликда ҳам, ўтган ёруғликда ҳам поляризатор (қутблантиргич) ёки анализатор сифатида хизмат қила олади.

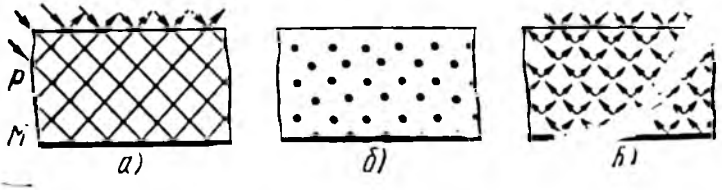
Икки диэлектрик чегарасидан қайтиш ва синишда кузатиладиган қутбланган ёруғлик *улушининг* тушиш бурчагига боғлиқ бўлиши тўғрисидаги масаланинг батафсил ечилиши XXIII бобда баён этилган; у бобда Френель формулалари берилган бўлиб, бу формулалардан хусусий ҳолда Брюстер қонуни ҳам келиб чиқади.

104-§. Қутбланган ёруғликда электр векторининг ориентацияси

Шу чоққача биз электр векторининг йўналиши тўғрисида гапирар эканмиз, қайтишдаги қутбланишда бу вектор тушиш текислигига перпендикуляр эканлигини, турмалин орқали ўтгандаги қутбланишда электр вектори турмалиннинг ўқи билан бир хил йўналган эканлигини исботсиз қабул қилиб келамиз. Винер бу даъволарни исботлайдиган тажрибалар қилиб кўрди.

Ўша авторнинг ёруғлик тўлқинининг электр вектори фототаъсир кўрсатиши тўғрисидаги тажрибалари олдин (қ. 23-§) баён этилган эди (шунинг учун бу вектор *ёруғлик* вектори деб аталади). Турғун тўлқинлар устида ўтказилган махсус тажриба қутбланган ёруғликдаги электр векторининг йўналиши тўғрисидаги масалани ҳал қилишга имкон берди.

Чизиқли қутбланган ёруғликни металлдан ишланган M кўзгуга (16.4-а расм) роса 45° бурчак ҳосил қилиб туширамиз: бу кўзгу устига ёруғликка сезгир бўлган P эмульсия қатлами қуйилган. Шундай қилиб, бу кўзгу таги кўзгу бўлган фотопластинкадан ибо-



16.4- расм. Винер тажрибасининг турли хиллари.

рат*. Ёруғлик вектори (электр вектори) тушиш текислигига перпендикуляр равишда жойлашган ёки тушиш текислигида жойлашган бўлишига қараб натижалар ҳар хил бўлишини кўриш осон. Биринчи ҳолда (қ. 16.4-б расм) ёруғлик қайтишида электр векторининг йўналиши ўзига параллеллигича қолади ва демак, тушаётган ва қайтган тўлқинлар интерференциялашиб, тугун ва қавариқликлари фазода тақсимланган ҳамда ажралган кумуш қатламлари бўйича тақсимоти тегишлича бўлган турғун тўлқинларни ҳосил қилади (23- § га солиштиринг).

Агар электр вектори ёруғликнинг тушиш текислигида ётса, қайтишда электр вектори тўлқин фронти билан бирга 90° га бурилади. Шундай қилиб, тушаётган ва қайтган тўлқинларда электр векторлари ўзаро тўғри бурчак ҳосил қилади (16.4-*в* расм), шунинг учун улар бир-бири билан интерференциялаша олмайди. Электр вектори натижаловчисининг қиймати бутун эмульсия қатламида ўзгармайди ва кумуш қатлам-қатлам бўлиб ажралмайди. Шундай қилиб, *М* кўзгуга йўналтирилган қутбланган ёруғликда электр вектори қандай жойлашганлиги масаласини ва, демак, қутбланишнинг ҳар бир конкрет ҳолида электр вектори йўналиши қандай эканлигини аниқлаш мумкин. Бу тажрибаларнинг кўрсатишича, ёруғликнинг турмалинда қутбланишида электр вектори турмалин ўқига параллел бўлади: ёруғликнинг диэлектрикдан қайтиб қутбланишида электр вектори қайтиш (тушиш) текислигига перпендикуляр бўлган текисликда ётади: диэлектрикдан синиб қутбланишда электр вектори синиш (тушиш) текислигида ётади ва ҳоказо.

105-§. Малюс қонуни

Юқорида кўриб ўтилган қутбловчи ёки анализ қилувчи асбобларнинг (турмалин, шиша кўзгу, стопа ва ҳоказоларнинг) таъсири бу турдаги ҳамма мосламалар учун типикдир. Табиий ёруғлик электр (магнит) векторининг тебраниш йўналишларини бу асбоблар шундай гуруҳлайдики, бир дастага электр тебранишларининг йўналиши асосан бир хил бўлган нурланиш йиғилса, бошқа дастага электр тебранишларининг йўналиши аввалгига перпендикуляр бўлган нурланиш йиғилади. Иккала даста аралаштирилганда (қўшилганда) яна табиий ёруғлик ҳосил бўлади. Баъзан бу даста-лардан бири озми-кўпми тўлиқ ютилади (турмалин, ношаффоф диэлектрик), шу туфайли ҳодиса бир оз мураккаблашади. Қутбланишда ҳосил бўладиган икки дастадаги ўзаро перпендикуляр тебранишларнинг икки йўналиши қўлланилган поляризаторнинг физик хусусиятлари билан аниқланади; поляризатор сифатида турмалин

* Бу тажрибаларни кўриб чиқаётганда ёруғликнинг металлдан қайтиши ёруғликнинг қутбланишига кўп таъсир қилмайди, деб ҳисоблаш мумкин. Ёруғликнинг металлдан қайтишида юз берадиган янада нозикроқ эффектлар (яъни ҳодисалар) кейинроқ ўрганилади.

(ва бошқа кристаллар) ишлатилганда бу йўналишлар кристалл-нинг тузилиши билан аниқланади, кўзгу ишлатилганда бу йўналишлар ёруғликнинг тушиш текислиги йўналиши билан аниқланади ва ҳоказо. Танланган бу йўналишларни P_1 ва P_2 бош текисликлар деб аташ мумкин, бунда $P_1 \perp P_2$.

Агар табиий ёруғлик мос текисликлари ўзаро φ бурчак ҳосил қиладиган қутбловчи икки асбобдан ўтса, бундай системадан ўтган ёруғликнинг интенсивлиги $\cos^2\varphi$ га пропорционал бўлади. Бу қонунни 1810 йилда Малюс таърифлаб берган, уни Араго синчиклаб ўтказилган фотометрик ўлчашлари орқали тасдиқлаб, шу принцип асосида фотометр ясади. Шу нарса ажойибки, Малюс ўз қонунини ёруғлик тўғрисидаги корпускуляр тасаввурларга асосланиб топган. Тўлқин нуқтаи назардан қараганда, Малюс қонуни векторларни ёйиш теоремасининг ва ёруғликнинг интенсивлиги ёруғлик тўлқини амплитудасининг квадратига пропорционалдир, деган даъвонинг натижасидир. Шундай қилиб, Малюс қонуни бу даъвонинг бевосита эксперимент исботи деб қаралиши мумкин. Хилма-хил қутбловчи асбобларда поляризатор ва анализатордан ўтган ёруғликнинг интенсивлиги Малюс қонуни асосида ҳисобланади.

106-§. Табиий ёруғлик

Пировардида табиий ёруғлик билан қутбланган ёруғлик таърифларини яна бир марта солиштирамиз. *Табиий ёруғлик* тебранишлар йўналиши хилма-хил бўлган ва тез ҳамда тартибсиз алмашиб турадиган ёруғлик тўлқинлари тўпламидан иборат; статистик жиҳатдан бу тўплам тўлқинга ўтказилган нормалга нисбатан симметрик, яъни унда тебранишлар йўналиши тартибланган эмас.

Ясси қутбланган (яъни *чизиқли қутбланган*) *ёруғлик* тебранишлар йўналиши ягона (ўзаро перпендикуляр E ва H лар ягона) бўлган ёруғлик тўлқинларидан, яъни тебранишлари йўналиши тўлиқ тартибланган тўлқинлардан иборат. Тартибланган тебранишларнинг мураккаброқ турлари ҳам бор, уларга қутбланишнинг бошқа турлари, масалан, *доиравий* ёки *эллиптик* қутбланиш мос келади; бу турдаги қутбланишларда электр (ва магнит) векторининг учи доира ёки бирор эксцентриситетли эллипс чизади (қ. XVIII боб).

Қисман қутбланган ёруғликда тебранишлар йўналишидан бири асосий бўлади-ю, лекин тебранишларнинг ҳаммаси ҳам ўша йўналишда бўлавермайди. Бу ҳолда электр (магнит) векторининг тебранишлар йўналиши тўлқинга ўтказилган нормалга перпендикуляр бўлган текисликда нормалга нисбатан статистик жиҳатдан тенг эҳтимолли (яъни симметрик) бўлмайди. Қисман қутбланган ёруғликни табиий ёруғлик билан қутбланган ёруғликнинг аралашмаси деб ҳисоблаш мумкин.

Кўпчилик манбалар (чўғланган жисмлар, ёруғлик чиқарувчи газлар) табиий ёруғликка яқин бўлган ёруғлик чиқаради, бунда қутбланиш излари деярли ҳамма вақт бўлади, бу ҳол модданинг ичкарироқда ётган қатламларининг нур чиқаришидан далолат беради. Бу нурланиш бирор қатламдан ўтади ва диэлектрик қатламидан ўтишда юз берадиган қутбланишга ўхшаб қисман қутбланади.

Бирор атомдан чиқаётган ёруғлик тебраниш даврига қараганда анча узоқ бўлган вақт давомида қутбланиш характерини ўзгартирмай сақлайди, деб тахмин қилишга тўлиқ асос бор. Ҳақиқатан ҳам, йўл фарқи жуда катта (миллион тўлқин узунлигича) бўлганда ёруғлик дасталари (лазерлар нурларидан бошқалари) интерференциялаша олади, бу ҳолда миллион тебранишга кетадиган муддатнинг бошида ва охирида чиқарилган тўлқинлар ўзаро интерференциялашади. Бунда интерференция юз беришининг имконияти қутбланиш ҳолати жуда кўп тебраниш мобайнида сақланиб қолишини исбот этади. Шундай қилиб, айрим атомларнинг нурланиши яхши шароитларда (сийраклашган газ) фақат бошланғич фазасинигина эмас, балки электр векторининг вазиятини ҳам анча узоқ вақт- ($\sim 10^{-8}$ с) мобайнида ўзгартирмай сақлайди.

Бироқ бизга турлича қутбланган ёруғлик юборувчи ниҳоятда кўп атомларнинг нурланишини бир вақтда кузатишга тўғри келади. Ундан ташқари, ҳар бир атом ҳам бир неча юз минг тебранишдан кейин қутбланиш ҳолати янгича бўлган ёруғлик чиқара бошлайди. Шундай қилиб, E ва H нинг вазиятлари хилма-хил бўлган ва бу вазиятлар тез ўзгарадиган тўпламлар (дасталар) кузатилади, булар эса табиий ёруғликдир. Ёруғлик атомдан чиқиб кузатувчига етиб келгунча турли сабаблар туфайли бирмунча қутбланиши мумкин, бу қутбланишни одатда биз деярли сезмай қоламиз. Махсус кузатиш шароитларидагина (атмосфера сочиб юборган ёруғлик; сув юзидан қайтган ёруғлик ва ҳоказо) қутбланган ёруғликнинг улуши сезиларли даражада ортади.

XVII боб

НУРНИ ИККИГА АЖРАТИБ СИНДИРИШ ҲОЛИДАГИ ҚУТБЛАНИШ*

107-§. Исланд шпатидан ёруғлик ўтишида нурнинг иккига ажралиб синиши ва қутбланиши

Исланд шпати кальций карбонатнинг ($CaCO_3$) гексогонал системадаги кристаллар тарзида кристалланадиган бир туридир. Унинг нурни иккига ажратиб синдириш қобилияти жуда кучли.

* Бу бобда ёруғликнинг исланд шпати кристалидан ўтишга оид дастлабки маълумотларгина баён этилади, бу маълумотлар ёруғликнинг қутбланишини тушунишга зарур бўлади. Ёруғликнинг кристаллар орқали ўтиши тўғрисидаги масала XXVI бобда тўлароқ баён этилади.

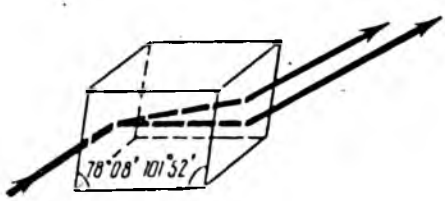
Исланд шпатининг кристаллари табиатда анча катта ва оптик жиҳатдан тоза ҳолда учрагани учун нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисаси биринчи марта айни мана шу кристаллда кузатилгани ва ёруғликнинг бу ҳодисага алоқадор бўлган қутбланиши айни мана шу кристаллда кашф этилгани ажабланарли эмас. Гарчи ҳозирги вақтда бундай хоссаларга эга бўлган табиий ва сунъий кристаллар жуда кўп бўлишига қарамай, ҳозиргача ҳам исланд шпати бу ҳодисаларни ўрганиш ва намойиш қилиб кўрсатишда, шунингдек, ёруғликнинг қутбланишидан фойдаланиб ишлайдиган оптик асбоблар ясашда энг яхши материал ҳисобланади.

Исланд шпатининг кристали ромбоэдр шаклида осон синади, унинг ёқларидаги ромбларнинг бурчаклари 101°52′ ва 78°08′ (17.1-расм) Агар бундай кристаллга ингичка ёруғлик дастаси тушса, у ҳолда бу даста синиб, йўналишлари бошқа-бошқа бўлган икки даста ҳосил бўлади. Агар тушаётган даста етарли даражада ингичка бўлиб, кристалл анча қалин бўлса, у ҳолда кристаллдан дастлабки дастага параллел бўлган (ёруғликнинг ясси-параллел пластинкадан ҳар қандай ўтишидаги каби) икки даста чиқади, булар бир-биридан анча масофада боради.

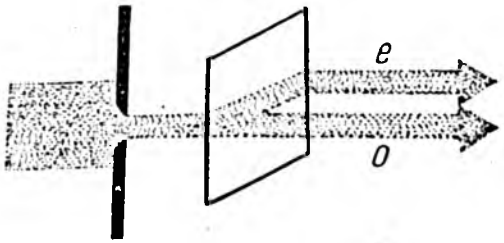
Бирламчи нур кристаллнинг табиий ёғига нормал бўлган, яъни тушиш бурчаги нолга тенг бўлган ҳолда ҳам синган нур иккига ажралади, булардан бири бирламчи нурнинг давоми бўлади, иккинчиси эса (17.2-расм) шундай оғадики, бунда синиш бурчаги нолдан фарқ қилади.

Бу ҳол ва одатдаги синиш қонунларидан бўладиган қатор четланишлар (биз улар тўғрисида кейинроқ гапирамиз) бу нурларнинг биринчисини *оддий* нурлар (*о*) деб, иккинчисини *ғайриоддий* нурлар (*е*) деб аташга сабаб бўлди. Иккала нур оғишининг турлича бўлиши уларга нисбатан кристаллнинг синдириш кўрсаткичи турлича бўлишини билдиради. Бу ҳодисани кристалл ичида синган нурларнинг йўналиши турлича бўлган ҳолларда тадқиқ этиб, исланд шпати кристалида нурлардан бирининг (оддий нурнинг) синиш кўрсаткичи ҳамма йўналишларда айни бир қийматга эга бўлишини, иккинчи нурнинг синиш кўрсаткичи йўналишга боғлиқ бўлишини пайқаш мумкин.

Исланд шпати кристалида шундай тайинли бир йўналиш борки, синган иккала нур бу йўналиш бўйлаб иккига ажралмай ва одатдаги изотроп муҳитдаги каби бир хил тезлик билан тарқалади. Бу йўналиш табиий кристалларнинг қирралари билан тайинли бурчаклар ҳосил



17.1- расм. Исланд шпати кристалидан ёруғлик ўтиши (нурнинг иккига ажралиб синиши).

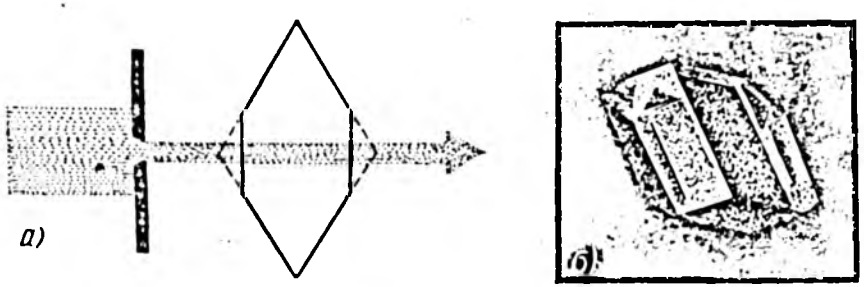


17.2- расм. Исланд шпати кристалининг табиий ёқига нормал равишда тушаётган ёруғликнинг иккига ажралиб синиши.

қилади; ромбоэдр шаклидаги бир парча кристаллда тилга олинаётган бу йўналиш ромбоэдрнинг ўтмас бурчакларини туташтирувчи диагоналига параллел бўлади. Бу йўналиш кристаллнинг *оптик ўқи* деб аталади. Исланд шпатида оптик ўқ борлигини икки томонида ўша диагоналга перпендикуляр бўлган иккитекислик жилвирланган кристалл бўлагида намойиш қилиб кўрсатиш мумкин (17.3-а расм ва б расм). Жилвирланган бу текисликларга перпендикуляр равишда юборилган ёруғлик дастаси кристаллдан иккига ажралмай ўтади. Агар жилвирланган текисликлар анча катта бўлса, у ҳолда бу текисликларга ҳар қандай жойда перпендикуляр бўлган йўналиш оптик ўқ хоссасига эга бўлишига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Бошқача айтганда, топилган йўналишга параллел бўлган ҳар қандай тўғри чизиқ кристаллнинг оптик ўқи бўлади.

Шундай қилиб, оптик ўқ кристаллда танлаб олинган бирор чизиқ эмас, балки кристаллдаги тайинли бир *йўналишдир*, шундай эканлиги мутлақо тушунарлидир, чунки кристаллнинг алоҳида қисмлари айни бир хоссаларга эга бўлиши керак. Демак, исланд шпатининг исталган бир нуқтасидан оптик ўқ ўтказиш мумкин. Оптик ўқ ва тарқалаётган тўлқинларга ўтказилган нормаль орқали ўтадиган текислик *бош кесим текислиги* ёки қисқача *бош текислик* деб аталади.

Ёруғлик дастаси кристаллнинг табиий ёғига нормал равишда тушадиган тажрибани бирмунча батафсилроқ кўриб чиқамиз. Бош



17.3- расм. а) Ёруғлик исланд шпатининг оптик ўқи бўйлаб ўтганда иккига ажралиб синиш ходисаси юз бермайди. б) Исланд шпатининг табиий кристали, бу кристаллда оптик ўққа перпендикуляр бўлган икки майдонча силлиқланган.

текисликни тушаётган нур орқали (кристаллга ўтказилган нормал орқали) ўтказамиз. Тажрибанинг кўрсатишича, кристалл ичида икки нур ўтади, булардан бири (оддий нур) тушаётган нурнинг давоми бўлиб, иккинчиси (ғайриоддий нур) оғишган ва биринчи нур билан бирга бош текисликда ётади. Кристаллдан икки нур чиқади, бу иккала нур бош текисликда ётади ва тушаётган нурга параллел, бироқ бир-бирига нисбатан силжиган бўлади. Кристаллни тушаётган нур йўналиши атрофида айлантирганда синган нурлардан бири силжимайди, иккинчиси биринчисининг атрофида айланади.

Агар чиқаётган иккала даста турмалин ёки шиша кўзгу воситасида текширилса, у ҳолда иккаласи ҳам етарлича қутбланганлиги, шу билан бирга ўзаро перпендикуляр текисликларда қутбланганлиги маълум бўлади. Оддий D тўлқин вектори бош текисликка перпендикуляр бўлган текисликда тебранади, ғайриоддий тўлқин вектори бош текисликда тебранади. Кристаллдан чиққан иккала нур бир-биридан фақатгина қутбланиш йўналиши билан фарқ қилади, шу сабабли «ғайриоддий» деган ном кристаллнинг ичидагина маънога эга. Агар кристаллга табиий ёруғлик тушаётган бўлса, иккала нурнинг интенсивлиги бир хил бўлади*.

Агар дасталардан бирини биринчи кристаллдан чиққандан кейин иккинчи кристаллнинг ёғига нормал равишда туширсак, у ҳолда *иккинчи* кристаллнинг бош текислигида ётган яна икки даста ҳосил бўлади ва бу дасталар иккинчи кристаллнинг бош текислигига нисбатан аввалгича қутбланган бўлади. Шундай қилиб, қутбланиш йўналиши кристаллнинг қандай жойлашганигагина боғлиқ бўлиб, унга тушаётган ёруғликнинг қутбланган ёруғлик ёки табиий ёруғлик эканлигига боғлиқ эмас. Бироқ, кристаллга қутбланган нур тушган ҳолда иккала дастанинг интенсивлиги тушаётган (қутбланган) нурдаги тебранишлар йўналиши билан иккинчи кристаллнинг бош текислиги орасидаги α бурчакка боғлиқ бўлади. Ҳақиқатан ҳам, иккинчи кристаллда ғайриоддий нурнинг иккинчи кристаллнинг бош текислигида ётган тебранишлар йўналиши тушаётган қутбланган нурдаги тебранишлар йўналиши билан α бурчак ҳосил қилади, оддий нурдаги тебранишлар йўналиши эса тушаётган нурдаги тебранишлар йўналиши билан $\pi/2-\alpha$ бурчак ҳосил қилади.

---

* Биз исланд шпати кристаллида бўладиган ҳодисаларни тавсифлаётирмиз. Бу ҳодисалар битта оптик ўққа эга бўлган ва шунинг учун бўлса керак, *бир ўқли* кристаллар деб аталадиган кристалларнинг катта бир группаси учун хосдир. *Икки ўқли* кристаллар деб аталувчи кристалларда иш биомунча мураккаб бўлади, бу кристалларда нурлардан ҳеч бирини оддий нур деб бўлмайди. Бир ўқли ва икки ўқли кўпгина кристаллларда таъқалаётган иккала ёруғлик тўлқини турлича ютилади. Бундай кристаллларнинг типик мисоли турмалин бўлиб, турмалиннинг қалинлиги 1 мм га яқин бўлганидаёқ оддий нур унда деярли тўлиқ ютилади (қ. 108-§).

Агар иккинчи кристаллга тушаётган тўлқиннинг амплитудаси A га тенг бўлса, у ҳолда кристаллдан чиқадиган иккала тўлқиннинг амплитудалари мос равишда

$$a = A\sin\alpha \text{ (оддий тўлқин учун)}$$
$$b = A\cos\alpha \text{ (ғайриоддий тўлқин учун)}$$

бўлади, уларнинг интенсивликлари нисбати қуйидагича бўлади:

$$\frac{I_o}{I_e} = \frac{a^2}{b^2} = \frac{\sin^2\alpha}{\cos^2\alpha} = \mathrm{tg}^2\,\alpha. \qquad (107.1)$$

Бу ҳисобларни тажриба тўлиқ тасдиқлайди. Агар, масалан, икки кристаллни бирин-кетин қўйиб ва нурлардан бирини тутиб қолиб, иккинчи нурнинг ажралиш натижаси бўлган икки I_o ва I_e дастанинг изларини экранда кўрсак, бу дасталарнинг нисбий интенсивликлари кристалларнинг бир-бирига нисбатан тутган вазиятига боғлиқ бўлади. Кристаллни оддий нурга нисбатан 360° буриб, ғайриоддий нурдан ҳосил бўлган доғни кристалл атрофида айланиб чиқишга мажбур қиламиз, бунда нурлар интенсивликларининг нисбати $I_o/I_e = \mathrm{tg}^2\,\alpha$ формулага (қ. 146-машқ) мувофиқ равишда ўзгаради.

108-§. Қутбловчи асбоблар

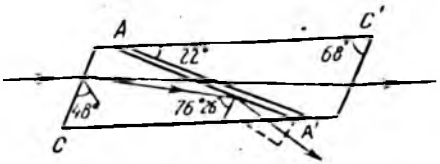
Кристалларнинг синдириш кўрсаткичлари оддий ва ғайриоддий нурлар учун бир хил эмас эканлигини биз бундан олдинги параграфда тилга олган эдик. Масалан, исланд шпатида $n_o = 1{,}658$ бўлиб, n_e эса нурнинг кристаллдаги йўналишига қараб 1,486 билан 1,658 орасидаги ҳамма қийматларни қабул қила олади. Исланд шпатига ўхшаб n_e кўрсаткичи n_o дан катта бўлмаган ($n_e \leqslant n_o$) кристаллар *манфий* кристаллар деб аталади, $n_e \geqslant n_o$ шартни қаноатлантирадиган кристаллар (масалан, кварц) *мусбат* кристаллар деб аталади.

Исланд шпатининг ўзаро перпендикуляр йўналишларда қутбланган нурларни ажратишда ишлатилиши n_o билан n_e нинг фарқи катта эканлигига асосланади. Бу мақсадда исланд шпатининг кристалидан фойдаланиш ва унинг ёғи олдига кичикроқ диафрагма қўйиш (қ. 17.2-расм) мумкин. Дасталардан бирини тутиб қолиб, тайинли бир йўналишда қутбланган дастага эга бўламиз.

Бироқ, оддий кристаллардан эмас, балки кристалларнинг *қутбловчи призмалар* деб аталадиган тегишли комбинацияларидан фойдаланиш анча қулай. Икки хил призмалар ишлатилади: бирор текисликда қутбланган битта даста чиқарадиган призмалар (қутбловчи призмалар) ва ўзаро перпендикуляр текисликларда қутбланган икки даста берадиган призмалар (нурни иккига ажратиб синдирувчи призмалар). Қутбловчи призмалар нурлардан бирининг бирор бўлиниш чегарасидан тўлиқ ички қайтиши, синиш кўрсаткичи бошқача бўлган иккинчи нур бу чегарадан ўтиб

кетиши принципида ясалган (Николь, 1828 й.). Иккинчидан, оддий ва ғайриоддий нурларнинг синиш кўрсаткичларининг фарқи борлигидан фойдаланилади, бу ҳол нурларни бир-биридан имкон борича кўпроқ узоқлаштиришга имкон беради. Қуйидаги призмалар кўпроқ қўлланилади.

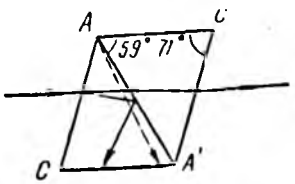
а. Қутбловчи призмалар. Николь призмаси исланд шпатидан 17.4-расмда кўрсатилгандек қилиб кесиб олинган призмадир. Призма AA' чизиқ бўйлаб кесилиб, Канада бальзами билан ёпиштирилади; бу бальзамнинг $n = 1{,}550$ га тенг бўлган синдириш кўрсаткичи оддий ва ғайриоддий нурларнинг n_o ва n_e кўрсаткичлари орасида ётади.



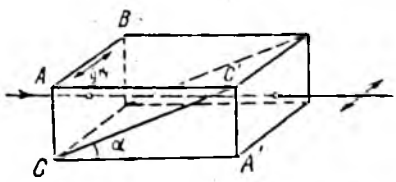
17.4- расм. Николнинг қолқутбловчи призмаси.

Оптик ўқи нур кирадиган ёғи билан 48° бурчак ҳосил қилади. Призманинг ёғига ёруғлик тегишлича бурчак остида тушганда оддий нур Канада бальзами қатламида тўлиқ равишда ички қайтади ва бу нурни қорайтирилган пастки ёғи ютади (катта призмаларда унинг исиб кетишининг олдини олиш учун нур кристаллдан призмача воситасида ташқарига *чиқариб* юборилади: бу призмача кристаллга ёпиштириб қўйилган бўлиб, 17.4- расмда пунктир билан тасвирланган). Ғайриоддий нур кристаллдан $A'C$ ёғига параллел равишда чиқади. Ёруғлик дастасининг призмадан чиқадиган ёруғлик ҳали чизиқли қутбланган ҳолда бўладигандаги энг катта апертураси 29° га тенг.

Қутбловчи призмаларнинг 17.5 ва 17.6-расмларда кўрсатилган бошқа турлари ҳам исланд шпатидан ясалади. 17.5- расмдаги пунктир чизиқ оптик ўқнинг йўналишини кўрсатади. Призманинг иккала ярми орасида AA' ҳаво қатлами бор; қирралар нисбати $AC'/AC = 0{,}9$. Призмага ёруғлик тегишлича бурчак остида тушганда оддий нур ҳаво қатламида тўлиқ ички қайтади, ғайриоддий нур ҳаво қатламидан ўтиб кетади. Тушаётган ёруғлик дастасининг призмадан ўтган ёруғлик ҳали тўлиқ қутбланган бўладиган ҳолдаги апертураси атиги 8° бўлади, бу эса Николь призмасига нисбатан камроқ



17.5- расм. Орасида ҳаво қатлами бўлган қисқартирилган қутбловчи призма.



17.6- расм. Ёруғлик тушадиган ёқи қирраларига перпендикуляр бўлган қутбловчи призма.

фойдали, бироқ бунинг эвазига призма анча қисқа ва, бинобарин, арзон (кесими тайинли бўлганда). Ундан ташқари, бу призма ультрабинафша нурларга ҳам ишлатилади, чунки унда ультрабинафша нурларни ютиб қоладиган Канада бальзами йўқ.

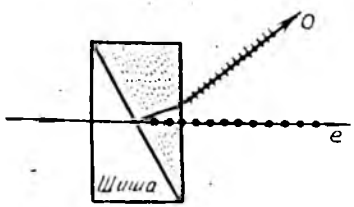
17.6- расмда тасвирланган призмада нур тушадиган ва чиқадиган ёқлар қирраларга перпендикуляр қирқиб ишланган, бу ҳол уни ишлатишда кўп қулайлик яратади. Оптик ўқ AB га параллел. Призманинг қисмлари Канада бальзами ёки глицерин билан ёпиштирилади. Тузилиши ҳар хил бўлган бу турдаги призмалар жуда кўп.

Глицерин ($n = 1{,}474$) билан ёпиштирилганда призманинг параметрлари қуйидагича бўлади (яқин ультрабинафша нурлар глицериндан ўтиб кетаверади).

$$\alpha = 17°20', \quad AC'/AC = 3{,}2, \text{ апертура } 32°6'.]$$

' Бу турга кирадиган призма ҳаво қатламли қилиб ҳам ясалади (Глан): унинг параметрлари $\alpha = 50°$, $AC'/AC = 0{,}85$, апертура 8°6'; бу призма ультрабинафша нурларга ярайди.

б. Нурни иккига ажратиб синдирувчи призмалар. 1. *Исланд шпати ва шишадан ясалган призма* (17.7- расм). Оптик ўқи чизма текислигига перпендикуляр бўлиб, $n_o = 1{,}66$, $n_{шиша} = 1{,}49$, $n_e = 1{,}486$. Оддий нур шпатда ва шишада икки марта синиб, кўп оғади. Ғайриоддий нур призмадан деярли оғишмай чиқади, чунки шишанинг синдириш кўрсаткичи n_e га яқин қилиб олинган.

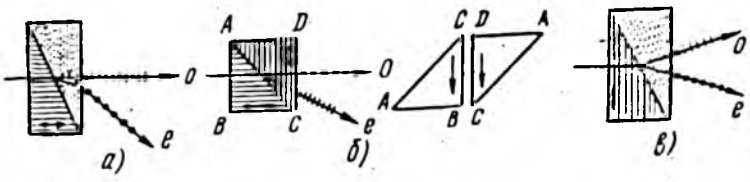


17.7- расм. Исланд шпати ва шишадан ясалган призма. Бу призма нурни иккига ажратиб синдиради.

2. Оптик ўқларининг йўналиши ҳар хил бўлган иккита исланд шпати бўлагидан ясалган призмалар.

Уларнинг тузилиши ва ишлаши 17.8-расмдан тушунарли бўлади. Оптик ўқлари вазиятининг ҳар хил бўлиши нурлар орасидаги ажралиш бурчагига таъсир қилади. Бу призмаларнинг ҳаммасида тушаётган дастанинг апертураси жуда кичкина. Нурни иккига ажратиб синдирувчи призмалар баъзан кварцдан ясалади, у ҳолда n_o билан n_e орасидаги фарқ жуда оз бўлгани туфайли o ва e ёруғлик дасталарининг ажралиш бурчаги анча кичик бўлади.

в. Дихроик пластинкалар. Энг оддийси турмалин бўлган қутбловчи асбоблар бошқача принципга асосланади. Турмалин нурни иккига ажратиб синдирувчи кристаллдир, бу кристаллда нурлардан бири (оддий нур) иккинчисига нисбатан кўпроқ ютилади. Шунинг учун ўзаро перпендикуляр текисликларда қутбланган иккала нур турмалин пластинкасидан турли интенсивликка эга бўлиб чиқиб, турмалиндан ўтган ёруғлик қисман қутбланган



17.8- расм. Исланд шпатидан ясалиб, нурларни иккига ажратиб синдирувчи призмаларнинг турлари.

а — Рошон призмаси: *о* ва *е* нурлар орасидаги бурчак призманинг синдириш бурчагига боғлиқ, *о* нур ахроматик нур; *б* — Сенармон призмаси: *ACB* бурчак 45° га яқин, бу ҳол дастлабки кристаллни *CB* ўқ бўйлаб кесиб ва табиий *BC* ёқ бўйлаб ёпиштириб, уни тежамли ишлатишга имкон беради; *в* — Волластон призмаси: бу призма нурларни симметрик равишда ажратади; *о* ва *е* нурлар орасидаги бурчак Рошон призмасидагидан тахминан икки марта ортиқ, бироқ иккала нурда ҳам хроматизм бор.

бўлади. Агар анча қалин (1 мм яқин) турмалин пластинкаси олиб, унга кўзга кўринадиган ёруғлик туширилса, оддий нур ҳақиқатда бутунлай ютилиб қолади ва чиққан ёруғлик ясси қутбланган бўлади.

Кўзга кўринадиган спектрнинг баъзи қисмларида ғайриоддий нур ҳам сезиларли даражада ютилади ва шунинг учун турмалин пластинкаси ўша қалинлигида бўялганга ўхшаб кўринади; турмалин қутбловчи сифатида ишлатилибгина қолмай, балки кўзга кўринадиган спектрнинг яшил-сариқ соҳасини амалда ўтказадиган фильтр сифатида ҳам ишлатилади. Бу ҳол турмалиннинг қутбловчи асбоб сифатидаги муҳим камчилиги ҳисобланади, бироқ, иккинчи томондан, турмалинга тушадиган нурлар дастасининг йўл қўйиладиган апертураси анча катта бўлади, бу ҳол эса баъзан муҳим аҳамиятга эга.

Турлича қутбланган нурларнинг турлича ютилиши оқибатида табиий ёруғлик тарқалиш *йўналишига* боғлиқ равишда турлича ютилади, чунки тўлқиннинг электр векторининг кристаллографик йўналишларга нисбатан тутган вазияти ёруғликнинг тарқалиш йўналишига боғлиқ. Ёруғликнинг ютилишидаги бундай фарқ бундан ташқари тўлқин узунлигига ҳам боғлиқ бўлиб, бу фарқ оқибатида кристалл турли йўналишларда турлича бўялган бўлиб кўринади. Бу ҳодиса *дихроизм* (ёки яхшиси *плеохроизм* — рангбаранглик) деб аталади ва нурни иккига ажратиб синдирувчи ҳамма кристалларни озми-кўпми даражада характерлайди. Бу ҳодисани Кордье (1809 й.) кордиерит деб аталган минералда кашф этган. Турмалинда дихроизм ҳодисасини Био ва Зеебек (1816 й.) кашф этган.

Поляроидлар ихтиро этилиши муносабати билан дихроик моддалар кейинги вақтда айниқса катта аҳамият касб этди. Поляроид жуда кучли дихроик кристалл ҳисобланган герапатитдан (хинин бисульфатининг периодатидан) ясалган плёнкадир; герапатитни 1852 йилда Герапат топган. Герапатитнинг қалинлиги 0,1 мм бўл-

ган пўсти нурлардан бирини ҳақиқатда бутунлай ютиб қолиб, бундай юпқа қатлами яхшигина чизиқли қутбловчи вазифасини ўтайди.

Устига бир хил вазиятда жойлашган майда герапатит кристаллари қопланган анча катта сиртлар яратишнинг бир неча усули таклиф этилди; бу сиртлар юзи катта бўлган қутбловчи асбоб ҳисобланади. Бу усул билан ишлов берилган тахта целлулоидлар 1935 йилда сотувга чиқарилди, булар *поляроидлар* деб аталган. Ҳозирги вақтда дихроик пластинкаларнинг поляроидлар типида тайёрланган бир неча турлари бор; буларда герапатит ҳам, бошқа бирикмалар ҳам ишлатилади; шунингдек, герапатитнинг катта (чизиқли ўлчамлари 60 мм га борадиган) кристалл пластинкалари тарзида ясалган дихроик пластинкалар бор ва ҳоказо. Дихроик пластинкаларнинг камчилиги шундан иборатки, уларнинг шаффофлиги исланд шпатидан ясалган призмаларникига қараганда камроқ бўлиб, улар бирор селективлик (яъни ютилишнинг тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиши) хоссасига эга; замонавий поляроидлар спектрнинг бинафша ва қизил соҳаларини қисман қутблаган ҳолда ўтказади. Бироқ, кўпчилик амалий мақсадларда поляроид сифатида апертураси 180° га яқин бўлгангина эмас, балки сирти анча катта (бир неча квадрат дециметр) бўлган қутбловчи арзон асбоблар ишлатиш мумкинлиги эвазига бу камчиликларнинг ўрни тўлиб кетади. Поляроидлар автомобиль йўлларида ҳайдовчининг кўзини қаршидан келаётган машина фарасининг кўзни қамаштириш таъсиридан муҳофаза қилишда ҳам татбиқ этилади (қ. 150-машқ).

XVIII боб

ҚУТБЛАНГАН НУРЛАРНИНГ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ

109-§. Френель ва Араго тажрибалари, бу тажрибаларнинг эластик назария учун аҳамияти

18-§ да айтиб ўтилганидек, ўзаро таъсирлашувчи дасталардаги тебранишлар йўналиши бир хил бўлганда икки когерент тўлқиннинг интерференцияси энг кўп эффект билан юз беради. Френелнинг иккита когерент даста ҳосил қилиш усули одатдаги интерференцион тажрибаларда интерференциялашувчи тўлқинларнинг қутбланиш ҳолатини ўзгартирмаслигини ҳам кўриб ўтдик.

Исталган текисликда қутбланган ёруғлик ҳосил қилиш мумкинлиги тебранишлари ўзаро перпендикуляр бўлган тўлқинларнинг ўзаро таъсири тўғрисида ўртага масала қўйиш имконини беради. Бу соҳадаги асосий тажрибаларни Араго ва Френель (1816 й.) қилиб кўришган. Улар шуни кўрсатадики, агар одатдаги интерференцион тажрибада интерференциялашувчи икки даста йўлига уларни ўзаро перпендикуляр равишда қутблайдиган қутбловчи асбоблар қўйилса, интерференция юз бермайди. Бироқ қутбловчи бу асбобларнинг бирини 90° га бурсак, бунинг натижасида иккала

дастада тебранишлар йўналиши бир хил бўлади, у ҳолда интерференцион манзара яхши кўринади ва биз максимум ва минимумларнинг одатдаги тақсимотини кўрамиз. Қутбловчи асбоблардан бири 90° дан кичик бурчакка бурилганда ҳам интерференцион полосалар бўлади-ю, бироқ кўринувчанлиги яхши бўлмайди.

Френель билан Араго қилган тажрибага ўхшаган тажрибани қуйидагича қилиб кўриш мумкин. Бир хил қутбланган ва интерференциялашувчи дасталар йўлига қўшимча N_1 ва N_2 поляроидлар* қўямиз. Агар N_1 билан N_2 бир-бирига нисбатан шундай жойлашган бўлсаки, бунда улар ажратган тебранишлар йўналиши иккала дастада бир хил бўлса, у ҳолда одатдаги интерференцион манзара кўринади. Агар поляроидлардан бирини 90° га бурсак, у ҳолда кўриш майдони бир жинсли бўлиб қолиб, интенсивликлар алмашиб келишининг ҳеч қандай изи кўринмайди. Агар иккинчи поляроидни ҳам 90° га бурсак, интерференцион манзара яна кўринади (бундан мураккаброқ ҳоллар 148- § да баён этилган).

Бу турдаги тажрибаларнинг тарихий аҳамияти жуда катта. Бу тажрибалар шуни кўрсатдики, ўзаро перпендикуляр йўналишларда қутбланган икки когерент тўлқин қўшилганда натижавий интенсивлик қўшилувчи тўлқинлар интенсивликларининг йиғиндисига тенг. Тебранишлар қатъий равишда перпендикуляр бўлгандагини тебранишларни қўшишда ўшандай ҳол юз бериши мумкин. Ҳақиқатан ҳам, ўшандай бўлганда $A^2 = a^2 + b^2$ бўлади (A — натижавий тебраниш амплитудаси, a ва b—қўшилувчи тебранишлар амплитудалари). Шундай қилиб, Френель ва Араго тажрибаларидан ўзаро перпендикуляр йўналишларда қутбланган ёруғлик тўлқинлари ҳолида ёруғлик тебранишлари бир-бирига *қатъий* перпендикулярдир, деган хулоса чиқади. Бу эса ёруғлик тўлқинида бўйлама компонента йўқ эканлигини билдиради. Ёруғликнинг электромагнитик назарияси ичида табиий бўлган бундай хулосага ўз вақтида Юнг билан Френель ҳам ёруғликнинг эластик назарияси бўйича келишган, бироқ улар чиқарган хулоса ўша вақтда катта-катта қийинчиликларга сабаб бўлган. Ўзида қатъий кўндаланг тебранишлар тарқалиши мумкин бўлган ва бўйлама тебранишлар тарқалиши мумкин бўлмаган моддий муҳитнинг мавжудлиги тўғрисидаги фараз одатдаги эластик (ҳатто қаттиқ) муҳит тўғрисидаги тасаввурга тўғри келмайди, бу ҳол эса ёруғликнинг қайтиш ва синиш қонунларини тушуниш учун чегаравий шартлар устида одатдаги муҳитлар механикаси билан мувофиқ келмайдиган фаразлар қилишга мажбур этган.

---

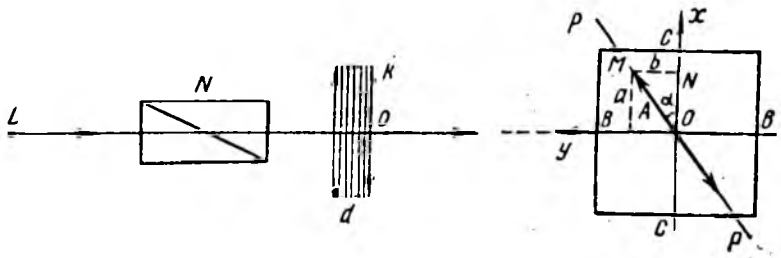
* Бизлар поляроидларни интерференциялашувчи нурларга қўшимча йўл фарқи бермайдиган даражада бир хил, деб фараз қиламиз. Акс ҳолда нурлар йўлига компенсацияловчи пластинкалар қўйишга тўғри келади. Френель билан Араго қутбловчи (поляризатор) сифатида 15 та слюда варағидан йиғилган юпқа стопалардан фойдаланган; қат-қат структурали бўлгани ҳолда анча шаффоф бўлган агат намуналарини ҳам бу мақсадда ишлатиш мумкин.

Айтиб ўтилган қийинчиликка қарамасдан, бу тажрибалар ва улардан Френель топган кўп натижалар (улар ҳам экспериментда тасдиқланган) ёруғлик тўлқинларининг кўндаланг тўлқинлар эканлигини эътироф этишга мажбур қилди.

110-§. Ёруғликнинг эллиптик ва доиравий қутбланиши

Френель ва Араго тажрибаларига ўхшаган тажрибаларда интенсивликларнинг интерференцион алмашиб келишининг йўқлиги ўзаро перпендикуляр бўлган икки ёруғлик тебранишининг ўзаро таъсири ёруғлик дастасида тажрибада кузатиш мумкин бўладиган ўзгаришларга олиб келолмаслигини билдирмайди.

Ўзаро перпендикуляр бўлган икки йўналишда қутбланган иккита когерент ёруғлик тўлқинининг қўшилиш натижасини кўриб чиқамиз; бу тўлқинларнинг амплитудалари *турлича* бўлиб, тўлқинлар бирор *фазалар фарқига* эга. Бундай ҳолни биз тажрибада осонгина қуйидагича амалга оширишимиз мумкин. N қутбловчидан (поляризатордан) ўтган, яъни чизиқли қутбланган ва тайинли тўлқин узунлигига* эга бўлган ёруғликни қалинлиги d бўлган K кристалл пластинкадан ўтказамиз; бу пластинка бир ўқли кристаллдан унинг оптик ўқига параллел қилиб кесиб олинган (18.1-расм), бунда ёруғлик дастаси K пластинканинг ён сиртига перпендикуляр йўналишда боради, деб фараз қиламиз. Пластинка ичида ўзаро перпендикуляр бўлган икки йўналишда қутбланган икки тўлқин *бир* йўналишда, бироқ *ҳар хил* тезлик билан тарқалади; ёруғлик қутбланган йўналишлар кристалл пластинканинг *бош йўналишлари* деб аталади. Тўлқинлардан бирида электр тебранишлари кристаллнинг оптик ўқи бўйлаб, масалан, CC бўйлаб йўналган (ғайриоддий нур, синиш кўрсаткичи n_e), иккинчисида эса электр тебранишлари оптик ўққа перпендикуляр равишда, яъни BB бўйлаб йўналган (одатдаги нур, синиш кўрсаткичи n_o).



18.1- расм. Эллиптик қутбланган ёруғлик олиш схемаси.

L — ёруғлик манбаи; K — кристалл пластинка; ўнгда — ёруғлик векторини пластинканинг бош йўналишлари бўйича ёйиш.

* Яъни спектрнинг чегараланган интервалига тегишли бўлган ёруғлик. Ёруғлик монохроматик ёруғликдан кўп фарқ қилганда бу параграф охирида берилган эслатмани эътиборга олишга тўғри келади.

Агар тушаётган қутбланган ёруғликда электр вектори тебранишларининг йўналиши пластинканинг бош йўналишларидан бири билан α бурчак ҳосил қилса, у ҳолда ғайриоддий тўлқиндаги ва оддий тўлқиндаги тебранишлар амплитудаси мос равишда қуйидагига тенг бўлади:

$$a = A\cos\alpha, \qquad b = A\sin\alpha,$$

бу ерда $A = OM$ — тушаётган тўлқиннинг амплитудаси. Бу икки тўлқин пластинканинг d қалинлигини кесиб ўтиб, $(n_o - n_e)d$ га тенг бўлган *йўл фарқига* эга бўлади. Бинобарин, оддий тўлқин фаза жиҳатидан ғайриоддий тўлқиндан

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)\,d \qquad (110.1)$$

миқдорда орқада қолади. Амплитудалари ҳар хил бўлиб, фазалар фарқига эга бўлган ўзаро перпендикуляр икки тебранишнинг қўшилиши оқибатида *эллиптик* тебраниш ҳосил бўлади, бундай тебранишда натижавий векторнинг учи тўлқин фронти текислигида ω бурчак частота билан эллипс чизади: бу частота қўшилувчи тебранишларнинг частотаси билан бир хилдир.

Ҳақиқатан ҳам, пластинкадан ўтган тўлқинлардаги тебранишлар

$$\left.\begin{aligned} x &= A\cos\alpha\,\cos\omega t = a\cdot\cos\omega t \\ y &= A\sin\alpha\cos(\omega t - \varphi) = b\cos(\omega t - \varphi) \end{aligned}\right\} \qquad (110.2)$$

тенгламалар билан ифодаланади. Натижавий тебранишнинг траекториясини топиш учун бу тенгламалардан t вақтни йўқотиш керак. Берилган тенгламалардан қуйидагиларни топамиз:

$$\cos\omega t = x/a,\quad y = b(\cos\omega t\cos\varphi + \sin\omega t\sin\varphi)$$

ёки

$$\sin\omega t\,\sin\varphi = \frac{y}{b} - \frac{x}{a}\cos\varphi.$$

Бу ифодани квадратга кўтариб ва унга

$$(\cos\omega t\sin\varphi)^2 = \frac{x^2}{a^2}\sin^2\varphi$$

ифодани ҳадма-ҳад қўшиб,

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab}\cos\varphi = \sin^2\varphi \qquad (110.3)$$

тенгламага, яъни эллипс тенгламасига эга бўламиз. Эллипснинг шакли ва унинг x, y ўқларга нисбатан тутган вазияти (ориентацияси) α ва φ нинг қийматларига боғлиқ.

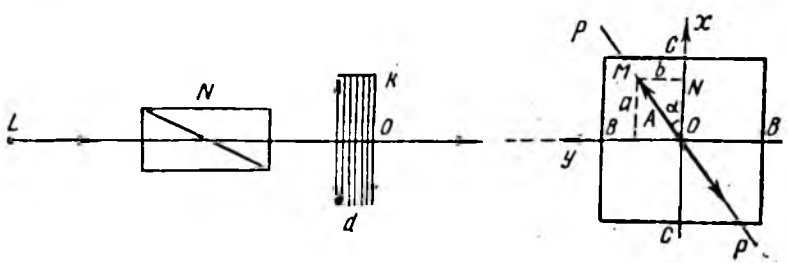
Шундай қилиб, чизиқли қутбланган ёруғлик кристалл пластинкадан ўтгандан сўнг шундай ёруғлик тўлқинига эга бўламизки, бу тўлқинда $\boldsymbol{E}$ ва $\boldsymbol{H}$ векторларнинг учлари эллипслар чизади. Бундай ёруғлик *эллиптик қутбланган* ёруғлик деб аталади.

Айтиб ўтилган қийинчиликка қарамасдан, бу тажрибалар ва улардан Френель топган кўп натижалар (улар ҳам экспериментда тасдиқланган) ёруғлик тўлқинларининг кўндаланг тўлқинлар эканлигини эътироф этишга мажбур қилди.

110-§. Ёруғликнинг эллиптик ва доиравий қутбланиши

Френель ва Араго тажрибаларига ўхшаган тажрибаларда интенсивликларнинг интерференцион алмашиб келишининг йўқлиги ўзаро перпендикуляр бўлган икки ёруғлик тебранишининг ўзаро таъсири ёруғлик дастасида тажрибада кузатиш мумкин бўладиган ўзгаришларга олиб келолмаслигини билдирмайди.

Ўзаро перпендикуляр бўлган икки йўналишда қутбланган иккита когерент ёруғлик тўлқинининг қўшилиш натижасини кўриб чиқамиз; бу тўлқинларнинг амплитудалари *турлича* бўлиб, тўлқинлар бирор *фазалар фарқига* эга. Бундай ҳолни биз тажрибада осонгина қуйидагича амалга оширишимиз мумкин. N қутбловчидан (поляризатордан) ўтган, яъни чизиқли қутбланган ва тайинли тўлқин узунлигига* эга бўлган ёруғликни қалинлиги d бўлган K кристалл пластинкадан ўтказамиз; бу пластинка бир ўқли кристаллдан унинг оптик ўқига параллел қилиб кесиб олинган (18.1-расм), бунда ёруғлик дастаси K пластинканинг ён сиртига перпендикуляр йўналишда боради, деб фараз қиламиз. Пластинка ичида ўзаро перпендикуляр бўлган икки йўналишда қутбланган икки тўлқин *бир* йўналишда, бироқ *ҳар хил* тезлик билан тарқалади; ёруғлик қутбланган йўналишлар кристалл пластинканинг *бош йўналишлари* деб аталади. Тўлқинлардан бирида электр тебранишлари кристаллнинг оптик ўқи бўйлаб, масалан, CC бўйлаб йўналган (ғайриоддий нур, синиш кўрсаткичи n_e), иккинчисида эса электр тебранишлари оптик ўққа перпендикуляр равишда, яъни BB бўйлаб йўналган (одатдаги нур, синиш кўрсаткичи n_o).



18.1- расм. Эллиптик қутбланган ёруғлик олиш схемаси.

L — ёруғлик манбаи; K — кристалл пластинка; ўнгда — ёруғлик векторини пластинканинг бош йўналишлари бўйича ёйиш.

* Яъни спектрнинг чегараланган интервалига тегишли бўлган ёруғлик. Ёруғлик монохроматик ёруғликдан кўп фарқ қилганда бу параграф охирида берилган эслатмани эътиборга олишга тўғри келади.

Агар тушаётган қутбланган ёруғликда электр вектори тебранишларининг йўналиши пластинканинг бош йўналишларидан бири билан α бурчак ҳосил қилса, у ҳолда ғайриоддий тўлқиндаги ва оддий тўлқиндаги тебранишлар амплитудаси мос равишда қуйидагига тенг бўлади:

$$a = A\cos\alpha, \qquad b = A\sin\alpha,$$

бу ерда $A = OM$ — тушаётган тўлқиннинг амплитудаси. Бу икки тўлқин пластинканинг d қалинлигини кесиб ўтиб, $(n_o - n_e)\,d$ га тенг бўлган *йўл фарқига* эга бўлади. Бинобарин, оддий тўлқин фаза жиҳатидан ғайриоддий тўлқиндан

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\,(n_o - n_e)\,d \qquad (110.1)$$

миқдорда орқада қолади. Амплитудалари ҳар хил бўлиб, фазалар фарқига эга бўлган ўзаро перпендикуляр икки тебранишнинг қўшилиши оқибатида *эллиптик* тебраниш ҳосил бўлади, бундай тебранишда натижавий векторнинг учи тўлқин фронти текислигида ω бурчак частота билан эллипс чизади: бу частота қўшилувчи тебранишларнинг частотаси билан бир хилдир.

Ҳақиқатан ҳам, пластинкадан ўтган тўлқинлардаги тебранишлар

$$\left.\begin{aligned} x &= A\cos\alpha\,\cos\omega t = a\cos\omega t \\ y &= A\sin\alpha\cos(\omega t - \varphi) = b\cos(\omega t - \varphi) \end{aligned}\right\} \qquad (110.2)$$

тенгламалар билан ифодаланади. Натижавий тебранишнинг траекториясини топиш учун бу тенгламалардан t вақтни йўқотиш керак. Берилган тенгламалардан қуйидагиларни топамиз:

$$\cos\omega t = x/a,\quad y = b\,(\cos\omega t\cos\varphi + \sin\omega t\sin\varphi)$$

ёки

$$\sin\omega t\,\sin\varphi = \frac{y}{b} - \frac{x}{a}\cos\varphi.$$

Бу ифодани квадратга кўтариб ва унга

$$(\cos\omega t\sin\varphi)^2 = \frac{x^2}{a^2}\sin^2\varphi$$

ифодани ҳадма-ҳад қўшиб,

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab}\cos\varphi = \sin^2\varphi \qquad (110.3)$$

тенгламага, яъни эллипс тенгламасига эга бўламиз. Эллипснинг шакли ва унинг x, y ўқларга нисбатан тутган вазияти (ориентацияси) α ва φ нинг қийматларига боғлиқ.

Шундай қилиб, чизиқли қутбланган ёруғлик кристалл пластинкадан ўтгандан сўнг шундай ёруғлик тўлқинига эга бўламизки, бу тўлқинда E ва H векторларнинг учлари эллипслар чизади. Бундай ёруғлик *эллиптик қутбланган* ёруғлик деб аталади.

Бир неча хусусий ҳолни кўриб чиқамиз:

а) Пластинканинг қалинлиги шундайки, икки тўлқиннинг йўл фарқи ёруғлик тўлқини узунлигининг чорагига тенг (1/4 *тўлқинли пластинка*):

$$(n_o - n_e)\ d = {}^1/_4\ \lambda$$

ёки

$$(n_o - n_e)\ d = (m + {}^1/_4)\ \lambda, \quad m = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots$$

Бундай ҳолда $\varphi = \pi/2$ бўлади ва эллипс тенгламаси

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$$

кўринишга келади, яъни пластинканинг бош ўқларига нисбатан жойлашган эллипс ҳосил бўлди. Унинг a ва b ярим ўқлари узунликлари орасидаги муносабат α бурчакнинг катталигига боғлиқ.

$\alpha = 45°$ бўлган хусусий ҳолда $a = b$ бўлади, яъни эллипс

$$x^2 + y^2 = a^2 \qquad (110.5)$$

тенглама билан ифодаланадиган доирага айланиб қолади. Демак, бу ҳолда ёруғлик *доира бўйича қутбланади* (*доиравий* ёки *циркуляр* қутбланиш). Шундай қилиб, доира бўйича қутбланган ёруғлик ҳосил қилиш учун амплитудалари тенг, фазалар фарқи $\pi/2$ ва ўзаро перпендикуляр текисликларда қутбланган иккита когерент тўлқинни қўшиш зарур. Бунга эришиш учун чизиқли қутбланган ёруғликни чорак тўлқинли пластинка орқали шундай ўтказиш керакки, бунда бошланғич тўлқиннинг қутбланиш текислиги пластинкадаги бош йўналишлар билан 45° бурчак ҳосил қиладиган бўлсин.

Йўл фарқи чорак тўлқинга тенг бўладиган қилиш учун (натрий алангаси чиқарадиган сариқ. ёруғликда) қалинлиги 0,027 мм = = 27 мкм бўлган слюда* пластинка ишлатиш мумкин.

Гарчи бундай пластинкалар тайёрлаш унча қийин бўлмаса-да, $\left(m + \frac{1}{4}\right)\lambda$ га тенг бўлган йўл фарқи ҳосил қиладиган қалинроқ пластинкалар ишлатиш маъқул ҳисобланади, бу ерда m—бирор бутун сон (қ. 153-машқ).

Чорак тўлқинли пластинканинг эгаллаган вазиятига қараб ҳосил қилинадиган фазалар фарқи $+\pi/2$ ёки $-\pi/2$ га тенг бўлади, яъни Ox ўқдаги компонента Oy ўқдаги компонентадан фаза жиҳатидан $\pi/2$ га олдин кетади ёки орқада қолади. Бунга мувофиқ равишда натижавий вектор соат стрелкасига *тескари* (чапга) ёки соат стрелкаси *бўйича* (ўнгга) айланади. Шунинг учун *чап* ва *ўнг* эллиптик ёки доиравий қутбланишлар бир-биридан фарқ қилинади.

* Слюда *икки ўқли* кристалл бўлиб (қ. 145-§), унда оддий нур тушунчасининг маъноси қолмайди. Слюдада нурни иккига ажратиб синдириш ҳодисаси юз бергани сабабли ўзаро перпендикуляр бўлган икки компонентга слюда пластинка ёрдамида ҳам маълум бир йўл фарқи бериш мумкин.

б) Пластинканинг қалинлиги шундайки, икки нурнинг йўл фарқи ёруғлик тўлқини узунлигининг ярмига тенг ($^1/_2$ *тўлқинли пластинка*):

$$(n_o - n_e)\ d = {}^1/_2\,\lambda$$

ёки

$$(n_o - n_e)\ d = (m + {}^1/_2)\,\lambda, \qquad (110.6)$$

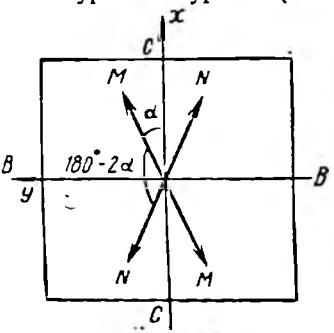
яъни

$$\varphi = \pi \qquad \text{ёки} \qquad \varphi = 2\pi m.$$

Бу ҳолда эллипс

$$\frac{x}{a} + \frac{y}{b} = 0 \qquad (110.7)$$

тўғри чизиққа айланади, яъни ёруғлик чизиқли қутбланганича қолади, бироқ тебранишлар йўналиши 180° — 2α бурчакка бурилиб (18.2-расм), масалан, 1 — 3 квадрантлардан 2 — 4 квадрантларга ўтади.



18.2- расм. Ярим тўлқинли пластинканинг ишлаши.

Пластинкадан ўтгандан кейин тебранишларнинг *MM* йўналиши 180°—2α бурчакка бурилиб, 1—3 квадрантлардан 2—4 квадрантларга ўтади (*NN*).

в) Қалинлиги ёруғлик тўлқинининг бутун узунлигига тенг бўлган пластинка (1λ *ли пластинка*):

$$(n_o - n_e)\ d = \lambda \qquad \text{ёки } m\lambda, \qquad (110.8)$$

яъни $\varphi = 2\pi$ ёки $\varphi = 2\pi m$.

Бу ҳолда эллипс

$$\frac{x}{a} - \frac{y}{b} = 0 \qquad (110.9)$$

тўғри чизиққа айланади, яъни нур чизиқли қутбланганича қолиб, тебранишлар йўналиши ўзгармайди.

Бундан олдинги мулоҳазаларнинг ҳаммаси тўлқин узунлиги тайинли бўлган ёруғликка, яъни спектрнинг кичикроқ интервалига тегишли эди. Тўлқин узунликлари анча хилма-хил бўлганда иккала тўлқин учун синиш кўрсаткичлари тўлқин узунлигига боғлиқ бўлишини (дисперсия) эътиборга олиш керак; синиш кўрсаткичларининг айирмаси ҳам тўлқин узунлигига қараб ўзгаради. Бу ҳол туфайли, бир-бирига яқин бўлган икки тўлқинни ажратишда қутбланган ёруғликнинг кристалл орқали ўтишидан (Вуднинг қутбловчи монохроматори) фойдаланиш мумкин (қ. 166- машқ).

111-§. Табиий ёруғликнинг ички структураси

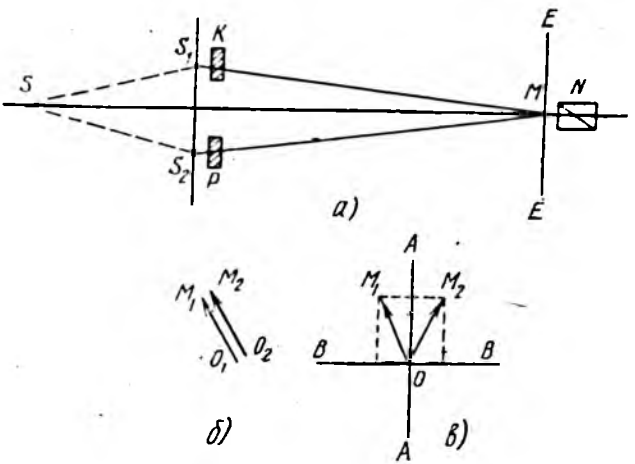
Бундан олдинги параграфдаги ҳамма мулоҳазаларда кристалл пластинкага тушаётган ёруғлик *чизиқли қутбланган* деб фараз қилинган. Агар тушаётган ёруғлик табиий ёруғлик бўлса (яъни

уни мумкин бўлган барча йўналишларда қутбланган жуда кўп тўлқинлар тўплами сифатида тасаввур этиш мумкин бўлса), у ҳолда пластинкадан чиқаётган ёруғлик эллиптик қутбланган тўлқинлар тўпламидан иборат бўлиб, бунда эллипслар асосан маълум бир йўналишда жойлашмаган, яъни ёруғлик табиийлигича қолаверган бўлар эди. Шунинг учун кристалл пластинка ёрдамида эллиптик қутбланган ёруғлик ҳосил қилиш учун пластинкага тушадиган ёруғликни олдин чизиқли қутблаш керак. Бироқ табиий ёруғлик кристалл пластинкадан ўтганда ёруғликнинг ички структураси ўзгаради, масалан, хилма-хил жойлашган ясси қутбланган тўлқинлар тўпламидан иборат бўлган табиий ёруғлик яна табиий ёруғликка айланади, бироқ энди у хилма-хил жойлашган эллиптик қутбланган тўлқинлар тўпламидан иборат бўлади. С. И. Вавилов кўрсатганидек, бу ўзгаришни тажрибада пайқаш мумкин.

Табиий ёруғликнинг бирор дастасини икки когерент дастага ажратамиз, бунинг учун ҳаммага маълум бўлган интерференцион схемаларнинг биридан фойдаланамиз. Бу дасталар учрашганда майдон марказида максимуми жойлашган интерференцион манзара ҳосил қилади. Энди табиий ёруғликнинг интерференциялашувчи дасталаридан бирининг йўлига ярим тўлқинли K кристалл пластинка қўямиз; иккинчи даста йўлига эса тегишлича танлаб олинган шиша P пластинка қўямиз, бу пластинка ҳосил бўлган йўл фарқини компенсациялайди (18.3-расм). Энди учрашиб интерференциялашувчи дасталар когерент дасталигича қолиб, кутилган интерференцион манзара *ҳосил қилмайди*; майдон бирдай ёритилган бўлади. Табиий ёруғлик ички структурасининг юқорида тилга олинган ўзгариши мана шу орқали намоён бўлади.

Бу ҳодисага яхши тушуниб етиш учун бирламчи дастадаги ёруғликни қутбланиш йўналишлари хилма-хил бўлган чизиқли қутбланган тўлқинлар тўплами деб тасаввур этамиз. Ёруғликнинг ярим тўлқинли пластинкадан ўтадиган қисмида (дастасида) қутбланиш йўналиши бурилади (1—3 квадрантлардан 2—4 квадрантларга ўтади (қ. 110-§, б)). Шундай қилиб, когерент дасталардаги ёруғлик векторларининг пластинка бўлмаган ҳолда бир хил бўлган йўналишлари (қ. 18.3-б расм) энди пластинканинг дасталардан бирига таъсир кўрсатиши туфайли бир хил бўлмай қолади (қ. 18.3-в расм). OM_1 ва OM_2 векторлар орасидаги бурчакка қараб интерференция натижалари ҳар хил бўлади, оқибатда ўрта ҳисобда максимумлар ҳам, минимумлар ҳам бўлмайди; бироқ бу ҳолда нокогерент нурлар қўшилгандаги каби тартибсиз манзара ҳосил бўлади, деб айтиш тўғри эмас.

Ёруғлик векторларининг ҳар бирини векторлар ўртасидаги биссектрисалар бўйлаб йўналган AA ва BB чизиқлар бўйлаб икки ташкил этувчига ажратамиз. Бу ташкил этувчиларнинг ҳар бир жуфти когерент ва *бир хил* йўналишга эга бўлгани сабабли ўзаро интерференциялашади. Бироқ ярим тўлқинли пластинканинг таъ-



18.3- расм. Табиий ёруғликнинг ички структурасини аниқлаш учун С. И. Вавилов ўтказган тажрибанинг схемаси.

а — умумий схема: *S* — табиий ёруғлик манбаи; S_1 ва S_2 — манбанинг иккита когерент тасвири: *K* — ярим тўлқинли пластинка; *P* — компенсацияловчи пластинка; *EE'* — кузатиш текислиги; *N* — қутбловчи; *б* — S_1 ва S_2 дан чиқувчи тўлқинлардаги ёруғлик векторларининг *K* ва *P* пластинкадан ўтишдан олдинги йўналишлари; *в* — ёруғлик векторларининг *K* ва *P* пластинкадан ўтгандан кейинги йўналишлари.

сирп туфайли *AA* бўйлаб йўналган ташкил этувчилар фазалар фарқи аввалгича қолган, *BB* бўйлаб йўналган ташкил этувчилар эса фаза жиҳатидан қўшимча равишда π қадар силжиган (чунки уларнинг *BB* даги проекциялари *ҳар хил* томонга йўналган). Шунинг учун *AA* бўйлаб йўналган ташкил этувчилар аввалгича максимуми майдон марказида бўлган интерференцион манзара ҳосил қилади, *BB* бўйлаб йўналган ташкил этувчилар эса *минимуми* майдон марказида бўлган, яъни биринчи манзарага нисбатан $\frac{1}{2}$ полосага силжиган интерференцион манзара ҳосил қилади. Иккала компонентанинг интенсивлиги ўрта ҳисобда бир хил бўлгани учун (табиий ёруғликда тебранишнинг устунлик қиладиган йўналиши йўқ) иккаласи бир хил равшан бўлиб, бир-биридан $\frac{1}{2}$ полосага силжиган интерференцион манзаралар кўзга кўринадиган интерференция ҳосил қилмайди.

Бироқ кўз илғамайдиган бу интерференцияни «кўринадиган» қилиш мумкин: агар экранга *AA* га параллел жойлашган қутбловчи призма орқали қаралса, у ҳолда бу призма *BB* бўйлаб йўналган ҳамма компонентаиларни тутиб қолади ва максимуми майдон марказида жойлашган интерференцион манзарани кўришга имкон беради. Қутбловчини *BB* га параллел қилиб буриш билан биз *AA* бўй-

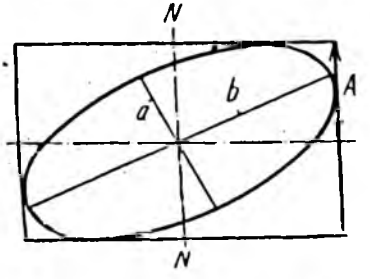
лаб йўналган ҳамма тебранишларни тутиб қоламиз ва минимуми майдон марказига жойлашган иккинчи қўшимча интерференцион манзарани кўрамиз. Равшанки, қутбловчи AA ва BB билан 45° бурчак ҳосил қилиб жойлашган ҳолда аввалгича интерференция сезиларли бўлмайди.

С. И. Вавилов ўтказган бу ажойиб тажриба табиий ёруғликнинг эллиптик қутбланишини, яъни юзаки қараганда ғалати бўлиб туюлган натижани топишга имкон беради.

112-§. Эллиптик қутбланган ва доиравий қутбланган ёруғликни пайқаш ва анализ қилиш

Эллиптик қутбланган ёруғликнинг ўзига хос хусусиятларини пайқаш анча қийин.

Ёруғликни қутбловчи бирор асбоб* ёрдамида анализ қилиб, биз қуйидаги натижаларга эга бўламиз. Қутбловчи орқали ёруғликнинг бу қутбловчи ўтказадиган тебранишлар компонентасига мос келган қисмигина ўтади; ўтган ёруғликнинг амплитудаси қутбловчининг NN бош текислигининг эллипс ўқларига нисбатан тутган вазиятига боғлиқ эканлигини кўриш осон.



18.4- расм. Николь призмасидан ўтган эллиптик қутбланган ёруғлик интенсивлигининг призма вазиятига боғлиқ бўлиши.

A амплитуда ичига эллипс чизилган тўғри тўртбурчакнинг NN га параллел бўлган томони узунлигининг ярмига тенг (18.4-расм). Николь призмаси бурилганда тўғри тўртбурчак ҳам бурилади.

NN текислик эллипснинг катта ўқи билан устма-уст тушганда амплитуда максимал ($A = b$) бўлади, NN текислик эллипснинг кичик ўқига параллел бўлганда амплитуда минимум ($A = a$) бўлади. Шунинг учун қутбловчи айлантирилганда майдон қисман қоронғилашади ёки ёришади, яъни қисман қутбланган ёруғликни қутбловчи ёрдамида тадқиқ этгандаги манзаранинг худди ўзи кўринади. Ёруғлик доира бўйлаб қутбланган (яъни $a = b$ бўлган) хусусий ҳолда қутбловчининг айланиши ўтаётган ёруғлик интенсивлигига ҳеч таъсир қилмайди, бу ҳолда биз табиий ёруғликни қутбловчи ёрдамида тадқиқ этгандаги манзаранинг худди ўзини кўрамиз. Шундай қилиб, қутбловчи ёрдамида қилинган анализ эллиптик қутбланган ёруғликни қисман қутбланган ёруғликдан, доиравий қутбланган ёруғликни табиий ёруғликдан фарқ қилишга имкон бермайди.

* Ёруғлик қутбланишининг характерини анализ қилишда ишлатиладиган қутбловчи асбоб кўпинча анализатор деб аталади.

Тўлиқ анализ қилиш учун эллиптик қутбланган ёки доиравий қутбланган ёруғликни ясси қутбланган ёруғликка айлантириш керак; ясси қутбланган ёруғлик қутбловчи призма воситасида осонгина анализ қилинади.

Эллиптик ёки доиравий қутбланган нурланишдан ясси қутбланган ёруғлик олиш усули 110-§ да берилган муносабатларни кўриб чиқишдан тушунарли бўлади. Бир-бирига перпендикуляр равишда йўналган компоненталар орасидаги фазалар фарқини (φ ни) π ёки 2π га (ёки нолга) етказиш йўли билан бу фарқни компенсациялашнинг ўзи етарлидир. Бу мақсадда ўрганилаётган ёруғликни қалинлиги ёки жойлашиш вазияти кераклича қилиб танлаб олинган ёрдамчи кристалл пластинка орқали ўтказиш лозим.

а. Чорак тўлқинли пластинканинг фазалар фарқини компенсациялаш мақсадида қўлланилиши. Эллиптик қутбланган ёруғлик дастасида эллипснинг бош ўқлари бўйлаб йўналган компоненталар орасида (доиравий қутбланган ёруғлик дастасида ўзаро перпендикуляр йўналган ихтиёрий икки диаметр бўйлаб йўналган компоненталар орасида) фазалар фарқи $\pi/2$ га тенг бўлади. Тадқиқ этилаётган ёруғликни $\frac{1}{4}$ тўлқинли пластинкадан ўтишга мажбур қилиб, биз унга $\pm\pi/2$ га тенг бўлган фазалар фарқи қўшамиз, яъни ундаги бор фазалар фарқини нолга ёки $\frac{1}{4}$ га айлантириб компенсациялаймиз. Шундай қилиб, тадқиқ этилаётган ёруғлик ясси қутбланган ёруғликка айланди, бунга одатдаги қутбловчи воситасида ишонч ҳосил қилиш мумкин. Доиравий қутбланган ёруғликни тадқиқ этганда бу мақсадда $\frac{1}{4}$ тўлқинли пластинкани исталган вазиятда жойлаштириш мумкин; эллиптик қутбланган ёруғлик дастаси тадқиқ этилганда бу пластинкани шундай вазиятда жойлаштириш керакки, бунда пластинканинг бош йўналишлари эллипснинг олдин қутбловчи ёрдамида аниқлаб қўйилган бош ўқлари билан бир хил бўлсин. Шундай қилиб, ёруғлик $\frac{1}{4}$ тўлқинли пластинка ва қутбловчи воситасида анализ қилинади. Айланиш йўналишини (ўнг ёки чап қутбланишни) ҳам ҳозир кўрсатилган усул билан аниқлаш мумкин, бунинг учун қўлланилган $\frac{1}{4}$ тўлқинли пластинкада икки тебранишдан қайси бири каттароқ тезлик билан тарқалишинигина олдиндан билиш керак.

б. Эллиптик қутбланган ёруғликни анализ қилишда компенсаторларнинг қўлланилиши. Эллиптик қутбланган ёруғликни миқдор жиҳатидан тўлиқ анализ қилиш учун эллипснинг шаклини ва унинг ҳар қан-

дай йўналишларга нисбатан тутган вазиятини билиш, яъни ҳар қандай йўналишли ўзаро перпендикуляр бўлган икки компонентанинг фазалар фарқини билиш керак.

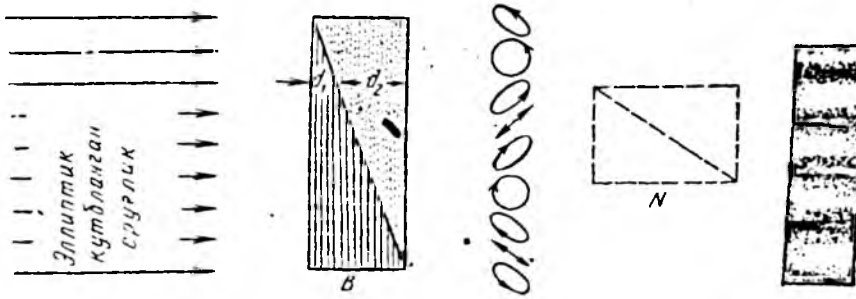
Бу мақсадда ҳар қанай фазалар фарқини нолгача камайтирадиган (ёки π га қадар тўлдирадиган) компенсацияловчи асбоблар хизмат қилади. Бундай асбоблар *компенсаторлар* деб аталади. Мисол сифатида *Бабине компенсаторини* кўриб чиқамиз. Бу асбоб одатда кварцдан ўқлари бир-бири билан тўғри бурчак ҳосил қиладиган қилиб кесиб олинган икки понадан иборат (18.5-расм).

Компенсаторнинг ҳар хил жойларидан ўтадиган ёруғлик поналарнинг шу жойдаги қалинликларининг айирмасига қараб ёруғлик векторининг икки компонентаси орасида бирор қўшимча йўл фарқига эга бўлади. Понанинг биринчи ярмининг қалинлигини d_1 билан, иккинчи ярмининг қалинлигини d_2 билан белгиласак, компоненталар (бири чизма текислигида, иккинчиси унга перпендикуляр бўлган компоненталар), орасидаги қўшимча йўл фарқи қуйидагига тенг бўлишини топамиз:

$$(n_e\, d_1 + n_o\, d_2) - (n_o\, d_1 + n_e\, d_2) = (n_e - n_o)\ (d_1 - d_2). \qquad (112.1)$$

Шундай қилиб, мусбат кристаллдан ($n_e > n_c$) ясалган компенсаторда $d_1 > d_2$ бўладиган чизиқ бўйлаб ўтаётган ёруғлик қўшимча йўл фарқига эга бўлади: $d_1 = d_2$ бўладиган чизиқ бўйлаб ўтаётган ёруғликда дастлабки йўл фарқи ўзгармай қолади; $d_1 < d_2$ бўладиган чизиқ бўйлаб ўтаётган ёруғликда йўл фарқи камаяди.

Эллиптик қутбланган ёруғлик компенсаторда унинг бош текисликларига параллел бўлган компоненталарнинг фазалар фарқини 0 га, 2π га, 4π га ва ҳоказо тўлдирувчи тайинли жойлардан ўтиб бир хил йўналишли чизиқли қутбланган ёруғликка айланади. Компенсаторнинг бундай қисмлари бир-биридан тенг масофада жойлашган эканлигини кўриш осон. Агар B компенсатор орқасига



18.5-расм. Эллиптик қутбланган ёруғликни компенсатор ва қутбловчи воситасида анализ қилиш.

18.6-расм

B — Бабине компенсатори. Компенсаторнинг турли қисмларидан ўтган ёруғликнинг қутбланиш ҳолати ҳар хил бўлади.

керакли вазиятда жойлашган N қутбловчи қўйилса, бу жойларнинг ҳаммаси қорайиб қолади (компенсатор киррасига параллел бўлиб, бир-биридан тенг масофада жойлашган қора полосалар қатори; қ. 18.6- расм, бу расмда 18.5- расмда кўрсатилган компенсаторнинг унинг сиртини қутбловчи орқали қаралгандаги кўриниши тасвирланган). Қутбловчини бошқача вазиятда жойлаштирганда бир-биридан тенг масофада жойлашган қора полосалар ҳосил бўлади, бу полосалар компенсаторнинг бошланғич фазалар фарқини π га, 3π га, 5π га ва ҳоказо тўлдирувчи жойларига мос келади.

Поналарнинг қалинлигини ва материалини билган ҳолда қўшиладиган фазалар фарқини ҳисоблаб чиқариш (ёки олдиндан даражалаб қўйиш) ва шундай қилиб, мазкур эллиптик ёруғликни характерлайдиган фазалар фарқини аниқлаш мумкин. Компенсаторнинг турли жойларидан ўтган ёруғликда бу фазалар фарқи ўзгариши 18.5-расмда схематик тарзда кўрсатилган. Бу ўзгариш қуйидагича (пастдан юқорига томон) —45, 0, 45, 90, 135, 180, 225, 270, 315°. Кўпинча поналар бир-бирига нисбатан силжитиладиган қилинади; унда поналарнинг полосалар маълум тартибда жойлашадиган, масалан, майдон марказида (окулярнинг крестида) қора полоса пайдо бўладиган *силжишига* қараб ҳисоб қилинади. Кўриш майдонининг бутун сирти айни бир қўшимча фаза соҳаси бўлган компенсаторлар амалий ишда қулайдир; бунда қўшимча фазани ўзгартириш мумкин. Бундай компенсаторлардан бири машқларда (қ. 164-машқ) тавсиф этилган.

Қутбланган ёруғликни миқдор жиҳатидан тадқиқ этишнинг ҳамма методларида (қутбловчи, $\frac{1}{4}$ тўлқинли пластинка ёки компенсаторнинг) бурилиш бурчагини аниқлаш талаб этилгани учун одатда қутбловчи асбобларнинг гардишида бурчакларга бўлинган яхши шкалалари бўлади.

Бу бобда чизиқли қутбланган ёруғлик кристалл пластинка орқали ўтганда эллиптик қутбланган ва доиравий (циркуляр) қутбланган ёруғлик ҳосил қилиш методи тавсиф этилган. Бироқ бундай қутбланишлар ҳосил қилишнинг бундан бошқа методлари ҳам бор. Чизиқли қутбланган ёруғлик металлдан қайтганда ва тўла ички қайтишда эллиптик қутбланиш юз беради; баъзан бу процессларда, шунингдек, нурланувчи атомларга магнит майдони таъсир этганда (қ. Зееман эффекти) ва бошқа ҳодисаларда доиравий қутбланиш пайдо бўлади. Равшанки, эллиптик қутбланган ёки доиравий қутбланган ёруғлик қандай процесс оқибатида юз берган бўлмасин, уни анализ қилиш методлари мана шу параграфда баён этилган методлар бўлиб қолаверади.

ЭЛЕКТРОМАГНИТИК ТЎЛҚИНЛАР ШКАЛАСИ

XIX боб

Инфрақизил, ультрабинафша нурлар ва Рентген нурлари

Бундан олдинги бобларда ёруғликнинг тўлқин табиатли эканлигини кўрсатадиган (интерференция, дифракция) ва ёруғлик тўлқинларининг кўндаланг тўлқинлар эканлигини (қутбланиш) аниқлашга имкон берадиган кўпдан-кўп хоссалари батафсил муҳокама қилинди. Йўл-йўлакай ёруғлик тўлқинлари электромагнитик тўлқинлар эканлиги ҳам кўп марта қайд этилди. Бундан буён биз ёруғлик тўлқинларининг электромагнитик табиатли эканлигининг кўп ва хилма-хил исботларини учратамиз.

Энди электромагнитик тўлқинларнинг уларнинг узунлигига алоқадор бўлган хусусиятларини кўриб чиқамиз.

113-§. Инфрақизил ва ультрабинафша нурлар

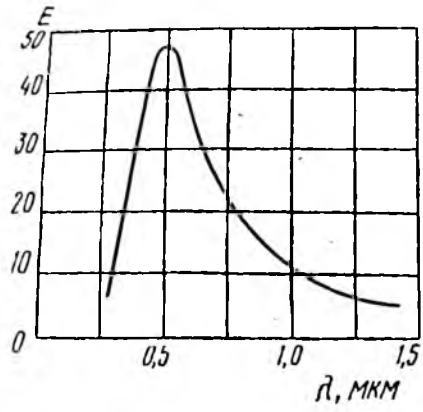
Электромагнитик тўлқинларнинг *ёруғлик* (баъзан *кўзга кўринадиган ёруғлик*) деб аталадиган тўплами тўлқин узунликларнинг тахминан 400 билан 800 нм орасида жойлашган энсиз интервалидан иборат. Булар инсон кўзига бевосита таъсир қилиб, кўзнинг тўр пардасини ўзиги хос равишда таъсирлантиради, бу эса ёруғлик сезгиси ҳосил қилади. Гарчи тўлқин узунликларининг бу интервали ўзига яқин турган узунроқ ва қисқароқ электромагнитик тўлқинлардан физик жиҳатдан муҳим фарқ қилмаса-да, ёруғлик сезгиси ҳосил қилиши туфайли бу интервал инсон учун махсус аҳамиятга эга. Кўзнинг ёруғлик сезиш қобилиятининг чегаралари субъектив бўлишига қарамай, бу интервалнинг учларига инсон кўзи сезгирлигининг кескин камайиб кетиши (8-§ билан солиштиринг) спектрнинг қўшни соҳаларига махсус ном қўйилганлигини маъқуллайди.

XIX асрнинг энг бошларида *инфрақизил* ва *ультрабинафша* нурлар тўғрисида тушунча киритилди. Инфрақизил тўлқинлар борлигини 1800 йилда Гершель аниқлади; у бу тўлқинларни Қуёшнинг спектрнинг қизил учидан нарида ётган тўлқин узунлигига эга бўлган нурлари тушаётган сезгир термометрнинг исишини кузатганда топган. Бу нурлар ҳам кўзга кўринадиган ёруғлик бўйсунадиган қайтиш ва синиш қонунларига бўйсунишини ҳам Гершель топган.

1801 йилда Риттер ва у билан баравар Волластон Қуёш спектрида унинг бинафша учидан нарида кумуш хлоридга химиявий таъсир кўрсатадиган кўзга кўринмас нурланиш (ультрабинафша нурланиш борлиғини кашф этдилар. Кейинчалик бориб ультрабинафша ва инфрақизил нурланишни тадқиқ этишнинг бошқа методлари ҳам топилди.

Фотографиянинг кашф этилиши ва унинг ютуқлари ультрабинафша нурларни тадқиқ этишда ҳал қилувчи аҳамиятга эга бўлди, чунки фотографик пластинка бу нурларни жуда яхши сезади. Ультрабинафша нурланишни унинг кўп жисмларни ёруғлик чиқарадиган қилиш қобилиятига (флуоресценция ва фосфоресценция) ва фотоэлектрик эффект ҳосил қилиш қобилиятига қараб тадқиқ этиш қулай. Махсус равишда ишлов берилган (сенсибилизация, қ. XXXV боб) фотопластинкалар ёрдамида инфрақизил нурланишни ҳам фотосуратга олиш мумкин. Бироқ бу йўл билан $\lambda = 1{,}2—1{,}3$ мкм гача бўлган нурларнигина қайд қилиш мумкин. 100 мкм гача бўлган инфрақизил нурланишни қайд қилишга имкон берадиган замонавий фотоэлемент ва фотоқаршиликларда инфрақизил нурларга бўлган сезгирлик янада анчага боради. Инфрақизил нурларнинг фосфоресценция равшанлигига кўрсатадиган таъсиридан (қ. XXXVIII боб) фойдаланиб, спектрнинг 1,7 мкм гача бўлган соҳасини тадқиқ қилишга имкон яратилди. Бироқ ҳар қандай тўлқин узунлиги учун қўлланиладиган иссиқлик методи инфрақизил нурланиш билан ишлашда, айниқса 2 мкм дан ортиқ тўлқин узунликли нурлар билан ишлашда ҳозирга қадар ҳам кенг қўлланилади. Албатта, бунда жуда сезгир термометрлар, айниқса градуснинг миллиондан бир улуши (10^{-6} К) қадар температура кўтарилишини қайд қилишга имкон берадиган электр термометрлари (ўта ўтказувчан ва одатдаги болометр ва термопаралар) ишлатилади.

Ўзига тушаётган иссиқлик энергиясини тўлиқ ютадиган приёмниклардан (абсолют қора жисм. қ. XXXVI боб) фойдаланиб, приёмникнинг иссиқлик сиғимини билган ва иссиқлик исрофларини эътиборга олган ҳолда температуранинг кўтарилишига қараб нурлар олиб келаётган энергияни абсолют бирликлар ҳисобида баҳолаш мумкин, бу эса иссиқлик методининг асосий афзаллиги ҳисобланади. Тўлқин узунлиги ҳар қандай бўлган нурларнинг, жумладан, ультрабинафша нурларнинг энергиясини *ўлчашда*, айниқса нурланувчи жисмнинг спектри бўйича энергия тақсимоти тўғрисида миқдорий маълумотлар олиш керак бўлганда иссиқлик методидан фойдаланилади. Қуёш спектрига оид бундай тақсимот 19.1-расмда схема тарзида кўрсатилган. Бошқа манбалар (масалан, чўғланма лампа ёки симоб лампаси) учун энергиянинг тўлқин узунликлар бўйича тақсимоти 19.1-расмдагидан кўп фарқ қилиши мумкин. Иссиқлик методининг универсал бўлишига ва ўзаро таққослаш мумкин бўладиган миқдорий маълумотлар олиш имкониятига қарамай, одатда



19.1- расм. Қуёш спектрида энергия тақсимоти.

тўлқин узунликларининг турли интервалларида юқорида зикр этилган махсус тадқиқот усулларидан фойдаланиш қулайроқдир.

Тўлқин узунлиги катта бўлган инфрақизил нурланишни ўрганишдаги асосий қийинчилик бу нурланишнинг етарлича қувватли манбаини топишдадир. Инфрақизил нурланишнинг одатдаги манбаи қиздирилган жисм ҳисобланади. Температура унча юқори бўлмаганда нурланиш интенсивлиги жуда кичик бўлади; температура кўтарилганда эса нурланаётган (чиқаётган) энергиянинг умумий қуввати тез ортади, бироқ нурланиш максимуми тобора қисқа тўлқинларга тўғри келаверади, шунинг учун узун тўлқинли нурлар энергияси унча кўп ортмайди. Ҳозирги вақтда тўлқин узунлиги тахминан 1 мм бўлган инфрақизил тўлқинлар кузатилади. Янада узунроқ электромагнитик тўлқинлар электромагнитик тебранишлар ҳосил қилиш методи бўйича осонроқ яратилар экан; биринчи бўлиб Герц ишлатган бу методни сиз электр тўғрисидаги таълимотда ўргангансиз. Маълумки, радиотехникада ишлатиладиган анча узун электромагнитик тўлқинлар (узунлиги бир неча ўн сантиметр, метр ва километр келадиган тўлқинлар) ҳам шу метод билан ҳосил қилинади. Кейинги йилларда электр тебранишлари методи билан узунлиги миллиметрнинг ўндан бир улушларининг бир нечтасига тенг келадиган жуда қисқа тўлқинлар ҳам ҳосил қилинди. Шундай қилиб, узунлиги миллиметрнинг ўндан бир улушларининг бир нечтасига тенг келадиган тўлқинларни қизиган жисмлардан чиқариш методи билан ҳам (инфрақизил нурлар сифатида), электр тебранишлари методи билан ҳам (Герц тўлқинлари сифатида) ҳосил қилиш мумкин. Бошқача айтганда, инфрақизил тўлқинлар ва Герц тўлқинлари соҳаси бир-бирини қоплайди ва кўзга кўринадиган ёруғликдан исталганча узун электромагнитик тўлқинларга ўтиш узлуксиз бўлади.

Инфрақизил тўлқинлар билан Герц тўлқинлари орасидаги оралиқни тўлдириш борасидаги ишларда рус тадқиқотчиларининг (П. Н. Лебедев, М. А. Левитская, А. А. Аркадьева-Глаголева) ишлари муҳим роль ўйнади.

Биздаги маълумотлар ультрабинафша тўлқинлар соҳасига ҳам анча секинлик билан жорий этилди. Ультрабинафша нурларни тадқиқ этишнинг асосий қийинчилиги шундаки, қисқа ультрабинафша тўлқинларни ҳар хил моддалар кўп тутиб қолади. Одатдаги

шиша ультрабинафша нурланишни тадқиқ этишга ярамайди деса бўлади. Шишанинг махсус навлари (тахминан 300—230 нм гача бўлган тўлқинларни ўтказадиган) ёки кварц (тахминан 180 нм гача бўлган тўлқинларни ўтказадиган) ишлатилади. Янада қисқа тўлқинлар учун флюоритдан ясалган (тахминан 120 нм гача бўлган тўлқинларни ўтказадиган) оптика ишлатилади. Сунъий тайёрланган кристаллар ҳам қўлланилади. Литий фторид кристалларининг энг яхши бундай намуналари 180 нм гача бўлган тўлқинларни ўтказади ёки бошқача айтганда, бундай тўлқинлар учун шаффофдир. Янада қисқа тўлқинларни ўтказиб юборадиган призма ва линзалар учун мос келадиган материал йўқ, шу сабабли қайтарувчи оптик асбоблардан: ботиқ кўзгу ва қайтарувчи дифракцион панжаралардан фойдаланишга тўғри келади. Бироқ бунчалик қисқа ультрабинафша нурларни одатдаги босимда газлар ҳам ўтказмайди. Нурлар узунлиги 180 нм га етгандаёқ уларни кислород (ва ҳаво) сезиларли равишда ютиб қолади. Шунинг учун янада қисқароқ тўлқинлар билан ўтказиладиган тадқиқотларда ичидан ҳавоси сўриб олинган спектрал қурилмалар (вакуумспектрографлар) ишлатилади. Қийинчиликнинг яна бири шундаки, фотопластинкаларнинг асосини ташкил этадиган желатин тахминан 240—230 нм дан бошлаб ультрабинафша нурларни сезиларли даражада ютиб қолади, шунинг учун анча қисқа ультрабинафша нурларни тадқиқ этишда желатинсиз пластинкалар ишлатилади. Бу такомиллаштиришларнинг ҳаммасидан фойдаланиш орқасида тахминан 2,0 нм гача бўлган ультрабинафша ёруғликни фотография усулида ўрганишга муваффақ бўлди. Бунда албатта ёруғликни панжарага сирпанувчи бурчак остида туширишга тўғри келади. Тўлқин узунлиги $\lambda = 1{,}21$ нм бўлган нур 89° бурчак ҳосил қилиб тушганда ўн олти марта ионланган темир (темирнинг 16 та электрони юлиб олинган атоми) чизиғи кўринган.

Дифракцион панжаралар сифатида кристаллар ишлатилиши спектрнинг янада қисқа тўлқинли соҳасини текширишга имкон беради. Масалан, водородсимон темир (25 марта ионланган темир) нурланишининг спектри мана шу усул билан ўрганилган. Унинг резонансли чизиқларининг тўлқин узунликлари 0,17767 ва 0,17819 нм га тенг бўлиб чиқибди.

Ультрабинафша тўлқинларни, жумладан, қисқа ва жуда қисқа ультрабинафша тўлқинларни фотоэлектрик эффект ёрдамида текшириш ҳам мумкин.

114-§. Рентген нурларининг кашф этилиши, уларни ҳосил қилиш ва кузатиш методлари

Янада қисқа тўлқинлар соҳасига ультрабинафша нурлар томонидан ўта бориш ниҳоятда катта қийинчиликларга дуч келади. Бироқ спектрнинг бу соҳасини иккинчи томондан, 1895 йилда Рентген топган кашфиётдан фойдаланиб тадқиқ этиш мумкин бўлди.

Ичидан ҳавоси сўриб олинган трубкада (масалан, катод зарраларини тадқиқ этишда ишлатиладиган трубкада) электр разряди юз берганда унинг анодидан шундай нурлар чиқар эканки, бу нурлар одатдаги ёруғликни ўтказмайдиган жисмлардан (қора қоғоз, картон, юпқа металл қатламлари ва ҳоказо) паррон ўтар экан. Шундай эканлигини Рентген топган. Бу нурларни Рентгеннинг ўзи *Х-нурлар* деб атаган, бизлар уларни *Рентген нурлари* деб юритамиз . Бу нурларни Рентген уларнинг флуоресценцияланувчи экрандан ёруғлик чиқартириш қобилияти туфайли пайқалан. Тез орада Рентген бу нурларнинг фотографик эмульсияни қорайтира олиш қобилияти ва ҳавони ионлаштириш натижасида электроскопнинг зарядини йўқотиш қобилияти борлигини ҳам топди. Шундай қилиб, Рентген нурларини тадқиқ этиш учун флуоресценцияланувчи экрандан ҳам, фотопластинкадан ҳам, электроскопли ионизацион камерадан ҳам фойдаланиш мумкин. Рентген нурлари фотоэффект юзага келтириши ҳам аниқланган; албатта, улар ўзларининг иссиқлик таъсирига қараб ҳам тадқиқ этилиши мумкин; бироқ Рентген нурларини иссиқлик таъсирига қараб ўрганиш бирмунча қийин,- чунки Рентген нурлари заиф ютилади, улар шу қадар оз ютиладики, уларни тўлиқ тутиб қолиш учун қиёсан қалин металл қатламлари керак бўлади, бунинг устига, қалин қатламда иссиқлик миқдорининг озгина орттирмасини пайқаш ҳам жуда қийин. Шуни қайд қиламизки, Рентген янги нурларни биринчи бўлиб топибгина қолмай, ўзининг дастлабки ишларида бу нурларни ҳар томонлама тадқиқ этди, уларнинг жуда кўп муҳим хусусиятларини аниқлади. Нурлар чиқаётган жой трубканинг электронлар ёғилаётган жойи эканини ҳам Рентгеннинг ўзи топди ва шунга қараб трубкани шундай ясадики, бунда Рентген нурлари олиш ва улардан фойдаланиш анча қулай бўлган (19.2-расм). Электронлар дастасини бир жойга концентрациялаш учун катод ботиқ қилиб ясалади ва унинг ички соҳасига иситиладиган сим спираль қўйилади. Шу йўл билан электронлар дастаси фокусланади. Катод билан анод орасига бир неча ўн киловольтга тенг кучланиш берилади.



19.2- расм. Рентген трубкасининг схемаси.

А — анод (сув билан совитилади); *К* — катод.

Анодга келиб урилади-ган электронлар энергиясининг кўп қисми иссиқликка айланиб, унинг жуда оз улушигина (0,1% чамаси) Рентген нурлари тарзида чиқади ёки қайтган электронлар дасталарининг энергияси тарзида сақланади, шунинг учун қувватли трубкаларда анод қаттиқ қизиб, эриб кетиши ҳам мумкин. Аноднинг қия қилиб кесилганлиги Рентген нурларининг трубканинг шиша баллони орқали ташқарига чиқиб кетишига имкон беради.

115- §. Рентген нурларининг ютилиши

Юқорида айтиб ўтилганидек, Рентген нурларининг энг ажойиб хусусияти уларнинг одатдаги ёруғлик ўта олмайдиган моддалар орқали паррон ўта олишидадир. Рентгеннинг ўзи ҳам бу нурларнинг бу хусусиятини кенг кўламда тадқиқ этган; бунинг учун у бу нурларнинг текширилаётган модда қатламидан кейинги йўлига қўйилган флуоресценцияланувчи экраннинг ёруғлик чиқаришини кузатган. Бирор моддада Рентген нурларининг ютилиши бу модданинг оддий нурларни ўтказишига боғлиқ эмас эканлигини Рентгеннинг ўзи топган. Масалан, қора қоғоз ёки картон Рентген нурларини қалинлиги ўшандай бўлган шишадан, айниқса қўрғошин тузлари аралашган шишадан кўра анча кам ютади.

Модданинг зичлиги қанча катта бўлса, унинг Рентген нурларини ютиш қобилияти шунча кучли бўлади; демак, қўрғошин пластинкалари Рентген нурлари оқимини қалинлиги ўшаларникидек бўлган алюминий пластинкаларга қараганда кучлироқ заифлаштиради. Ютувчи моддада оғир элементлар атомларининг қандай бирикма ҳолида бўлишидан қатъи назар қатнашуви Рентген нурларининг ютилиши учун жуда муҳимдир. Масалан, қўрғошинли белиланинг юпқа қатлами ёки қўрғошин тузлари аралаштирилган шиша Рентген нурларини яхши ютади, чунки бунга бу моддалар таркибидаги оғир қўрғошин атомлари сабабчи бўлади.

Ўша тадқиқотларида Рентген ниҳоятда муҳим бўлган бошқа бир фактни ҳам топган: Рентген бу фактдан бирор ҳолда ишлатиладиган нурларни характерлаш учун фойдаланган. Рентген нурларини *айни бир модда* бу нурларнинг ҳосил қилиниш шароитига қараб турлича ютиши маълум бўлиб қолди. Кўп ютиладиган нурлар *юмшоқ нурлар* деб, кам ютиладиган нурлар *қаттиқ нурлар* деб аталади. Шундай қилиб, нурларнинг модда орқали ўтиш қобилияти уларнинг *қаттиқлик* даражасини ифодалайди.

Одатда нурларнинг қаттиқлиги уларнинг тайинли бир моддада (масалан, алюминийда) ютилиш қобилиятига қараб аниқланади. Бироқ бошқа моддаларнинг ҳаммасида ҳам қаттиқроқ нурлар камроқ ютилади (сайлаб ютилиш деб аталадиган баъзи ҳодисалар бундан мустасно бўлиб, бу ҳодисалар тўғрисида биз кейинроқ гапирамиз).

Рентген нурлари ютилишининг янада тадқиқ этилиши улар қаттиқлигининг миқдорий ўлчовини аниқлашга имкон берди. Рентген нурларининг ютувчи моддадан олдинги ва ундан кейинги интенсивлигини* ўлчаб, бу нурларнинг ютилиш қонунини қуйидаги муносабат кўринишида аниқлаш мумкин:

$$I = I_0 e^{-\mu d},$$

* Юқорида айтиб ўтилганидек, Рентген нурларининг интенсивлигини уларнинг металларда ютилишида чиқадиган иссиқлик миқдорига қараб аниқлаш

бу ерда I — нурланишнинг ютилишдан кейинги интенсивлиги, I_0 — ютувчи моддага тушаётган нурланишнинг интенсивлиги, d — ютувчи қатламнинг сантиметр ҳисобидаги қалинлиги, μ — нурнинг қаттиқлигини характерловчи ютилиш коэффициенти.

$\mu = 1/d_0$ эканлиги кўриниб турибди, бу ерда d_0 — нурлар интенсивлигини $e = 2{,}718$ марта камайтирадиган қатламнинг қалинлиги. Баъзан Рентген нурларининг қаттиқлиги уларнинг интенсивлигини икки марта сусайтирадиган тайинли бир модданинг (одатда алюминийнинг) ютувчи қатлами қалинлиги орқали характерланади. Бу D қалинлик d_0 ва μ билан қуйидаги соддагина муносабат орқали боғланган:

$$D = 0{,}69 d_0 = 0{,}69/\mu. \qquad (115.1)$$

Рентген нурларининг қаттиқлиги хилма-хил бўлиши мумкин. Алюминийда D нинг қиймати 0,0006 дан 6 см гача ўзгарадиган, яъни бу қиймат 10 000 марта ўзгарадиган нурлар ишлатилади.

Рентген нурлари ютилиш қобилиятининг ва улар қаттиқлигининг барча баҳоланишини шу нарса қийинлаштирадики, трубкадан чиқадиган Рентген нурлари жуда бир жинсли бўлмайди, яъни бу нурлар қаттиқлиги турлича бўлган нурлар «аралашмасидан» иборат. Бу нурларни ютувчи модда орқали ўтказиб, биз юмшоқроқ нурларни тутиб қоламиз ва шу тариқа бир жинслироқ даста ҳосил қиламиз. *Фильтрлашнинг* бу методи анча қўпол бўлиб, жуда бир жинсли монохроматик нурлар олишга имкон беролмайди. Ҳозирги вақтда биз одатдаги тўлқин узунликлари оптикасидаги монохроматизация усулларида ишлашни биламиз; бу методлар қўлланилганда деярли монохроматик Рентген нурлари чиқарилади, кейин бу нурлар дифракция воситасида яна монохроматизация қилинади. Монохроматиклиги жиҳатидан ёруғлик нурларидан паст бўлмаган нурлар шундай қилиб ҳосил қилинади ва уларнинг ютилиш коэффициенти мутлақо тайинли физик маънога эга бўлади. Бундай монохроматик нурлар учун ютилиш коэффициенти ютувчи модданинг ρ зичлигига боғлиқ бўлади ва тақрибан олганда зичликка пропорционал деб ҳисоблаш мумкин. Аниқроқ айтганда, ютилиш ютувчи модданинг қатлам қалинлиги бирлигидаги атомлари *сони* орқали белгиланади. Бир атомдан бошқаларига ўтилганда эса

принцип жиҳатидан олганда энг бевосита усул бўлгани ҳолда амалда анча қийиндир. Рентген нурларининг интенсивлиги уларнинг бошқа тур таъсирларини кузатишга қараб ҳам ўлчаниши мумкин: улар туфайли юзага келадиган флуоресценция интенсивлигига қараб, улар таъсири остида юз берадиган фотохимиявий реакция тезлигига, жумладан, фотография пластинкасининг қорайишига қараб, улар таъсир этганда ҳосил бўладиган ионизацион токнинг кучига қараб ўлчаниши мумкин. Энг яхши ишлаб чиқилгани ионизацион метод бўлиб, бу методда Рентген нурлари ионизацион камерада (қалин газ қатлами, бунда оғир газ ишлатилади) имкон борича тўлиқ ютиладиган қилинади. Ҳозирги вақтда структура анализида стандарт Рентген қурилмаларида одатда Гейгер счётчиклари қўлланилади.

ютилиш атом оғирлик ортиши билан ортади, тўғрироғи, ютилиш атом номерининг кубига пропорционал бўлгани ҳолда атомнинг Z номери ортиши билан тез ортади.

Рентген нурларининг қаттиқлиги тушунчасини аниқлаган Рентгеннинг ўзиёқ қаттиқлик Рентген трубкасининг режимига боғлиқ эканлигини кўрсатди: анод билан катод орасидаги потенциаллар фарқи қанча катта бўлса (бу потенциаллар фарқи электронларни тезлаштиради), яъни анодга ёғиладиган электронларнинг тезлиги қанча катта бўлса, Рентген нурлари шунча қаттиқ бўлади.

Шундай қилиб, қизитилма катодли айни бир трубка қаттиқлиги *ҳар қандай* бўлган Рентген нурлари олишга хизмат қила олади; нурлар қаттиқлиги тезлатувчи майдон билан аниқланади (бошқарилувчи трубкалар). Бу турга қарашли трубкаларда потенциаллар фарқи ортиши билан нурларнинг қаттиқлиги тез ортади. Тажрибанинг кўрсатишича, бундай трубканинг нурларни ютишининг ўртача μ коэффициенти анод билан катод орасидаги V потенциаллар фарқининг *кубига* тахминан тескари пропорционал, яъни

$$\mu \sim 1/V^3. \qquad (115.2)$$

116-§. Рентген нурларининг табиати

Гарчи Рентген нурларининг дастлабки тадқиқотчилари (Стокс, Ж. А. Гольдгаммер ва қисман Рентгеннинг ўзи*) Рентген нурлари анодга келиб урилувчи тез электронларнинг тормозланишида пайдо бўладиган электромагнитик тўлқинлардир деган ғояни олдинга сурган бўлсалар-да, Рентген нурларининг бир қатор хоссаларини унинг тўлқин табиатига мослаштириш қийин бўлди. Умуман Рентген нурларининг кўп хоссалари жуда қийинлик билан тадқиқ этилди. Рентген нурлари бир муҳитдан бошқа муҳитга ўтганда қайтиш ва синишини кузатишга кўп вақтгача муяссар бўлинмади. Рентгеннинг ўзи бу нурлар сочилишининг заифгина изларини топа олди холос, бу ҳодисани уларнинг корпускуляр табиатига асосланиб ҳам изоҳлаб бериш осон эди, албатта.

Рентген нурларини тўлқин табиатли дейдиган гипотеза учун Рентген нурларининг интерференцияси ва дифракциясини топиш мақсадида Рентгеннинг ўзи ва бошқа бир қатор тадқиқотчилар ўтказган тажрибаларнинг муваффақиятсиз чиқиши айниқса оғир бўлди. Бундан анча кейин бориб (1910 й. яқинида) Рентген нурланишининг тўлқин узунлиги кўзга кўринадиган ёруғлик ва ультрабинафша нурларнинг тўлқин узунлигидан анча кичик эканлиги аниқланади ва шунинг учун Рентген нурларининг интерферен-

* Рентген ўзи кашф этган нурларни бўйлама ёруғлик тўлқинлари бўлса керак, деб тахмин қилди. Бироқ у бу нурларни бошқача талқин этиш ҳам мумкин бўлса керак деб ҳисоблаб, ўз фикрини қаттиқ туриб ҳимоя қилмади.

циясини пайқашга бағишланган дастлабки тажрибаларнинг муваффақиятсиз чиқиши аниқ экан.

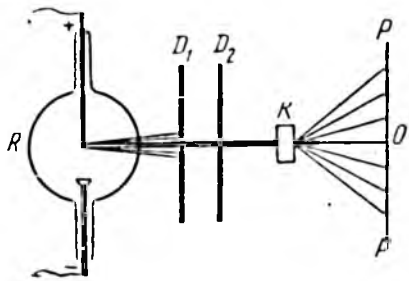
Шуни қайд қиламизки, Рентгеннинг дастлабки ишлари нашр этилган вақтдаёқ, яъни 1897 йилдаёқ Стокс Рентген нурлари тўғрисида ҳозирги замон тасаввурлари соҳасида умуман тўғри бўлган фикрларни айтди. Стокснинг фикрича, Рентген нурлари — анодга бориб урилувчи электронларнинг тезлиги кескин ўзгарганда пайдо бўладиган қисқа электромагнитик импульслардир. Ҳаракатланаётган заряд тезлигининг бундай ўзгаришини учиб келаётган электрондан иборат электр токининг заифлашуви деб ҳисоблаш мумкин; электр токи заифлашганда ҳаракатдаги электрон билан боғлиқ бўлган магнит майдони заифлашади. Магнит майдонининг ўзгариши атрофдаги фазода ўзгарувчан электр майдони ҳосил қилади, электр майдони эса ўз навбатида ўзгарувчан силжиш токи ҳосил қилади ва ҳоказо. Максвелл тасаввурларига асосан, электромагнитик импульс ҳосил бўлади, у эса фазода ёруғлик тезлигига тенг тезлик билан тарқалади.

Бу тасаввурларнинг унча аниқ бўлмаганлиги ва асосан, тажриба маълумотларининг етарли бўлмаганлиги Рентген нурларини бошқача талқин этишга олиб келдики, кўп ўтмай бу фикрларга Рентгеннинг ўзи ҳам қўшилди.

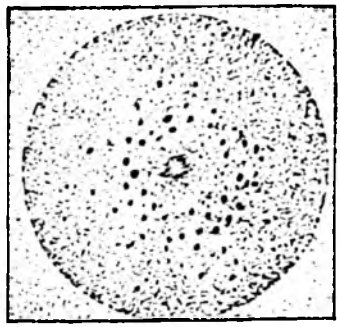
Рентген нурларининг табиати узил-кесил 1912 йилда аниқланди, бу пайтга келиб М. Лауэ ғояси бўйича Рентген нурларининг дифракция ҳодисаси шак-шубҳасиз амалга оширилди.

117-§. Рентген нурларининг кристалл панжарадан ҳосил бўлган дифракцияси

Лауэ ва унинг ходимлари қилиб кўрган тажриба қуйидагича. D_1 ва D_2 қўрғошин диафрагмалар воситасида ажратилган ингичка Рентген нурлари дастаси (19.3-расм) K кристаллга тушади ва ундан паррон ўтиб, PP фотографик пластинкага тушади. Пластинка очилтирилгандан сўнг унда Рентген нурларининг дастлабки йўналишига тўғри келган марказий доғдан ташқари мунтазам равишда жойлашган бир қатор доғлар борлиги кўринади (19.4-расм). Уларнинг вазияти тайинли бир кристалл учун аниқ бўлиб, бир модда кристали ўрнига бошқа модда кристали қўйилганда бу доғлар вазияти ўзгаради. Агар Рентген нурлари кристаллдан иборат фазовий панжарада дифракцияланадиган тўлқинлар деб фараз қилсак, бу ҳодисани миқдор жиҳатидан тўлиқ талқин этиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, кристалл мунтазам фазовий панжара кўринишида жойлашган атомлар тўпламидан иборат. Атомлар орасидаги масофа нанометрнинг улушларига тенг (масалан, ош тузида Na билан Cl оралиғи 0,2814 нм га тенг). Панжаранинг ҳар бир атоми ўзаро когерент бўлган Рентген тўлқинларининг сочилиш марказлари бўлиб қолади, чунки бу тўлқинлар келаётган айни бир тўлқиндан ҳо-



19.3- расм. Лауэ тажрибасининг схемаси.



19.4- расм. ZnS кристалининг лауэграммаси.

сил бўлади. Бу тўлқинлар ўзаро интерференциялашиб, маълум йўналишлар бўйича максимумлар ҳосил қилади, булар эса фотографик эмульсияда айрим дифракцион доғлар юзага келтиради. Бу доғларнинг вазиятига ва нисбий интенсивлигига қараб кристалл панжарада сочувчи марказларнинг жойлашиши ва уларнинг табиати ҳақида (атомлар, атом группалари ёки ионлар) тасаввур ҳосил қилиш мумкин. Шунинг учун дифракция ҳодисаси Рентген нурларининг тўлқин табиатли эканининг энг муҳим ва бевосита исботи бўлгани ҳолда кристалл панжараларни экспериментал равишда ўрганишнинг асоси бўлиб қолди. Лауэ кашфиёти туфайли кристалларнинг структураси тўғрисидаги масалани самарали тадқиқ этиш мумкин бўлиб қолди. Кейинги вақтларда Лауэ методи суюқлик ва ҳатто газлар молекулаларининг тузилишини тадқиқ этишга қўлланиладиган бўлиб қолди, бунда молекуланинг таркибий қисмларида юз берадиган дифракция кузатилади. Гарчи бу ҳолда дифракцион манзара унча аниқ бўлмаса-да, жуда муҳим натижалар топилади.

Ўз вақтида Лауэ кашфиёти Рентген нурларининг корпускуляр табиатли эмас, балки тўлқин табиатли эканлигининг аниқ исботи сифатида қаралган эди. Ҳозир биз биламизки, дифракцион ҳодисалар корпускулаларда ҳам юз беради. Бу нурланишнинг тўлқин ва корпускуляр табиатли эканлиги масаласига биз кейинроқ (қ. 178-§) яна қайтамиз.

118-§. Рентген нурларининг спектрографияси

Бундан олдинги параграфда тавсиф этилган манзара X бобда кўриб ўтилган *фазовий* панжарадаги дифракцияга мос келади. Унинг ўзига хос томони шундаки, панжаранинг даври тайинли ва бирламчи дастанинг йўналиши тайинли бўлганда маълум бир узун-

ликдаги тўлқинлар максимуми кузатилади. Шунинг учун биз текшираётган кристаллга Рентгеннинг «оқ» ёруғлиги, яъни хилма-хил тўлқин узунликлари тўпламига эквивалент бўлган Рентген импульси тушса, у ҳолда кристалл тайинли бир тўлқин узунликларнинг баъзиларинигина ажратади (уларни монохроматик қилади). Аксинча, агар тушаётган Рентген импульси монохроматик нурга яқин бўлса, у ҳолда тушиш бурчаги, тўлқин узунлиги ва панжаранинг доимийси орасидаги муносабат *номақбул* бўлганда биз максимумларни эмас, балки фақат бир текис сочилишни кўрамиз.

Агар Рентген нурларининг параллел дастаси кристаллга тушаётган бўлса, у ҳолда ҳар бир атом текислигида дифракция юз беради. Дифракцияланган Рентген нурлари интенсивлигининг максимуми тўғри қайтиш қонунлари билан аниқланадиган йўналишга мос келади. Турли текисликлардан қайтган тўлқинларнинг бир-бирини кучайтириш шарти равшанки, қуйидагича ёзилади:

$$2d \sin \theta = n\lambda, \qquad (118.1)$$

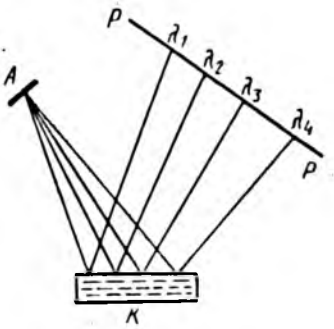
бу ерда d — қатламлар орасидаги масофа, θ — сирпаниш бурчаги (тушиш бурчагини $\frac{1}{2}$ π қилиб тўлдирувчи бурчак), λ — дифракцияланган нурланишнинг тўлқин узунлиги (қ. 53-§).

Бреггнинг бу формуласи (уни Ю. В. Вульф ҳам топган) тушиш бурчагининг қиймати тайинли бўлганда узунлиги қандай бўлган тўлқинлар кристаллдан интенсив равишда қайта олишини кўрсатади. Узунлиги бошқача бўлган тўлқинлар ҳамма йўналишлар бўйича деярли бир текис сочилиб, пластинкада фақат умумий фон ҳосил қилади ва фотоэмульсия қатламида қорайиш максимумлари ҳосил қилмайди. Агар биз кристалл туфайли ҳосил бўлган дифракциядан Рентген нурлари учун спектрограф ясашда фойдаланмоқчи бўлсак, у ҳолда фазовий панжара таъсирининг тилга олинган хусусиятини эътиборга олишга тўғри келади. Узунлиги ҳар қандай бўлган тўлқинлар учун дифракцион максимумлар ўрнини фазовий панжара воситасида топишнинг бир неча усуллари бор.

а. К е н г д а с т а м е т о д и (Мозли, 1913 й.). Бу методда нурлар кристаллга кенгая борадиган даста тарзида туширилади, бунда даста *хилма-хил* сирпаниш бурчаклари ҳосил қилади. Бу ҳолда Брегг муносабатига (формуласига) асосан, тўлқин узунлиги турлича бўлган нурлар турли хил бурчаклар ҳосил қилиб қайтади ва бунда пластинкада турли узунликдаги тўлқинларнинг дифракцион максимумлари, яъни Рентген импульсининг спектри пайдо бўлади (19.5-расм).

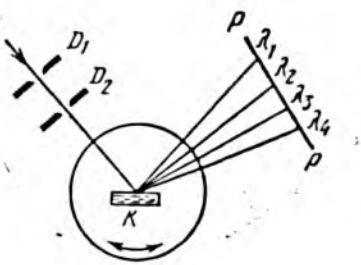
Бу метод Рентген нурларининг спектрографиясига бағишланган жуда муҳим биринчи ишларда қўлланилган. Ҳозирги вақтда бу метод тарих нуқтаи назаридангина аҳамиятга эга.

б. А й л а н у в ч и (т е б р а н у в ч и) - к р и с т а л л м е т о д и. Бу методда нурлар кристаллга параллел даста бўлиб



19.5-расм. Рентген нурларининг спектрографиясини энлик даста методи билан олиш схемаси.

Рентген трубкасининг A анодидан чиққан нурлар K кристаллга сайлувчи нурлар дастаси тарзида тушади. Тўлқин узунлиги ҳар хил бўлган нурлар PP фотопластинкага ҳар хил бурчаклар ҳосил қилиб қайтади.



19.6-расм. Рентген нурларининг спектрографиясини тебранувчи кристалл методи билан олиш схемаси.

Рентген нурларининг D_1 ва D_2 дифрагмалар воситасида ажратилган энсиз дастаси соат механизми тебраниб турган K кристаллга тушади.

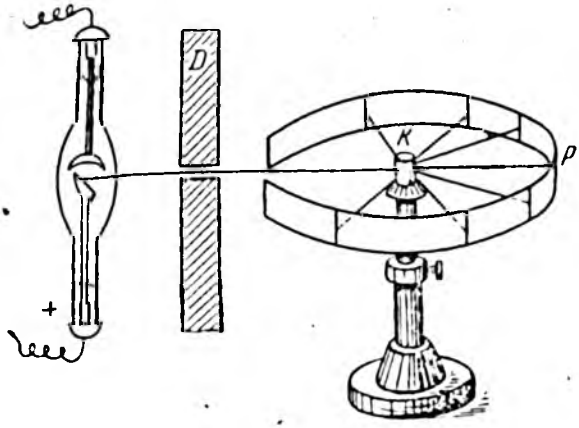
тушади, бироқ расмга олиш вақтида K кристалл соат механизми воситасида тебраниб туради (гоҳ бир томонга, гоҳ бошқа томонга бурилиб туради) ва шундай қилиб Рентген нурланишининг бирламчи дастаси билан *хилма-хил* сирпаниш бурчаклари ҳосил қилади. Шунинг учун бу ерда ҳам Рентген импульсининг спектри ҳосил бўлади (19.6-расм).

Бу метод ҳозирги замон Рентген спектрал асбоблари қуришга асос қилиб олинган.

Бу усул Рентген нурларининг тайинли узунликдаги тўлқинларини ажратишда (монохроматорлар) ёки монохроматик нурларнинг тўлқин узунликларини аниқлашда (спектрометрлар) ишлатилади.

Рентген спектрографиясининг энг муҳим татбиқи — кристаллар структурасини (кейинги вақтларда ҳатто молекулалар структурасини ҳам) Рентген нурлари ёрдамида тадқиқ этиш ва кристалл панжаранинг параметрларини аниқлашдир. Ўлчамлари етарлича бўлган монокристалларга эга бўлганимизда бундай структура тадқиқотларида Лауэ методидан (қ. 117-§) фойдаланиш мумкин, бироқ бунда туташ спектрли Рентген нурлари қўлланилади.

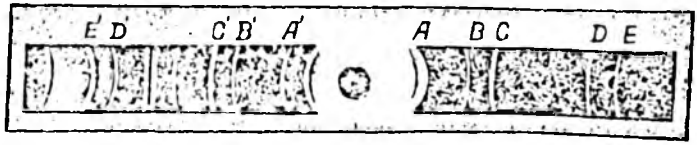
Кристалл кукуни ёки поликристалл жисмлар бўлган ҳолда структура тадқиқотини 1916 йилда Дебай ва Шерер, шунингдек Хелл таклиф этган метод билан амалга ошириш мумкин. Кристалл кукунидан пресслаб ишланган устунчага ёки поликристалл материалдан ясалган таёқчага Рентген нурларининг монохроматик дастаси туширилади (19.7-расм); препаратнинг ҳар хил кристалл-



19.7- расм. Рентген нурларининг спектографиясини турли вазиятда жойлашган кристаллар методи билан олиш схемаси.

чалари турли хил вазиятда жойлашган, шунинг учун тушаётган даста атом текисликлари билан жуда хилма-хил бурчаклар ҳосил қилади. Тўлқин узунлиги λ тайинли бўлган нурлар θ нинг турли қийматларига мос келувчи (қ. 118.1) турли хил атом текисликларидан турли хил бурчаклар ҳосил қилиб қайтади; бу нурлар препарат атрофидаги фотоплёнкада тегишли дифракцион манзара ҳосил қилади. Ҳосил бўлган рентгенограмма 19.8-расмда кўрсатилган: марказда тўғри дастанинг изи кўриниб турибди; ўнг ва чап томонда қайтган нурларнинг излари жойлашган бўлиб, симметрик тушган изларнинг ҳар бир жуфти нурларнинг тайинли бир йўналишли кристаллографик текисликлардан қайтишига мос келади. λ тўлқин узунлигини билган ҳолда ϑ сирпаниш бурчакларини ўлчаб топиб, биз бундай рентгенограмма ёрдамида монокристалл объектларнинг структурасини аниқлай оламиз; кўпчилик металлар ва техникада ишлатиладиган бошқа материаллар монокристаллдир.

Агар Рентген нурларини текширишда дифракцион панжара сифатида даври қнёсан каттароқ бўлан *сунъий* ясси панжара қўлланилса ва упга Рентген нурлари 90° га яқин бурчак ҳосил қилиб туширилса, у ҳолда ясси панжарадан ҳосил бўлган дифракцияни, яъни ҳамма тўлқин узунликларига мос келадиган максимумли манзарани кузатиш мумкин (47-§ га солиштиринг).



19.8- расм. 19.7- расмда тасвирланган схема бўйича олинган рентгенограмма.

Нурларни ясси панжараларга қиялатиб тушириш Рентген нурларининг тўлқин узунлигини жуда аниқ ўлчашга имкон берди. Тош тузнинг фазовий панжараси устида ҳам ўша ўлчашларни такрорлаб, Рентген нурланишининг маълум узунлигига қараб тош туз панжарасининг даврини аниқ топиш, яъни шу панжарани ҳосил қилувчи ионлар орасидаги масофани аниқлаш мумкин. Бунга қараб бир моль моддадаги молекулалар сонининг, яъни Авогадро сонининг аниқ қиймати топилди. Авогадро сонининг бу усулда топилган қийматлари энг ишончлидир. Бу ўлчаш натижаларига мувофиқ, Авогадро сонининг эски $6{,}0247 \cdot 10^{23}$ моль$^{-1}$ (1955 й.) қиймати ўрнига $6{,}022045 \cdot 10^{23}$ моль$^{-1}$ (1974 й.) олиш таклиф этилган.

119-§. Рентген нурларининг туташ спектри. Характеристик нурлар тўғрисида тушунча

Рентген импульси «оқ» бўлган ҳолда ҳам, яъни бу импульс туташ спектр ҳосил қиладиган ҳолда ҳам спектр характерини олдинги параграфда баён этилган методлар билан тадқиқ этиш мумкин. Одатдаги шароитларда Рентген трубкасида электронларнинг анодга урилиб тормозланишида ҳосил бўлган Рентген нурларининг спектри мана шундай характерда бўлади. Бунда электроннинг тезлиги тасодифий равишда ўзгариб қолади, ҳосил бўлган нурланиш хилмахил тўлқин узунликларининг тўпламига эквивалент бўлган мутлақо «номунтазам» импульс бўлади. Бироқ бундай импульслар билан бир қаторда янада монохроматик бўлган нурланиш ҳам ҳосил бўлади. Анодга маълум бир тезликли электронлар ёғдирилганда бундай ҳодиса юз беради: электронлар тезлиги анод моддасига боғлиқ бўлган бирор қийматга тенг бўлганда анод деярли монохроматик нурлар манбаи бўлиб қолиб, бу нурларнинг тўлқин узунлиги мана шу анод моддаси учун характерли бўлади. Бундай нурлар бу модданинг атомлари ичида юз берадиган процесслар туфайли ҳосил бўлади. Бундай процессларни юзага келтириш учун анод моддасига хос бўлган маълум бир минимал энергия талаб қилинади. Ҳосил бўлган монохроматик нурлар анод моддасини характерлайди ва шунинг учун *характеристик* нурлар деб аталади.

Рентген спектроскопиясининг методлари маълум бўлган ҳозирги вақтда Рентген нурланишининг қаттиқлиги тушунчасини аниқроқ тўлқин узунлиги тушунчаси билан алмаштирса бўлади. Бунга мувофиқ равишда биз тайинли бир модданинг характеристик нурланишини маълум тўлқин узунлигига эга бўлган нурланиш деб таърифлаймиз.

Рентгеннинг одатдаги трубка чиқарадиган «оқ ёруғлиги» узунлиги турли хил бўлган нурлар тўпламидан, демак, қаттиқлиги турлича бўлган нурлар тўпламидан иборат. Биз бундай нурларнинг қаттиқлигини тилга олар эканмиз, мазкур импульснинг асосий

қисмини характерловчи бирор ўртача миқдорни назарда тутамиз. Бундай маънода мазкур импульсни характерловчи бирор ўртача тўлқин узунлиги тўғрисида гапириш ҳам мумкин. Бу ўртача λ_m тўлқин узунлиги билан трубкага берилган тезлатувчи V кучланиш орасидаги муносабатни топиш мумкин. Тажрибанинг кўрсатишича,

$$\lambda_m \sim \frac{1}{V} \text{ нм}, \qquad (119.1)$$

бу ерда V — киловольт ҳисобида ифодаланган кучланиш.

Бу формула ва (115.2) формулага мувофиқ равишда ютилиш коэффициенти билан тўлқин узунлиги орасидаги муносабатни

$$\mu \sim \lambda^3 \qquad (119.2)$$

кўринишда ёзиш мумкин, яъни ютилиш коэффициенти тўлқин узунлигининг кубига тахминан пропорционал. Тажрибадан топилган бу муносабатдан кўринишича, тўлқин узунлиги камайганда нурланишнинг ютилиш коэффициенти тез камайиб кетади. Бироқ ҳар бир модда учун тўлқин узунликларининг соҳалари борки, бу соҳаларда ютилиш одатдагидан кескин (8—10 марта) ортиб кетади (селектив ютилиш). Бундай соҳалар мазкур модданинг характеристик нурланиш соҳаларига мос келади.

120-§. Рентген нурларининг оптикаси

Рентген нурларининг тўлқин хоссага эга эканлигини пайқаш қийинлигига унинг тўлқин узунлиги ниҳоятда қисқа эканлиги сабаб бўлади. Ҳақиқатан ҳам, тўлқин узунликларини ўлчаш шуни кўрсатадики, одатдаги Рентген трубкалари қўлланганда биз узунлиги нанометрнинг ўндан бир улушлари билан ўлчанадиган тўлқинлар билан, яъни кўзга кўринадиган ёруғлик тўлқинларининг узунлигидан минг марта қисқа бўлган тўлқинлар билан иш кўрамиз.

Даврий системадаги турли химиявий элементларнинг характеристик нурланишининг тўлқин узунликлари ҳам ўшандай тартибда бўлади. Ҳар бир элемент бир неча группа характеристик нурлар чиқара олади, атом номери каттароқ бўлган элементларга ўтилган сари характеристик нурларнинг қаттиқлиги ортади. Агар қаттиқ характеристик нурларни ўзаро солиштирсак, тўлқин узунликлари қуйидагича бўлади: Mg учун 0,95 нм, Fe учун 0,17 нм, Ag учун 0,05 нм, W учун 0,018 нм ва энг оғир элемент бўлмиш уран учун 0,01 нм. Тўлқин узунлигининг бунчалик қисқа бўлиши ва шунга яраша частотасининг ниҳоятда катта бўлиши оқибатида Рентген нурланишининг корпускуляр (квант) характери барала кўринади. Шунинг учун Рентген нурларининг тўлқин эканлигини кўрсатадиган томонлари анниқ кўринадиган махсус қийин тажрибалар қилиб кўриш талаб этилади. Шунга қарамасдан, кейинги йилларда бу

соҳада катта-катта ютуқлар қўлга киритилди. Бу соҳадан, яъни Рентген нурларининг оптикасидан олинган асосий фактларнинг бир нечтаси билан танишиб чиқамиз.

а. М у н т а з а м қ а й т и ш. Одатдаги кўзгусимон сирт Рентген нурлари учун анча ғадир-будир ҳисобланади, бу сиртга жуда сирпанувчан бурчак остида тушгандагина нурлар мунтазам қайтиши мумкин. Рентген нурлари тажрибада мана шундай қайтариб кўрилган; ундан ташқари, қайтарувчи дифракцион панжара ўша принципга асосланган (к. 47-§).

Нурлар мунтазам қайтариладиган бошқа усул Лауэ тажрибасида қўлланилади, бу тажрибада қайтарувчи сирт сифатида кристаллографик текисликлар олинади: бу текисликларда атомлар сунъий равишда силлиқланган ҳар қандай ясси сиртга қараганда беқиёс даражада яхши текислик ҳосил қилади (буларда атомлар қатъий равишда даврий жойлашади).

б. С и н и ш. Рентген нурларининг синиши тўғрисидаги дастлабки кўрсатмалар кристаллдан ҳосил бўлган дифракциядаги максимумларнинг вазиятини аниқловчи Брегг шартига мувофиқ келмай қолишда топилди. Брегг шартига мувофиқ келмай қолишга кристаллдан чиқишда нурлар синади деган фараз сабаб қилиб кўрсатилди. Бунга қараб Рентген нурлари учун синдириш кўрсаткичини баҳолаш мумкин эди. Бу кўрсаткич бирдан кичик бўлиб чиқди. Шунга мувофиқ равишда ҳаво — муҳит чегарасида тўла ички қайтиш ҳодисаси бўлиши мумкинлиги тажрибада қилиб кўрилди. Масалан, ҳаво — шиша чегарасида сирпанишнинг лимит бурчаги 11′ га тенг бўлиб чиқди: бунга асосланиб туриб Рентген нурлари учун шишанинг синдириш кўрсаткичини аниқ топиш мумкин эди.

Шиша призмага Рентген нурларининг кенгая борувчи дастаси туширилганда Рентген нурлари синиши кузатилди. Дастадаги баъзи нурлар лимит бурчакдан каттароқ бурчак ҳосил қилиб тушиб, тўла ички қайтган, бошқа нурлар эса призмада синиб, спектр бўлиб ёйилган. Шундай қилиб, Рентген нурларининг дисперсияси, яъни синдириш кўрсаткичининг тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиши кўрсатилди ва ўлчанди. Синдириш кўрсаткичи бирдан жуда оз фарқ қилади (вергулдан кейинги олтинчи рақами фарқ қилади), турли тўлқин узунликларга тегишли синдириш кўрсаткичлари фарқи янада кичик; шунинг учун буларга тегишли ўлчаш ишлари анча кам аниқликда бажарилган.

121-§. Электромагнитик тўлқинлар шкаласи

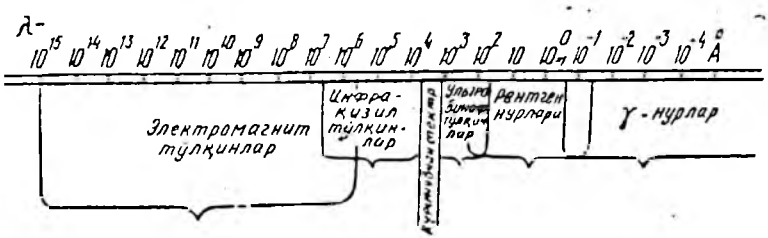
Олдин айтиб ўтилганларнинг ҳаммаси Рентген нурлари одатдаги ёруғликдан ўзининг тўлқин узунлиги жуда кичик бўлиши жиҳатидан фарқ қиладиган электромагнитик тўлқинлар эканлигини кўрсатади. Бироқ Рентген нурларининг тўлқин узунликлари

ҳам ниҳоятда хилма-хилдир. Одатда Рентген нурларининг тўлқин узунликлари ёруғликнинг тўлқин узунликларидан юз ва минг марта кичик бўлгани ҳолда тўлқин узунлиги анча катта бўлган юмшоқ Рентген нурлари ҳам бўлиши мумкин. Уларни кузатиш қийинлигининг сабаби шундаки, уларни ҳамма жисмлар жуда осонгина ютади, бу жиҳатдан қараганда юмшоқ Рентген нурлари қисқа ультрабинафша нурларга ўхшайди. Ҳақиқатан ҳам, осон ютиладиган бундай нурлар билан ишлаганда зарур бўладиган эҳтиёткорлик чоралари кўриш билан тўлқин узунлиги ультрабинафша нурлар соҳасига тўғри келадиган Рентген нурларини кузатишга муяссар бўлдик. Равшанки, бундай ҳолда Рентген нурлари билан ультрабинафша нурлар ўртасида ҳеч қандай фарқ йўқ. Уларга Рентген нурлари ёки ультрабинафша нурлар деб ном бериш уларнинг ҳосил қилиниш усулига боғлиқ. Агар нурларни ҳосил қилиш Рентген нурларини ҳосил қилиш методларига мос келса, яъни бу юмшоқ нурларга биз қаттиқроқ Рентген нурлари томонидан ёндашсак, у ҳолда бу нурларни Рентген нурлари деб атаймиз. Аксинча, агар нурлар ультрабинафша нурлар ҳосил қилишда қўлланиладиган усуллар билан ҳосил қилинса, яъни бу нурларга биз янада узунроқ ультрабинафша нурлар томонидан ёндашсак, у ҳолда бу нурларни ультрабинафша нурлар жумласига киритиш керак бўлади. Герц нурлари билан инфрақизил нурлар орасидаги соҳа тўлдирилганига ўхшаб ҳозирги вақтда Рентген нурлари билан ультрабинафша нурлар орасидаги соҳа тўлдирилган.

Жуда қисқа тўлқинлар томон шкала қаттиқ Рентген нурларида узилмайди. Табиатда одатдаги Рентген нурларидан ҳам анча қисқа тўлқинлар бор. Булар радиоактив моддалар чиқарадиган γ-нурлардир, булар табиатан Рентген тўлқинлари билан бир хил бўлиб, лекин улардан қаттиқлиги ортиқ бўлиши жиҳатидан фарқ қилади. Хилма-хил радиоактив моддалар тўлқин узунликлари ҳар хил бўлган γ-нурлар чиқаради: баъзи Рентген нурларидан юмшоқроқ бўлган нурлардан (полоний чиқарадиган γ-нурлардан) тортиб тўлқин узунлиги одатдаги энг қаттиқ Рентген нурларининг тўлқин узунлигидан юзлаб марта қисқа бўлган нурларгача (С торий чиқарадиган γ-нурларгача) бўлган нурлар.

Шундай қилиб, электромагнитик тўлқинлар шкаласи жуда узун электромагнитик радиотўлқинлардан тортиб узунлиги ангстремнинг мингдан бир улушлари билан ўлчанадиган тўлқинларгача бўлган узлуксиз равишда тўлдирилган градациядан иборат. Албатта, янада қисқа тўлқинлар бўлиши мумкинлиги инкор этилмайди. Масалан, ёруғлик тезлигига яқин тезлик билан ҳаракатланувчи корпускулалар оқимидан иборат бўлган космик нурлар ўтганда тўлқин узунлиги жуда қисқа бўлган γ-нурлар ҳосил бўлади.

19.9-расмдаги диаграмма электромагнитик тўлқинларнинг бутун шкаласи тўғрисида тасаввур беради. Диаграмманинг устки



19.9- расм. Электромагнитик тўлқинлар шкаласи.

қисмида ангстрем ҳисобида ифодаланган тўлқин узунликлари (1 Å = 0,1 нм = 10^{-8} см), пастки қисмида тўлқинлар номи ёзиб қўйилган. Соҳаларнинг бир-бирини қисман қоплаши соҳаларга бундай бўлишнинг нақадар шартли эканини кўрсатади. Шкалага ёзилган тўлқин узунликларининг диапазони ниҳоятда катта бўлиши туфайли шкала логарифмик масштабда тасвирланган.

XX боб

ЁРУҒЛИҚ ТЕЗЛИГИ ВА УНИ АНИҚЛАШ МЕТОДЛАРИ

122-§. Ёруғлик тезлигини аниқлашга бағишланган тажрибаларнинг аҳамияти ва Галилейнинг биринчи уриниши

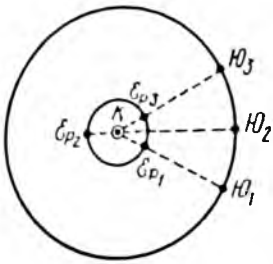
Ёруғлик тезлигини аниқлаш масаласи оптиканинг ва умуман физиканинг энг муҳим проблемаларидандир. Бу масаланинг ҳал қилиниши ғоят катта принципиал ва амалий аҳамиятга эга бўлди. Ёругликнинг тарқалиш тезлиги чекли эканлигининг аниқланиши ва бу тезликни ўлчаш турли хил оптик назариялар олдида турган қийинчиликларни конкретлаштирди ва аниқлаштирди. Ёруғлик тезлигини аниқлашнинг астрономик кузатишларга асосланган дастлабки методлари ўз томонидан узоқдаги ёритгичларнинг тутилиши ва юлдузларнинг йиллик параллакси тўғрисидаги соф астрономик масалаларни аниқ тушуниб олишга ёрдам қилди. Ёруғлик тезлигини аниқлашнинг кейинчалик ишлаб чиқилган аниқ лаборатория усуллари геодезик суратга олишда қўлланилади. Оптикада Допплер принципини назарий жиҳатдан асослаш ва экспериментал равишда тадқиқ этиш ёритгичларнинг нурий тезлиги ёки ёруғлик чиқарувчи ҳаракатдаги массалар (протуберанецлар, канал нурлари) тўғрисидаги масалани ҳал қилишга ва жуда йирик астрономик хулосалар чиқаришга имкон яратди. Ёруғликнинг вакуумдаги ва турли хил муҳитлардаги тезлигини қиёсий ўлчаш ўз вақтида ёруғликнинг тўлқин ва корпускуляр назарияларининг қайси бири маъқул деган масалани ҳал қилишда experimentum crucis сифатида хизмат кўрсатди ва кейинчалик ҳозирги замон квант физикасида катта аҳамиятга эга бўлган группа тезлиги тушунчасига олиб келди. Ёруғликнинг тарқалиш тезлигини Максвелл назариясидаги c константа билан таққослаш ёруғликнинг электромагнитик назариясини асослашда ғоят катта роль ўйнади; маълумки, бу c коэффициент, бир томондан, заряднинг электромагнитик бирлиги билан электростатик бирлиги орасидаги муносабатни, иккинчи томондан эса электромагнитик майдоннинг тарқалиш тезлигини билдиради. Ниҳоят, система ҳаракатининг ёруғлик тарқалиш тезлигига кўрсатадиган таъсири тўғрисидаги масала ва бу масалага алоқадор бўлган экспериментал ва назарий проблемаларнинг жуда кенг тўпламн нисбийликнинг Эйнштейн топган принципини, яъни назарий физиканинг физикада ҳам, философияда ҳам ғоят муҳим роль

ўйнайдиган энг салобатли умумлаштирмаларидан бирини таърифлашга олиб келди.

Ёруғликнинг тарқалиш тезлигини аниқлашда эксперимент ўтказаётган киши учрайдиган асосий қийинчилик бу миқдорнинг қиймати ниҳоятда катта эканлигига алоқадор бўлиб, бу қиймат классик физикада бажариладиган ўлчашларда бўладигандан жуда бошқа масштабларни талаб қилади. Бу қийинчилик ёруғлик тезлигини аниқлашнинг Галилей томонидан қилинган (1607 й.) дастлабки илмий уринишларидаёқ кўриниб қолган эди. Галилей тажрибаси бундай бўлган: бир-биридан анча олисда турган икки кузатувчида ёпиладиган фонарлар бор эди. *А* кузатувчи фонарини очади; маълум вақтдан сўнг ёруғлик *В* кузатувчига етиб боради, у эса ўша пайтда ўз фонарини очади: маълум вақт ўтгач, бу ёруғлик сигнали *А* кузатувчига етиб боради ва бу кузатувчи сигнал юборганидан сигнал қайтиб келгунча ўтган τ вақтни қайд қила олади. Кузатувчилар ёруғликни *бир зумда* сезишади ва ёруғлик *АВ* ва *ВА* йўналишларда айни бир тезлик билан тарқалади, деб фараз қилиб, биз $AB + BA = 2D$ йўлни ёруғлик τ вақт ичида босиб ўтишини, яъни ёруғлик тезлиги $c = 2D/\tau$ бўлишини топамиз. Биз қилган фаразнинг иккинчиси ҳақиқатга жуда яқин бўлиши мумкин. Ҳозирги замон нисбийлик назарияси бу фаразни хатто принцип даражасига кўтаради. Бироқ кузатувчиларнинг ёруғлик сигналини бир зумда сезиши тўғрисидаги фараз ҳақиқатга тўғри келмайди; ёруғликнинг тезлиги ниҳоятда катта бўлганидан Галилейнинг уриниши ҳеч қандай натижа бермади; аслида ёруғлик сигналининг тарқалишига кетган вақт эмас, балки кузатувчининг сигнални сезишга кетган вақти ўлчанган. Агар *В* кузатувчи ўрнига ёруғликни қайтарувчи кўзгу қўйилса, кузатувчилардан бири қиладиган хатодан қутулиб, ишни бирмунча яхшилаш мумкин. Ҳозирги замонда ёруғлик тезлигини ўлчашнинг лабораторияда ўтказиладиган усулларининг деярли ҳаммасида ўша схема сақланиб қолган, деса бўлади; аммо кейинчалик сигналларни қайд қилиш ва вақт оралиқларини ўлчашнинг самарали усуллари топилди; бу ҳол эса қиёсан унча катта бўлмаган масофаларда ҳам ёруғлик тезлигини етарлича аниқликда топишга имкон берди.

123-§. Ёруғлик тезлигини аниқлашнинг астрономик методлари

а. Ёруғлик тезлигини Юпитер йўлдошларининг тутилишини Ердан туриб кузатиш натижаларига қараб аниқлаш. Рёмер методи. Юпитернинг бир нечта йўлдоши бўлиб, улар Юпитер яқинида Ердан кўринади ёки Юпитернинг соясига тушиб кўринмай қолади. Юпитер йўлдошлари устида ўтказилган астрономик кузатишлар шуни кўрсатадики, Юпитернинг тайинли бир йўлдошининг кетма-кет келган икки тутилиши орасида ўтган ўртача



20.1- расм. Ёруғлик тезлигини Рёмер методи билан аниқлаш.

вақт оралиғи кузатиш вақтида Ер билан Юпитер бир-биридан қандай масофада бўлганига боғлиқ.

Рёмернинг бу кузатишларга асосланган методини (1676 й.) 20.1- расм ёрдамида тушунтириш мумкин. Тайинли бир пайтда E_1 Ер ва $Ю_1$ Юпитер *рўбарў турган* бўлсин, худди шу пайтда Юпитернинг Ердан кузатилаётган бир йўлдоши Юпитернинг соясида кўринмай қолсин (расмда йўлдош кўрсатилмаган), деб фараз қилайлик. Юпитер орбитасининг радиусини R билан, Ер орбитасининг радиусини r билан, ёруғликнинг $К$ Қуёш билан боғланган координаталар системасидаги тезлигини c билан белгиласак, ўша йўлдошнинг Юпитер соясига ўтиб кўринмай қолиши Ерда бу воқеанинг Юпитер билан боғланган вақт саноғи системасида юз берганидан $(R-r)/c$ секунд кечикиб қайд қилинади.

0,545 йил ўтганда E_2 Ер ва $Ю_2$ Юпитер бир-бирига *тўғри* туради. Агар мана шу пайтда Юпитернинг ўша йўлдоши n-марта тутилса, бу тутилиш Ерда $(R+r)/c$ секунд кечикиб қайд қилинади. Шунинг учун йўлдошнинг Юпитер атрофида айланиб чиқиш даври t бўлса, йўлдошнинг Ердан туриб кузатилган биринчи ва n-тутилиши орасида ўтган T_1 вақт оралиғи қуйидагига тенг бўлади:

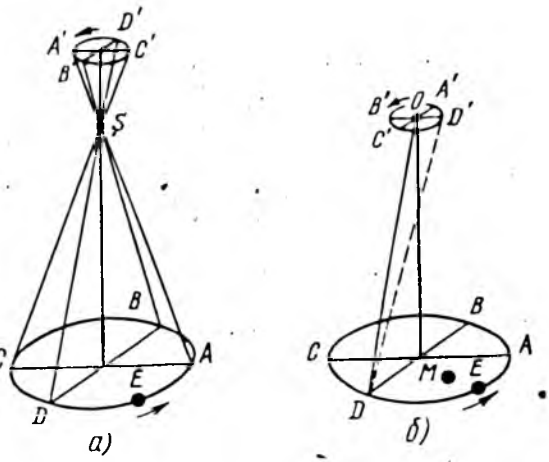
$$T_1 = (n-1)\,t + \frac{R+r}{c} - \frac{R-r}{c} = (n-1)t + \frac{2r}{c}.$$

Яна 0,545 йил ўтганда E_3 Ер ва $Ю_3$ Юпитер яна рўбарў туради. Бу вақт ичида йўлдош Юпитер атрофида $(n-1)$ марта айланиб чиқди ва $(n-1)$ марта тутилди; бу тутилишлардан биринчиси Ер билан Юпитер E_2 ва $Ю_2$ вазиятда бўлганда юз берди, охиргиси эса планеталар E_3 ва $Ю_3$ вазиятда бўлганда юз берди. Биринчи тутилиш Ерда йўлдошнинг Юпитер соясига ўтиб кетиш пайтига нисбатан $(R+r)/c$ секунд кечикиб, охирги тутилиши эса $(R-r)/c$ секунд кечикиб қайд қилинди. Демак, бу ҳолда T_2 вақт қуйидагига тенг бўлади:

$$T_2 = (n-1)\,t - \frac{R+r}{c} + \frac{R-r}{c} = (n-1)\,t - \frac{2r}{c}.$$

Рёмер T_1 ва T_2 вақт оралиқларини ўлчаб, $T_1 - T_2 = 1980$ с эканини топди. Бироқ юқорида ёзилган формулалардан $T_1 - T_2 = 4r/c$ экани келиб чиқади, шунинг учун $c = 4r/1980$ м/с. Ердан Қуёшгача бўлган масофани ўрта ҳисобда $150 \cdot 10^6$ км деб олиб, ёруғлик тезлигининг қуйидаги қийматини топамиз:

$$c = 301 \cdot 10^6 \text{ м/с}.$$



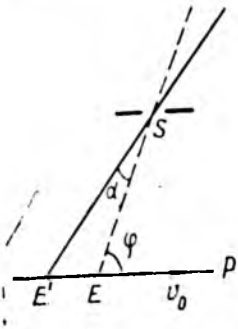
20.2- расм. Ернинг йиллик ҳаракати туфайли юлдузларнинг кўринма силжиши.

а — йиллик параллакс туфайли; *б* — ёруғликнинг аберрацияси туфайли. Юлдузнинг A', B', C', D' кўринма вазиятлари E Ер траекториясининг тегишли нуқталарига мос қилиб қўйилган.

Бу натижа ёруғлик тезлигини ўлчашнинг тарихда биринчи топилган натижаси.

б. Ёруғлик тезлигини аберрацияни кузатиш воситасида аниқлаш. 1725—1728 йилларда Брадлей юлдузларнинг йиллик параллакси, яъни юлдузларнинг осмон гумбазида кўринма силжиши бор-йўқлигини аниқлаш мақсадида кузатишлар ўтказди; маълумки, юлдузларнинг кўринма силжиши Ернинг орбита бўйлаб ҳаракат қилишини акс эттириши билан бирга Ердан юлдузгача бўлган масофанинг чекли эканлигига боғлиқдир. 20.2-а расмдан осон кўриниб турганидек, юлдуз ўзининг параллактик ҳаракатида эллипс бўйича юриши керак, Ердан юлдузгача бўлган масофа қанча кичик бўлса, бу эллипснинг бурчакли ўлчамлари шунча катта бўлади.

Эклиптика текислигида ётган юлдузларда бу эллипс тўғри чизиққа айланиб қолади, қутбга яқин жойлашган юлдузларда эса бу эллипс айлана бўлади. Брадлей бундай силжишнинг ҳақиқатан ҳам бор эканлигини топди. Бироқ эллипснинг катта ўқи *ҳамма* юлдузлар учун айни бир бурчакли ўлчамга ($2\alpha = 40''$, 9) эга бўлди, бу эса Қуёшга энг яқин бўлган юлдуз учун кутилган параллактик силжишдан анча ортиқ; ниҳоят, кўринган силжиш йўналиши параллакс туфайли кутилган силжишга перпендикуляр бўлиб чиқди (қ. 20.2-б расм). Брадлей (1728 й.) ўзи кўрган бу ҳодисани *ёруғликнинг аберрацияси* деб атаб, унинг сабаби ёруғлик тезлигининг чекли бўлишидадир, деб изоҳлади ва ёруғлик тезлигини аниқлашда бу ҳодисадан фойдаланди. Бундан анча кичик ва Ердан юлдузгача бўлган масофага боғлиқ бўлган йиллик параллаксни бундан юз йил кейин В. Я. Струве ва Бессель (1837, 1838 йиллар) аниқладилар.



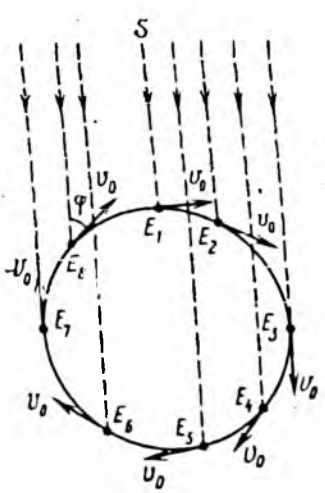
20.3- расм. Аберрацион силжишни ҳисоблаш.

Соддалик учун телескоп ўрнида визирли мосламадан фойдаланамиз, бу мослама труба ўқи бўйлаб жойлашган иккита чоғроқ тешикдан иборат. Ер тезлигининг йўналиши SE чизиқ билан бир хил бўлиб қолган вақтда трубанинг ўқи юлдузга тўғриланиб қолади. Ернинг (ва трубанинг) тезлиги юлдузга қараган йўналиш билан φ бурчак ҳосил қилганда ёруғлик нури трубанинг ўқида қолавериши учун трубани α бурчакка буриш керак (20.3-расм), чунки ёруғлик SE йўл босиб ўтгунча ўтган τ вақт ичида трубанинг ўзи $E'E = v_0\tau$ масофага кўчади. α бурилиш бурчагини 20.3-расмдан аниқлаш мумкин. Бу ерда ES йўналиш труба ўқининг аберрация ҳисобга олинмаган ҳолдаги йўналишини, SE' йўналиш эса труба ўқининг силжиб қолган йўналишини билдиради; трубанинг ўқи силжиб қолгани туфайли бутун τ вақт давомида труба ўқи бўйлаб ёруғлик ўтиб туради. $v_0 \ll c$ бўлганидан $(v_0^2/c^2$ тартибидаги ҳадларни эътиборга олмай) α бурчак жуда кичик эканлигидан фойдаланиб,

$$\angle SE'P \approx \angle SEP = \varphi$$

деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда $E'SE$ учбурчакдан қуйидагини топамиз:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\varphi} = \frac{v_0\tau}{c\tau} \text{ ёки } \sin\alpha \approx \alpha = \frac{v_0}{c}\sin\varphi.$$



20.4- расм. Ерни эклиптика текислигида ётган юлдуз билан туташтирувчи тўғри чизиққа нисбатан Ер тезлигининг йўналиши қандай ўзгаришини тушунтирадиган схема.

Агар юлдуз эклиптика текислигида ётган бўлса (20.4-расм), у ҳолда Ер тезлиги v_0 векторининг йўналиши юлдузга томон кетган ES йўналишга нисбатан йил давомида $\varphi = 2\pi t/T$ қонун билан ўзгаради (бу ерда T — Ернинг айланиб чиқиш даври) ва аберрация бурчаги билан вақт орасидаги муносабат даврий $\alpha = (v_0/c)\sin(2\pi t/T)$ функция орқали ифодаланади. Шундай қилиб, юлдузга томон кетган йўналиш йил давомида даврий равишда ўзгариб туради: юлдуз φ бурчакнинг 0 га ёки π га тенг қийматига мос келадиган ўрта вазияти атрофида $\alpha_0 = v_0/c$ бурчак амплитудали кўринма тебранишлар қилади.

Агар юлдуз эклиптиканинг қутбида турган бўлса (20.2-б расм), у ҳолда бутун йил давомида $\varphi = 90^\circ$ бўлади, яъни юлдузнинг OE йўналишдан оғиш бурчаги (қ. 20.2-б расм) миқдор жиҳатидан ўзгармайди ($\alpha_0 = v_0/c$); лекин v_0 векторнинг йўналиши йил давомида 2π бурчакка ўзгаргани учун юлдузнинг бурчакли кўчишининг йўналиши ҳам ўзгаради: юлдуз бурчакли радиуси $\alpha_0 = v_0/c$ бўлган доиравий кўринма $A'B'C'D'$ орбита чизади.

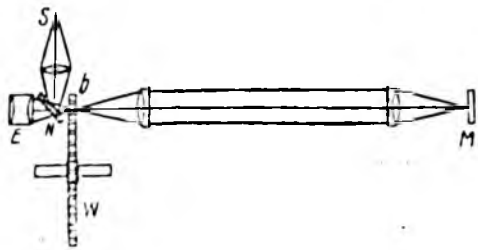
Юлдуз эклиптика текислигидан бурчакли δ масофада жойлашган умумий ҳолда юлдузнинг аберрацион траекторияси эллипс бўлиб, бу эллипснинг катта ярим ўқининг бурчакли ўлчами α_0, кичик ярим ўқининг бурчакли ўлчами $\alpha_0 \sin\delta$ бўлади. Брадлей кузатишларида юлдузларнинг кўринма силжиши худди мана шундай характерда бўлган. Кузатишлардан α_0 ни топиб, v_0 ни билган ҳолда c ни топиш мумкин. Брадлей $c = 308\,000$ км/с эканлигини топган. В. Я. Струве (1845 й.) кузатиш натижаларининг аниқлигини анча яхшилаб, $\alpha_0 = 20''$, 445 эканлигини топди. Энг охирги натижалар $\alpha_0 = 20''$, 470 эканлигини кўрсатади, бунга ёруғлик тезлигининг $c = 299900$ км/с қиймати мос келади.

Шуни қайд қилиш муҳимки, ёруғликнинг аберрациясига Ер тезлиги йўналишининг йил давомида *ўзгариши* сабаб бўлади. Ўзгармас тезлик ҳар қанча катта бўлмасин, уни аберрация воситасида топиб бўлмайди, чунки бундай ҳаракатда юлдузга томон кетган йўналиш ўзгармайди ва бу тезликнинг борлиги тўғрисида ҳамда бу тезликнинг юлдузга томон кетган йўналиш билан қандай бурчак ҳосил қилиши тўғрисида бир фикр айтишга имконият йўқ. Ёруғлик аберрацияси Ер тезлигининг *ўзгариши* тўғрисидагина фикр юритишга имкон беради.

Ёруғлик аберрациясининг баён этилган соддагина сабабларини ёруғлик тўғрисидаги корпускуляр тасаввурлар асосида осонгина тушуниш мумкин; Брадлейнинг ўзи ҳам корпускуляр тасаввурларни тан олар эди. Бу нуқтаи назардан қараганда ёруғлик учиб кетаётган зарралар оқимидан иборат бўлиб, уларнинг тезлиги кўриш трубасининг тезлигига боғлиқ эмас, албатта. Ёруғлик аберрациясини тўлқин назария асосида кўриб чиқиш мураккаброқ бўлиб, бу масала Ер ҳаракатининг ёруғлик тарқалиш тезлигига кўрсатадиган таъсири тўғрисидаги масалага алоқадордир. Биз бу масалани 130-§ да яна кўриб ўтамиз.

124-§. Ёруғлик тезлигини лабораторияда аниқлаш методлари

Юқорида эслатиб ўтилганидек, ёруғлик тезлигини лабораторияда аниқлаш методлари ҳақиқатда Галилей методининг такомиллашган шаклидир. Икки усул қўл келиб қолди: сигнал чиқариш ва қайтиб келган сигнални қайд қилиш пайтларини автоматлаштирувчи Физо усули ва ёруғлик сигналининг юриш вақтини аниқ ўлчашга асосланган Араго—Фуко усули (айланувчи кўзгу). Бу иккала усул



20.5- расм. Ёруғлик тезлигини тишли ғилдирак методи билан аниқлашга доир тажриба схемаси.

яқин кунларга қадар кўп марта такомиллаштирилди, буларда замонавий экспериментал техниканинг энг сўнгги ютуқларидан фойдаланилади. Бу такомиллаштиришлар туфайли дастлабки ўлчаш натижаларининг аниқлигини анча оширишга ёки ёруғлик тарқалиши ўрганиладиган базис узунлигини анча қисқартиришга имконият яратилди.

Айтиб ўтилган усуллардан ташқари, бошқа принципларга асосланган бир қатор методлар яратилди. Буларнинг баъзиларини биз қуйида баён этамиз.

а. Ёруғликни узиш методи. Ёруғлик тезлигини лаборатория шароитида биринчи бўлиб Физо аниқлади (1849 й.). Унинг методининг ўзига хос томони шундаки, унда сигнал юбориш ва сигнал қайтиб келиш пайтлари автоматик равишда қайд қилинади, бунинг учун ёруғлик оқими муттасил узиб-узиб турилади (тишли ғилдирак воситасида). Физо тажрибасининг схемаси 20.5-расмда тасвирланган. *S* манбадан келаётган ёруғлик айланаётган W ғилдиракнинг тишлари орасидан ўтиб, *M* кўзгуга боради ва ундан қайтиб яна ғилдиракнинг тишлари орасидан ўтиб, кузатувчига бориши керак. Кузатишда ишлатиладиган *E* окуляр қулайлик учун *b* нинг тўғрисига қўйилади, *S* дан келаётган ёруғлик эса W га ярим шаффоф *N* кўзгу воситасида бурилади. Агар ғилдирак айланиб турган бўлиб, унинг бурчак тезлиги шундай бўлсаки, ёруғлик *b* дан *M* га бориб, ундан қайтиб келгунча ўтган вақт ичида тишлар ўрнига тишлар орасидаги очиқ жойлар тўғри келиб қолса ва аксинча, очиқ жойлар ўрнига тишлар тўғри келиб қолса, у ҳолда қайтиб келган ёруғлик окулярга ўтказилмайди ва бунда кузатувчи ёруғликни кўрмайди (биринчи қоронғиланиш — тутилиш). Бурчак тезлик ортганда ёруғлик кузатувчига қисман кўринади. Агар тишлар ва очиқ жойлар кенглиги бир хил бўлса, тезлик икки марта ортганда кузатувчига максимум ёруғлик кўринади, тезлик уч марта ортганда яна (иккинчи марта) қоронғилашади ва ҳоказо. $bM = D$ масофани, тишларнинг z сонини, ν айланиш бурчак тезлигини (секундига айланишлар сонини) билган ҳолда ёруғлик тезлигини ҳисоблаб чиқариш мумкин. Масалан, биринчи қоронғиланишда тишлар ораси-

даги очиқ жойдан ўтиб кетган ёруғлик қайтиб келаётганда энг яқин турган тишга тушиб қолади. Бунинг учун $t = 2D\,c$ вақт ичида ғилдирак π/z бурчакка, яъни очиқ жой марказини қўшни тиш марказидан ажратувчи бурчакка бурилиши зарур. Биринчи қоронғиланиш ғилдиракнинг айланишлари сони секундига ν бўлган ҳолда юз берса, баён этилган шарт

$$\frac{2D}{c} = \frac{1}{2z\nu} \text{ ёки } c = 4Dz\nu \cdot$$

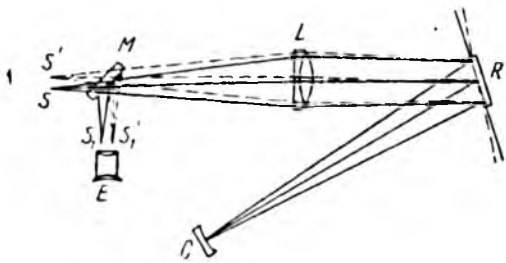
кўринишда ифодаланади. Иккинчи қоронғиланиш эса бурчак тезликнинг уч марта катта бўлган қийматида, яъни қайтиб келаётган ёруғликни галдаги тиш тўсиб қолганда юз беради ва ҳоказо. Бу ердаги ишнинг асосий қийинчйлиги қоронғиланиш пайтини аниқ топишдадир. D масофа катта бўлганда ва юқори тартибли қоронғиланишларни кузатиш мумкин бўладиган узилиш тезликларида аниқлик ортади. Масалан, Перротен кузатишларида $D = 46$ км бўлиб, у 32-тартибли қоронғиланишни кузатган. Бундай шароитда ёритиш кучи катта бўлган қурилмалар, тоза ҳаво (тоғларда кузатиш), яхши оптика, кучли ёруғлик манбаи керак.

Қуйида ёруғлик тезлигининг узиш методи билан топилган қийматлари берилади (кейинги такомиллаштиришлар эътиборга олинган):

Физо (1849 й.)	$D = 8{,}63$ км	$c = 315\,000$ км/с
Корню (1876 й.)	$D = 23$ км	$c = 300\,000 \pm 300$ км/с
Перротен (1902 й.)	$D = 46$ км	$c = 299\,870 \pm 50$ км/с
Бергштранд (1950 й.)		$c = 299\,793{,}1 \pm 0{,}25$ км/с

Кейинги вақтларда айланувчи ғилдирак ўрнида ёруғликни узишнинг янада такомиллашган бошқа усуллари самарали равишда қўлланиляпти. Керр конденсатори (қ. 152- §) воситасида энг яхши натижалар олинди, бу усулда тез ўзгарувчи майдоннинг устмауст тушиши ёруғликни секундига 10^7 мартагача узишга имкон беради. Бу ҳол натижалар аниқлигини анча яхшилашга ёки D базис узунлигини кўп қисқартиришга имкон беради. Масалан, Андерсон тажрибаларида (1937 й.) D базис узунлиги атиги 3 м эди, яъни бутун қурилма лаборатория столининг устига жойлашган эди. Қайд қилиш усулларига киритилган жуда кўп такомилланишлар радиотехника ва электроника соҳасидаги замонавий ютуқлардан фойдаланиб, ўлчаш аниқлигини ниҳоят даражада юқори кўтаришга имкон берди.

б. А й л а н у в ч и к ў з г у м е т о д и. 1862 йилда Фуко ёруғлик тезлигини аниқлашнинг ғоясини олдин (1838 й.) Араго берган иккинчи методини амалга оширди; Араго бу ғояни ёруғликнинг ҳаводаги тезлигини унинг бошқа муҳитлардаги (сувдаги) тезлигига солиштириш мақсадида берган эди. Бу метод жуда кичик



20.6- расм. Ёруғлик тезлигини айланувчи кўзгу методи билан аниқлашга доир тажриба схемаси.

вақт оралиқларини айланувчи кўзгу воситасида жуда синчиклаб ўлчашга асосланади. Тажрибанинг схемаси 20.6-расмда тасвирланган. S манбадан келаётган ёруғлик айланаётган R кўзгуга L объектив ёрдамида юборилади, ундан иккинчи кўзгуга томон йўналишда қайтади ва кейин орқага кетиб, $2CR = 2D$ масофани τ вақт ичида босиб ўтади. Бу вақт айланиш тезлиги аниқ маълум бўлган R кўзгунинг бурилиш бурчагига қараб баҳоланади; бурилиш бурчаги эса қайтиб келган ёруғликдан тушган ёруғдоғ силжишини ўлчашдан топилади. Миқдорлар E окуляр ва ярим шаффоф M пластинка воситасида ўлчанади; M пластинканинг вазифаси худди олдинги методдагидек бўлади; S_1 — ёруғ доғнинг R кўзгу қимирламай турган ҳолдаги вазияти, S_1' — ўша доғнинг кўзгу айланаётган ҳолдаги вазияти. Фуко қурилмасининг муҳим хусусияти шуки, унда C кўзгу сифатида сферик кўзгу ишлатилган бўлиб, бу кўзгунинг эгрилик маркази R кўзгунинг айланиш ўқида ётади. Шу туфайли R дан C га томон қайтган ёруғлик ҳамиша R га қайтиб тушади; ясси C кўзгу ишлатилган ҳолда эса R дан қайтган ёруғлик яна R га қайтиб тушиши учун R билан C бир-бирига нисбатан маълум бир вазиятда туриши керак, бу ҳолда қайтган нурлар конусининг ўқи C кўзгуга нормал равишда йўналган бўлиши керак.

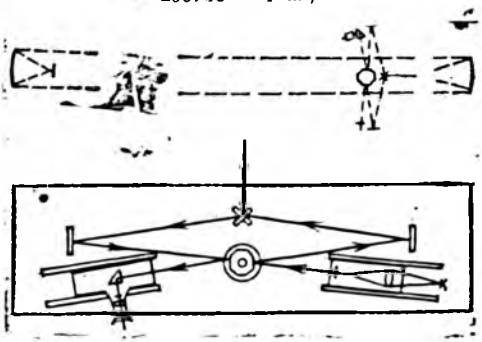
Фуко Арагонинг дастлабки фикрига мувофиқ равишда ўз қурилмасида ёруғликнинг сувдаги тезлигини ҳам ўлчади, чунки у кўзгуни секундига 800 марта айланадиган қилиб, RC масофани 4 м га келтиришга муяссар бўлди. Фуко ўлчашларининг кўрсатишича, ёруғликнинг сувдаги тезлиги ҳаводагидан *кичик* бўлиб чиқди. бу натижа ёруғликнинг тўлқин назарияси тасаввурларига мувофиқ келади.

Айланувчи кўзгу билан ишлаш тартибини яхшилаш ва RC масофани орттириш туфайли Фуко методи янада такомиллаштирилиб, бу метод Майкельсон қўлида ёруғлик тезлигини аниқлаш соҳасида жуда яхши натижалар бериб, аниқликни анча кўтарди.

Айланувчи кўзгу методи билан ўтказилган ўлчаш натижалари мана бундай:

Фуко (1862 й.)	$c = 298000 \pm 500$ км/с
Ньюкомб (1891 й.)	$c = 299810 \pm 50$ км/с
Майкельсон (1902 й.)	$c = 299890 \pm 60$ км/с
Майкельсон (1926 й.)	$c = 299796 \pm 4$ км/с

Майкельсоннинг охирти қурилмаси (1926 й.) икки тоғ чўққиси орасида бўлиб, натижада D масофа тахминан 35,4 км (аниқроғи, 35 373,21 м) эди. Кўзгуси саккиз ёқли пўлат призма бўлиб. у 528 айл/с тезлик билан айланган. Майкельсон қурилмасининг схемаси 20.7-расмда тасвирланган.



20.7-расм. Майкельсоннинг ёруғлик тезлигини аниқлашда ишлатган қурилмасининг схемаси.

Ёруғликнинг тўлиқ йўлни босиб ўтишига 0,00023 с кетган бўлиб, бу вақт ичида кўзгу $\frac{1}{8}$ айланишга улгурган ва ёруғлик призманинг кейинги ёқига тушган. Шундай қилиб, ёруғ дағнинг силжиши қиёсан арзимайдиган даражада бўлиб, унинг вазиятини аниқлаш Фуконинг дастлабки тажрибаларидаги каби ўлчанаётган асосий катталик ролини эмас, балки тузатма ролини ўйнаган; Фуконинг дастлабки тажрибаларида бутун силжиш атиги 0,7 мм гагина етган.

Радиотўлқинлар тарқалишининг тезлиги ҳам жуда аниқ ўлчанди. Буларда радиогеодезик ўлчашлардан фойдаланилди, яъни икки пункт орасидаги масофа радиосигналлар ёрдамида аниқланиш билан бирга аниқ триангуляцион ўлчашлар билан аниқланди. Бундай метод билан топилган энг яхши натижа вакуум учун $c = 299792 \pm 2{,}4$ км/с бўлиб чиқди. Ниҳоят, радиотўлқинлар тезлиги цилиндрик резонаторда ҳосил бўлган турғун тўлқинлар методи билан аниқланди. Назария резонаторнинг ўлчамлари тўғрисидаги ва унинг резонанс ҳолатдаги частотаси тўғрисидаги маълумотларни тўлқинлар тезлигига боғлашга имкон беради. Тажрибалар ичидан ҳавоси сўриб олинган резонатор билан ўтказилди, шунинг учун натижани вакуумга мослаштиришга зарурат қолмаган. Бу метод билан ишлаганда топилган энг яхши натижа $c = 299\,792{,}5 \pm 3{,}4$ км/с.

1972 йилда ёруғлик тезлигининг қиймати ёруғликнинг тўлқин узунлиги ва частотасини мустақил ўлчаш натижалари асосида аниқланди. Бир қатор сабабларга кўра, манба сифатида гелий-неонли лазер олинди, бу лазер тўлқин узунлиги 3,39 мкм бўлган нурланиш беради. Бу нурланишнинг тўлқин узунлиги узунлик эталонига, яъни криптоннинг қирмизи нурланишининг тўлқин узунлигига (қ. 31-§) интерферометрик солиштириш методи билан аниқланди.

Лазер нурланишининг частотаси чизиқли бўлмаган оптика методлари (қ. 236-§; йиғинди ва айирмали гармоникали нурланишлар хосил қилиш) воситасида вақт эталони* билан солиштирилди. Ёруғлик тезлигининг $c = \lambda\nu$ қиймати шундай қилиб топилди, бу қиймат аниқлик жиҳатидан бундан олдин маълум бўлган ҳамма қийматлардан икки тартибга ортиқ:

$$c = 299\,792\,456{,}2 \pm 1{,}1 \text{ м/с}.$$

Турли хил методлар билан топилган энг яхши маълумотларни солиштирамиз:

Айланувчи кўзгу методи	$c = 299\,796 \pm 4$ км/с (Майкельсон, 1926 й.)
Узиш методи (такомиллаштирилган)	$c = 299\,793{,}1 \pm 0{,}25$ км/с (Бергштранд, 1950 й.)
Радиогеодезия	$c = 299\,792 \pm 2{,}4$ км/с (Аслаксон, 1949 й.)
Ички ковак резонатор	$c = 299\,792{,}5 \pm 3{,}4$ км/с (Эссен, 1950 й.)
Микротўлқинли интерферометрия	$c = 299\,792{,}2 \pm 0{,}2$ км/с (Фрум, 1958 й.)
Тўлқин частотасини ва узунлигини ўлчаш	$c = 299\,792{,}4562 \pm 0{,}0011$ км/с (Ивенсон, 1972 й.)

Бу солиштириш авторлар кўрсатган ўлчаш аниқлигини маъқул деб ҳисобловчи ажойиб мувофиқлик борлигини билдиради. Ёруғлик тўлқинларининг тезлиги билан радиотўлқинлар тезлигининг ниҳоят даражада бир хил бўлиши ёруғликнинг электромагнитак назариясининг тўғри эканлигини яна тасдиқлаш билан бирга, Максвеллнинг бу назария фойдасига келтирган биринчи важи ёруғлик тезлиги билан электромагнитик тўлқинларнинг тарқалиш тезлигини аниқловчи электродинамик доимийнинг ўша вақтларда топилган тақрибий тенглиги эканлигини эсга туширади.

125-§. Ёруғликнинг фазавий ва групгавий тезликлари

Ёруғлик тезлигини аниқлашнинг қисқа базисда ўлчашга имкон берадиган лаборатория методлари ёруғлик тезлигини турли хил муҳитларда аниқлашга ва бинобарин, ёруғлик синишининг назариясига тегишли муносабатларни текшириб кўришга имкон беради. Бир неча бор таъкидлаб ўтганимиздек, ёруғликнинг синиш коэффициенти Ньютон назариясида (корпускуляр назарияда) $n = \sin i/\sin r = v_2/v_1$ бўлиб, тўлқин назарияда $n = \sin i/\sin r = v_1/v_2$ бу ерда v_1 — ёруғликнинг биринчи муҳитдаги тезлиги,

* Секунд — цезий-133 атоми асосий ҳолатининг ўта ингичка сатҳларининг икки сатҳи орасидаги ўтишга мос келадиган нурланишдаги 9 192 631 770 тебранишлар даври деб таърифланади.

v_2 — ёруғликнинг иккинчи муҳитдаги тезлиги. Араго бу фарқдан фойдаланиб experimentum crucis ўтказиш мумкинлигини кўрди ва тажриба ғоясини баён этди; кейинчалик бу тажрибани Фуко қилиб кўриб, ёруғликнинг ҳаводаги ва сувдаги тезликлари нисбати Ньютон назариясидан келиб чиқадиганча $\frac{3}{4}$ га эмас. балки Гюйгенс назариясидан келиб чиқадиганча 4/3 га яқин қийматга эга бўлишини топди. Тўғри, бу тажрибаларни бажариш вақтига (1862 й.) келиб тўлқин назария бундай қўшимча далилларга муҳтож эмас эди. Шунга қарамасдан, ёруғлик тезлигини аниқлаш усуллари такомиллаша борган сари бу масала янада экспериментал равишда тадқиқ этила борди ва оқибатда масала ўйлагандагидан анча мураккаб бўлиб чиқди. Масалан, Майкельсон сувнинг синдириш кўрсаткичига мувофиқ равишда $c/v = 1{,}33$ эканлигини топди. Бироқ углерод сульфиднинг синдириш кўрсаткичини одатдаги усулда аниқлашда $n = 1{,}64$ бўлгани ҳолда Майкельсон углерод сульфид учун $c/v = 1{,}75$ эканлигини топди. Тўлқин тезлиги деган тушунчанинг характери мураккаб эканлигини топган Рэлей бу ердаги фарқларнинг сабабини кўрсатиб берди.

Тўлқинга ўтказилган нормаль йўналишининг икки муҳит чегарасида ўзгаришидан фойдаланиб одатдагича топилган $n = \sin i/\sin r = v_1/v_2$ синдириш кўрсаткичи тўлқиннинг бу икки муҳитдаги фазавий тезликларининг нисбатини билдиради. Бироқ фазавий тезлик тушунчаси фақат қатъий монохроматик тўлқинларгагина татбиқ этилади; бундай тўлқинларни амалда ҳосил қилиб бўлмайди, чунки улар вақт ўтиши билан чексиз узоқ мавжуд бўлиши ва фазода чексиз узун бўлиши керак эди.

Ҳақиқатда эса вақт ва фазода чекланган бирмунча мураккаб импульс билан иш кўришга тўғри келади. Бундай импульсни кузатишда биз унинг тайинли бир жойини, масалан, электромагнитик импульсни ифода этадиган электр ёки магнит майдонининг кучланганлиги максимал бўладиган жойини кўриб чиқишимиз мумкин. Импульснинг тезлигини унинг бир нуқтасининг, масалан, майдон кучланганлиги максимал бўлган нуқтасининг тарқалиш тезлигига ўхшатиш мумкин. Бироқ бунда биз текшираётган импульс тарқалишда ўз шаклини ўзгартирмайди ёки ҳеч бўлмаганда етарлича секин деформацияланади ёки даврий равишда тикланиб туради, деб фараз қилиш керак. Бу масалани ойдинлаштириш учун биз импульсни частоталари яқин бўлган чексиз кўп монохроматик тўлқинларнинг қўшилишидан иборат деб (импульсни Фурье интеграли шаклида тасвирлаш) тасаввур этишимиз мумкин. Масалан, узунлиги турлича бўлган бу монохроматик тўлқинларнинг ҳаммаси айни бир фазавий тезлик билан тарқалса (муҳитнинг дисперсияси бўлмаса), у ҳолда импульс ҳам ўз шаклини ўзгартирмасдан бир бутун сифатида *ўша тезлик* билан кўчади.

Бироқ муҳитнинг (вакуум бундан мустасно) дисперсияси бў-

лади, яъни муҳитда монохроматик тўлқинлар ўз узунлигига боғлиқ бўлган турли фазавий тезлик билан тарқалади ва импульс деформацияланабошлайди. Бундай ҳолда импульснинг тезлиги тўғрисидаги масала мураккаблашиб қолади. Агар дисперсия унча катта бўлмаса, у ҳолда импульс секин деформацияланади ва биз тўлқин импульсида майдоннинг тайинли бир амплитудаси кўчишини, масалан, майдоннинг максимал амплитудаси кўчишини кузатишимиз мумкин. Бироқ импульснинг Рэлей *группавий тезлик* деб атаган кўчиш тезлиги импульс таркибидаги ҳар қандай монохроматик тўлқиннинг фазавий тезлигидан фарқ қилади ва махсус равишда ҳисоб қилиниши лозим.

Ҳисоб осон бўлиши учун биз импульсни чексиз кўп яқин синусоидалар тўплами деб эмас, балки частоталари яқин бўлган бир хил амплитудали *икки* синусоида тўплами, деб тасаввур этамиз. Бундай соддалаштиришда ҳодисанинг асосий томонлари ўзгармайди. Частоталари яқин бўлган бундай синусоидаларнинг қўшилишидан шакли 20.8-расмда кўрсатилган импульс ҳосил бўлади (частоталари яқин бўлган тебранишлар титраши). Демак, биз текшираётган импульс, яъни физикада расм бўлганича, *тўлқинлар группаси** икки

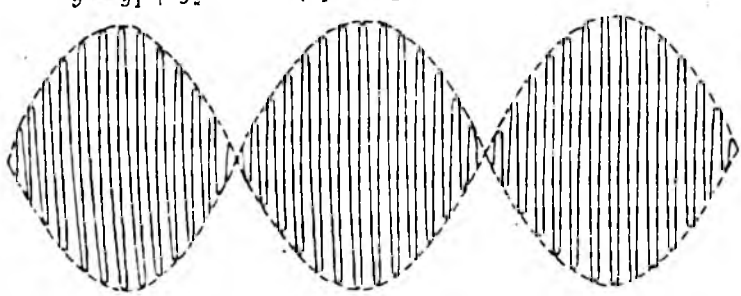
$$y_1 = a \sin(\omega_1 t - k_1 x) \quad \text{ва} \quad y_2 = a \sin(\omega_2 t - k_2 x)$$

тўлқиндан иборат, бу тўлқинларнинг амплитудаларини тенг деб оламиз, частота ва тўлқин узунликлари бир-биридан жуда оз фарқ қилади, яъни

$$\omega_1 = \omega_0 + \delta\omega, \quad \omega_2 = \omega_0 - \delta\omega, \quad k_1 = k_0 + \delta k, \quad k_2 = k_0 - \delta k,$$

бу ерда $\delta\omega$ ва δk—жуда кичик миқдорлар. y импульс (яъни тўлқинлар группаси) y_1 ва y_2 лар йиғиндисига тенг, яъни

$$y = y_1 + y_2 = a \sin(\omega_1 t - k_1 x) + a \sin(\omega_2 t - k_2 x) =$$



20.8-расм. Частоталари яқин бўлган икки монохроматик тўлқиннинг суперпозициясидан иборат бўлган тўлқинлар группаси.

* Частоталари бир-биридан *жуда оз* фарқ қиладиган чексиз кўп синусоидалар тўплами кўринишида тасвирланиши мумкин бўлган импульс тўлқинлар группаси деб аталади.

$$= 2a\cos\left[\frac{1}{2}(\omega_1 - \omega_2)\,t - \frac{1}{2}(k_1 - k_2)x\right]\sin\left[\frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)\,t - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2}(k_1 + k_2)\,x\right] = 2a\cos(t\delta\omega - x\delta k)\sin(\omega_0 t - k_0 x).$$

$A = 2a\cos(t\delta\omega - x\delta k)$ деб белгилаб олиб, биз текшираётган импульсни $y = A\sin(\omega_0 t - k_0 x)$ шаклида ифодалаймиз, бу ерда A — доимий эмас, бироқ вақт ўтиши билан фазода *секин* ўзгаради, чунки $\delta\omega$ ва δk лар ω_0 ва k_0 га нисбатан жуда кичик миқдорлардир. Шунинг учун биз текшираётган импульсни амплитудаси секин ўзгарадиган (20.8-расмга солиштиринг) синусоида деб ҳисоблашимиз мумкин.

Импульсда A нинг қиймати маълум бўлган бирор нуқтани, масалан, A максимал бўлган нуқтани олиб, бу нуқтанинг кўчиш тезлигини аниқлаймиз, бу тезлик эса импульснинг тарқалиш тезлигини характерлайди. Шундай қилиб, импульснинг (группанинг) Рэлей *группавий тезлик* деб атаган тезлиги *амплитуданинг* кўчиш тезлигидир, демак, ҳаракатдаги импульс элтадиган *энергиянинг* ҳам кўчиш тезлигидир.

Группавий u тезликни топиш учун амплитуданинг ўзгармаслик шартини, яъни

$$t\delta\omega - x\delta k = \text{const}$$

шартни ёзиш керак. Буни дифференциаллаб, $\delta\omega t - \delta k dx = 0$ тенгламани топамиз, шунинг учун

$$u = \frac{dx}{dt} = \frac{\delta\omega}{\delta k} = \frac{d\omega}{dk}.$$

Демак, монохроматик тўлқин фазанинг кўчиш тезлигини билдирадиган фазавий $v = \omega/k$ тезлик билан характерланади, импульс эса бу импульс майдони энергиясининг тарқалиш тезлигини билдирадиган группавий $u = d\omega/dk$ тезлик билан характерланади.

u билан v орасидаги муносабатни топиш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам,

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(vk)}{dk} = v + k\frac{dv}{dk}$$

ёки $k = 2\pi/\lambda$ ва $dk = -(2\pi/\lambda^2)\,d\lambda$ бўлгани учун

$$k\frac{dv}{dk} = -\frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda^2}{2\pi}\frac{dv}{d\lambda} = -\lambda\frac{dv}{d\lambda},$$

яъни

$$u = v - \lambda\frac{dv}{d\lambda} \text{ (Релей формуласи).} \qquad (125.1)$$

Агар $\frac{dv}{d\lambda} > 0$ (нормал дисперсия) бўлса, у ҳолда $u < v$ бўлади;

агар $\frac{dv}{d\lambda} < 0$ (аномал дисперсия) бўлса, у ҳолда $u > v$ бўлади. Агар синдириш кўрсаткичини λ тўлқин узунлигининг функцияси деб эмас, балки ω частотанинг функцияси деб қаралса, у ҳолда (125.1) муносабатни бошқа кўринишда ёзиш мумкин. $n\lambda = 2\pi c/\omega$ муносабатни назарда тутиб, (125.1) дан u ни топамиз:

$$u = \frac{c}{n + \omega\, dn/d\omega}. \qquad (125.2)$$

(125.2) ифода группавий тезлик билан муҳитнинг характеристикалари, яъни синдириш кўрсаткичи ва $dn/d\omega$ орасидаги муносабатни ошкор ҳолда кўрсатади.

$dv/d\lambda$ дисперсия* қанча катта бўлса, u билан v орасидаги фарқ шунча катта бўлади. Дисперсия бўлмаган ($dv/d\lambda = 0$) ҳолда $u = v$ бўлади. Бу ҳол, юқорида айтиб ўтганимиздек, вакуумдагина юз беради (қ. 154-§.)

Рэлей шу нарсани кўрсатдики, ёруғлик тезлигини аниқлашнинг биз кўриб ўтган усулларида биз моҳиятан узлуксиз давом этадиган тўлқин билан эмас, балки унинг жуда майда кесмаларга бўлинган қисмлари билан иш кўрамиз. Ёруғликни узиш методида тишли ғилдирак ва бошқа узгичлар заифлашувчи ва кучаювчи ёруғлик ғалаёни, яъни тўлқинлар группаси (қ. 1.9-расм) ҳосил қилади. Рёмер методида ҳам аҳвол шундай, бунда ёруғликни даврий қоронғиланишлар узиб-узиб туради. Айланувчи кўзгу методида ҳам кўзгуни етарлича бурганда ёруғлик кузатувчига етиб боролмай қолади. Бу ҳолларнинг ҳаммасида биз дисперсияловчи муҳитда фазавий тезликни эмас, группавий тезликни ўлчаймиз.

Рэлей ёруғлик аберрацияси методида биз бевосита фазавий тезликни ўлчаймиз, деб ўйлаган, чунки унда ёруғлик сунъий равишда узилмайди. Бироқ Эренфест (1910 й.) ёруғлик аберрациясини кузатиш принцип жиҳатдан Физо методидан фарқ қилмаслигини, яъни бу метод ҳам группавий тезликни беришини кўрсатди. Ҳақиқатан ҳам, аберрацияга онд тажрибани қуйидаги тажрибага келтириш мумкин. Тешиклари бўлган икки диска умумий ўққа маҳкамлаб ўрнатилган. Ёруғлик бу тешикларни туташтирувчи чизиқ бўйлаб

---

* Группавий тезлик тушунчасини беришда биз дисперсия унча катта бўлмаган ҳол билан иш кўрган эдик, чунки акс ҳолда импульс тез деформацияланади ва группавий тезлик тушунчасининг маъноси қолмайди. Масалан, модданинг ютилиш полосаси яқинида фазавий тезлик частотага қараб кўп ўзгаради; мана шу соҳада (125.1) формуладан u нинг қиймати ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан катта бўлиб чиқиши ёки манфий бўлиб чиқиши мумкин. Бу соҳада (125.1) формулани қўлланиб бўлмайди. Импульснинг энергияси *сигнал тезлиги* деб аталадиган тезлик билан тарқалади; махсус тадқиқотларнинг кўрсатишича, сигнал тезлиги бу соҳадан ташқарида группавий тезлик билан бир хил бўлади, бу соҳа ичида эса ёругликнинг вакуумдаги тезлигидан кичик бўлиб қолаверади.

юборилиб, кузатувчига етиб боради. Бутун аппаратни тез айланадиган қиламиз. Ёруғликнинг тезлиги чекли бўлгани учун ёруғлик иккинчи тешикдан ўтмайди. Ёруғлик ўтадиган қилиш учун бир дискани иккинчи дискага нисбатан бирор бурчакка буриб қўйиш керак, бу бурчак дисканинг тезлиги билан ёруғлик тезлигининг нисбатига боғлиқ бўлади. Бу тажриба типик аберрацион тажрибадир; бироқ бу тажриба Физо тажрибасидан ҳеч фарқ қилмайди; маълумки, Физо тажрибасида битта диска ва нурларни бурадиган кўзгу ишлатилади, яъни аслида икки диска — бири реал диска, иккинчиси унинг қўзғалмас кўзгудаги тасвири ишлатилади. Шундай қилиб, аберрация методида ҳам, худди ёруғликни узиш методидаги каби, группавий тезлик топилади.

Демак, Майкельсоннинг сув билан ва углерод сульфид билан ўтказган тажрибаларида фазавий тезликлар нисбати эмас, балки группавий тезликлар нисбати ўлчанган, бироқ сув учун $dv'd\lambda$ дисперсия шунчалик кичикки, амалда $u = v$ деб ҳисоблаш мумкин, шунинг учун $c/u \approx c/v = n$; углерод сульфид учун эса $dv'd\lambda$ дисперсия каттароқ бўлади, шу сабабдан $u < v$ бўлиб, $c/u > c/v$ бўлади; Майкельсон тажрибаси ҳам шуни тасдиқлади ($c/u = 1{,}76$, $c/v = 1{,}64$). Углерод сульфиднинг дисперсиясини пухта ўлчаш шуни кўрсатадики, Майкельсон ўлчаб топган нисбат Рэлей формуласидан кўринадиган группавий тезликлар нисбатига ҳақиқатан ҳам тўғри келади.

XXI боб

ДОППЛЕР ҲОДИСАСИ

126-§. Муқаддима

Бундан олдинги бобда ёруғлик тезлигини аниқлашнинг турли хил методлари тавсиф этилди. Шу билан бирга, юқорида баён этилган кўпдан-кўп интерференцион ва дифракцион ҳодисалардан фойдаланиб биз ёруғлик тўлқинининг муҳитдаги λ узунлигини ва вакуумдаги $\lambda_0 = n\lambda$ узунлигини бевосита ўлчаб топа оламиз. Мана шу икки миқдордан фойдаланиб, чиқарилаётган нурланишнинг $\nu = v/\lambda = c/\lambda_0$ частотаси ёки $T = 1/\nu = \lambda_0/c$ даврини ҳам аниқлаш мумкин.

Чиқаётган деярли монохроматик нурланишнинг частотаси ёки даври атом ичида ўша нурланишга сабаб бўлаётган процессларни характерлайди. Оптикада бу частоталарни* бевосита ўлчаб топиш

* Акустика ва радиотехникада эса частоталарни бевосита аниқлаш методлари бор. Частотанинг эмонавий квант стандартлари ҳақида ушбу китобга қаранг. Жаботинский М. Е., Золин В. Ф., Квантовые стандарты частоты, М. 1968.

усуллари йўқ. Биз бу частоталарни c ва λ_0 ни ўлчаш орқали аниқлаймиз. Бироқ шуни назарда тутиш керакки, кузатилаётган ёруғликнинг тўлқин узунлиги ёки частотаси атом чиқараётган ёруғликнинг мос тўлқин узунлиги ёки частотасига тенг бўлмаслиги мумкин. Аниқроқ қилиб айтганда, ёруғликнинг қайд қилинаётган частотаси ёки тўлқин узунлиги атом ичида юз бераётган ва бу нурланиш чиқишига сабаб бўлаётган процессларгагина эмас, балки кузатиш аппаратлари боғланган координаталар системасига ҳам боғлиқ. Тўлқин процесснинг частотаси манбага нисбатан қўзғалмас бўлган ёки қўзғалувчи бўлган аппаратлар билан ўлчанганда натижа турлича бўлиб чиқади.

Бу фикрни биринчи бўлиб Допплер (1842 й.) айтган: манба билан қабул аппарати бир-бирига яқинлашганда қабул қилинаётган частота *ортади*, манба билан қабул аппарати бир-биридан узоқлашганда бу частота *камаяди*.

Допплер мулоҳазалари оптик, акустик ва бошқа тур тўлқин процессларнинг ҳаммасига тааллуқлидир. Допплер ўзи кашф этган ҳодисани акустик процессларда сифат томондан кузатди ва баъзи юлдузлар рангининг фарқ қилишига уларнинг Ерга нисбатан қиладиган ҳаракати сабаб бўлса керак, деган фаразни ўртага ташлади. Унинг бу фикри нотўғри экан. Кўпчилик юлдузлар ҳаракатининг таъсири туфайли юлдузлар спектрида спектрал чизиқлар вазияти салгина ўзгаради. Шунга қарамасдан Допплер принципини оптик ҳодисаларга татбиқ этиш мумкинлигига шубҳа йўқ. Допплернинг оптик ҳодисаси биринчи марта астрономик ҳодисаларни кузатишда тажрибада ишончли равишда аниқланган бўлиб, ўша соҳада самарали равишда татбиқ этилган ҳам.

Бу масаланинг баёни манба билан қабул қилувчи асбобнинг бир бирига нисбатан фақат *нисбий* ҳаракат қилиши тўғрисида ёки ғалаёнланишнинг *муҳитга нисбатан* тезлиги тўғрисида гапириш мумкинлигига, яъни манба ва қабул қилувчи асбобнинг бу муҳитдаги ҳаракатини ҳисобга олиш мумкинлигига кўп даражада боғлиқ.

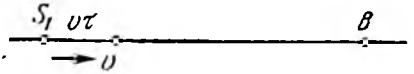
127-§. Акустикада Допплер ҳодисаси

Товуш тўлқинларида иккинчи ҳол ўринли бўлиши шубҳасиздир: товуш тўлқинлари тарқаладиган муҳитда (газда) манба ҳам, қабул қилгич ҳам ҳаракат қила олади, демак, буларнинг бир-бирига нисбатан қиладиган ҳаракати (нисбий ҳаракати) тўғрисидаги масалагина эмас, балки уларнинг муҳитга нисбатан қиладиган ҳаракати тўғрисидаги масала ҳам маънога эга.

Шунинг учун иккала ҳолни алоҳида-алоҳида кўриб чиқамиз: а) манбанинг ҳаракати ва б) қабул қилувчи асбобнинг ҳаракати.

а) Манба муҳитга нисбатан v тезлик билан ҳаракат қиляпти.

Тўлқиннинг муҳитдаги c тезлиги доимий бўлиб, манбанинг ҳаракатига боғлиқ эмас.



21.1-расм. Ёруғлик манбаи муҳитга нисбатан ҳаракат қилган ҳолда Допплер формуласини чиқариш.

Қабул қилгич B нуқтада турган бўлиб, S_1 манба уларни туташтирувчи S_1B чизиқ бўйлаб v тезлик билан ҳаракат қилади (21.1-расм). Манба қабул қилгичдан $S_1B = a$ масофада турган t_1 пайтда чиқарилган тўлқин асбобга

$$\vartheta_1 = t_1 + a/c$$

пайтда етиб келади. $t_2 = t_1 + \tau$ пайтда чиқарилган тўлқин асбобга

$$\vartheta_2 = t_2 + \frac{a \pm v\tau}{c}$$

пайтда етиб келади, чунки t_2 пайтга келиб манба билан асбоб орасидаги масофа ҳаракат йўналишига қараб $(a + v\tau)$ га ёки $(a - v\tau)$ га тенг бўлиб қолади. Демак, манба $\tau = t_2 - t_1$ вақт давомида чиқарган тўлқинлар асбобга

$$\vartheta = \vartheta_2 - \vartheta_1 = \tau\,(1 \pm v/c)$$

вақт ичида таъсир этиб туради. Агар манбанинг частотаси ν_0 бўлса, у ҳолда манба τ вақт ичида $N = \nu_0\tau$ дона тўлқин чиқаради ва, демак, асбоб қайд этадиган частота $\nu = N/\vartheta$ бўлади. Манба узоқлашаётган ҳолда бу частота

$$\nu' = \frac{\nu_0}{1 + v/c}, \qquad (127.1)$$

манба яқинлашаётган ҳолда

$$\nu'' = \frac{\nu_0}{1 - v/c}. \qquad (127'.1)$$

Тўлқиннинг муҳитдаги тезлиги муҳитнинг хоссаларига боғлиқ бўлгани учун, яъни манбанинг ҳаракатига боғлиқ бўлмай, c га тенг бўлганича қолавергани учун, биз текширган ҳолда албатта *тўлқин узунлиги ўзгариши* керак.

Агар манба ҳаракат қилмай турган ҳолда кузатилган тўлқин узунлигини λ_0 билан, манба ҳаракат қилган ҳолда қайд этилган тўлқин узунлигини λ билан белгиласак, у ҳолда қуйидагиларга эга бўламиз:

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}, \quad \lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{c}{\nu_0}\left(1 \pm \frac{v}{c}\right) = \lambda_0\left(1 \pm \frac{v}{c}\right). \qquad (127.2)$$

Демак, манба муҳит ичида ҳаракат қилганда тўлқиннинг бу муҳит ичидаги манбага нисбатан *тезлиги* ўзгармайди, асбоб қайд қиладиган частота ва тўлқин узунлиги ўзгаради. Бошқача айтганда, Физо тажрибаси типидаги тажрибада акустик тўлқин тезлигининг



21.2-расм. Қабул қилувчи муҳитга нисбатан ҳаракат қилган ҳолда Доплер формуласини чиқариш.

қиймати товуш манбаи қўзғалмас бўлган ҳолдагидек бўлади, интерференцион тажрибада эса тўлқин узунлиги ўзгаради; бу гаплар акустик тўлқинларда бевосита кузатиладиган, масалан, уйғун (унисон) равишда товуш чиқараётган сиренага солиштириш билан кузатиладиган частотага ҳам тегишлидир.

б) Қабул қилгич муҳитга нисбатан v тезлик билан ҳаракат қиляпти, тўлқинининг муҳитдаги тезлиги c га тенг (21.2-расм). Юқорида келтирилган мулоҳазаларни такрорлаб, биз 0_1 ва 0_2 ни мос равишда қуйидагича ифодалашимиз керак эди:

$$0_1 = t_1 + \frac{a}{c \mp v}, \quad 0_2 = t_2 + \frac{a \pm v\tau}{c \mp v},$$

чунки тўлқин билан асбоб бир-бирига $c \mp v$ тезлик (тўлқинининг асбобга нисбатан тезлиги) билан яқинлашяпти (қ.21.2-расм). Шундай қилиб,

$$0 = \tau\left(1 \pm \frac{v}{c \mp v}\right)$$

бўлиб, асбоб қайд қиладиган частота

$$\left.\begin{aligned} \nu' &= \frac{\nu_0}{1 + v/(c - v)} = \nu_0 (1 - v/c) \text{ асбоб узоқлашаётган ҳолда,} \\ \nu'' &= \frac{\nu_0}{1 - v/(c + v)} = \nu_0 (1 + v/c) \text{ асбоб яқинлашаётган ҳолда} \end{aligned}\right\} \quad (127.3)$$

Қабул қилгич ҳаракат қилганда тўлқинининг асбобга нисбатан тезлиги тўлқинининг муҳитга нисбатан тезлиги билан асбобнинг муҳитга нисбатан тезлигининг йигиндисидан иборат бўлади:

$$(c \mp v) = c (1 \mp v/c).$$

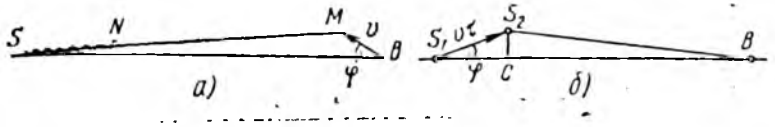
Демак, асбоб қайд қиладиган тўлқин узунлиги ўзгармайди. Ҳақиқатан ҳам,

$$\lambda = \frac{c \mp v}{\nu} = \frac{c (1 \mp v/c)}{\nu_0 (1 \mp v/c)} = \frac{c}{\nu_0} = \lambda_0. \quad (127.4)$$

Шундай қилиб, қабул қилгич ҳаракат қилаётган ҳолда тўлқинининг *частотаси* ва асбобга нисбатан *тезлиги* ўзгаради, бирок асбоб қайд қиладиган *тўлқин узунлиги ўзгармайди*.

Товушнинг тезлиги, частотаси ва товуш тўлқинининг узунлигини аниқлаш тажрибалари бу фикрни тасдиқлаган бўлар эди.

Бу формулаларни чиқаришда кузатиш манба ёки асбоб ҳаракат қилган BS чизиқ *бўйлаб* олиб борилган. Агар кузатиш йўналиши ҳаракат йўналиши билан φ бурчак ҳосил қилса, бизнинг мулоҳазаларимизда бир оз ўзгаришлар қилишга тўғри келади. Бирин-



21.3- расм. Допплер формуласини чиқариш.

а — асбобнинг ҳаракат тезлиги манба — асбоб чизиғи билан φ бурчак ҳосил қилади; *б* — манбанинг ҳаракат тезлиги манба — асбоб чизиғи билан φ бурчак ҳосил қилади.

чидан, асбоб ҳаракат қилган ҳолда $(c \mp v)$ ўрнига $(c \mp v\cos\varphi)$ қўйиш керак, чунки бу ҳолда айни ўша $(c \mp v\cos\varphi)$ миқдор тўлқин билан асбобнинг яқинлашиш тезлигини билдиради (21.3-расм); иккинчидан, θ_2 нинг ифодасида $(a \pm v\tau)$ ўрнига $(a \pm v\tau\cos\varphi)$ қўйилади, чунки $BS_2 = BS_1 \pm S_1S_2\cos\varphi$. Бунда $v\tau$ миқдор $S_1B = a$ га нисбатан жуда кичик деб фараз қилинади. Шундай қилиб, пировард натижалар v ни $v\cos\varphi$ га алмаштиришга, яъни тезликнинг SB чизиқ бўйлаб йўналган *ташкил этувчисини* (нурий тезлик) киритишга мос келади. Ниҳоят, манба ҳаракат қилаётган ҳолда

$$\nu = \frac{\nu_0}{1 \mp v\cos\varphi/c} = \frac{\nu_0\,(1 \mp v\cos\varphi/c)}{1 - (v\cos\varphi/c)^2}, \qquad (127.5)$$

асбоб ҳаракат қилаётган ҳолда

$$\nu = \nu_0\,(1 \mp v\cos\varphi/c). \qquad (127.6)$$

Демак, *муҳитда* ҳаракат қилиш ҳолида биз *икки хил* формулага эга бўламиз, бу формулалар бир-биридан

$$\frac{1}{1 - (v\cos\varphi/c)^2}$$

кўпайтувчи билан фарқ қилади, бу эса бирдан v/c га нисбатан иккинчи тартибли чексиз кичик миқдор қадар фарқ қилади*.

Акустикада кўриладиган кўп ҳолларда бу фарқ унча катта бўлмайди, шунинг учун у кўпинча эътиборга олинмайди. Бироқ бу фарқ принципиал аҳамиятга эга ва ундан ташқари, ҳозирги замон техника воситаларида кўпинча амалда мутлақо сезиларли бўладиган қийматларга эришади. Масалан, замонавий самолётлар тезлиги 1000 км/соат ва ундан катта бўлади, шунинг учун v/c нисбат 80% га етади ва юқорида берилган икки формуланинг фарқи катта бўлиб қолади.

Агар асбоб муҳитга нисбатан v тезлик билан, манба эса u тезлик билан ҳаракат қилса, бу ҳолда ҳодисани тавсифловчи формулани топиш қийин эмас. Булар иккаласи бир томонга бир-би-

* Бу формулалар товуш тезлигидан катта тезликларга тегишли эмас.

рини қувлаб ҳаракат қиляпти, деб фараз қилиб ва юқорида чиқарилган формулаларни кетма-кет татбиқ этиб,

$$\nu = \nu_0 \frac{1 + v/c}{1 + u/c} \qquad (127.7)$$

эканини топамиз. $u = v$ бўлганда $\nu = \nu_0$ эканлиги *жуда аниқ* топилади.

Шундай қилиб, манба билан асбоб биргаликда ҳаракат қилса (яъни бир-бирига нисбатан қимирламай турса), Допплер ҳодисаси юз бермайди. Бироқ $v \neq u$ бўлса, Допплер ҳодисаси юз беради, бунда частотанинг кузатилган (қайд қилинган) ўзгариши $u - v$ айирмага эмас, балки u ва v миқдорларнинг ўзига боғлиқ бўлади. Шунинг учун бу ҳолда бу ҳодиса манбанинг *асбобга нисбатан* тезлигинигина эмас, балки манба билан асбобнинг *муҳитга нисбатан* тезлигини ҳам аниқлашга имкон беради.

1845 йилда бу ҳодиса экспериментал равишда ўрганилди (Бэйс — Баллот) ва назарий йўл билан топилган формулалар станция олдидан юриб ўтиб бораётган поезд платформасида чалинаётган музика асбобининг товуши баландлиги ўзгаришини кузатиш йўли билан миқдорий жиҳатдан текшириб кўрилди. Товуш баландлигининг ўзгаришини кузатувчилар, музикачилар тинглаб чамалаганлар. Бу тажрибалар кейинчалик поезднинг тезлигини 120 км/соат га етказиб ҳам такрорланган.

128-§. Оптикада Допплер ҳодисаси

Тўлқинларнинг муҳитда тарқалиши масаласи оптикада анча мураккаб. Маълумки, ёруғлик тўлқинлари бизга маълум бўлган хеч қандай модда билан тўлдирилмаган фазода (*вакуумда*) тарқала олади.

Агар вакуумни ўзида электромагнитик тўлқинлар тарқала оладиган ва унга нисбатан манба билан асбобнинг тезлигини ўлчаш мумкин бўладиган муҳит (Лоренц назариясининг қўзғалмас эфири, қ. XXII боб) деб тасаввур этсак, у ҳолда Допплер эффекти юқоридагича баён этилган бўлиши керак эди.

Биз бир-биридан v/c га нисбатан иккинчи тартибли чексиз кичик миқдор қадар фарқ қиладиган икки формула топган бўлар эдик. Ҳатто Ернинг ўз орбитасида қиладиган ҳаракатида v/c нисбат 10^{-4} дан ортмайди, шунинг учун иккала формуланинг бир-биридан фарқи атиги 10^{-8} бўлади. Тажрибада амалга ошириладиган кўп ҳолларда эса фарқ янада кичик. Допплер силжиши устида ўтказилган бевосита кузатишларга қараб бу фарқни қайд қилиб бўлмайди. Бироқ бошқа оптик тажрибалар (масалан, Майкельсон тажрибаси, қ. 130-§) қилиб кўрилди, бу тажрибалар юқорида айтиб ўтилган фарқ бор бўлганда уларни қайд қилишга имкон берадиган даражада аниқ эди. Бу тажрибалар ёруғлик тўлқинларининг қўзғалмас

эфирда тарқалиши тўғрисидаги тасаввурлар асосида кутиладиган жуда кичик фарқ йўқ эканлигини кўрсатди. Ҳамма процесслар шундай юз берадики, бунда манба ва асбобларнинг фақат бир-бирига нисбатан қиладиган *нисбий* ҳаракатигина роль ўйнайди ва вакуумда абсолют ҳаракат тушунчасининг маъноси қолмайди (*нисбийлик назарияси*, қ. XXII боб). Шунинг учун Допплер ҳодисасини тавсиф этувчи формулалар ҳам юқорида кўриб ўтилган икки ҳолда бир-биридан фарқ қилмаслиги керак, чунки акс ҳолда биз бу ҳодисада ҳам системанинг вакуумдаги абсолют ҳаракатини қайд қилиш имкониятига эга бўлган бўлар эдик, бу эса нисбийлик принципига зиддир. Ҳақиқатан ҳам, агар Допплер ҳодисасини ҳисоб қилишда ишлатиладиган формулаларни чиқаришда нисбийлик назариясининг асосий постулат ва натижаларини эътиборга олсак, у ҳолда биз иккала ҳол (манба ҳаракат қилган ҳол ва асбоб ҳаракат қилган ҳол) учун айни бир қуйидаги натижага эга бўламиз:

$$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{1 \pm v/c}{1 \mp v/c}}. \qquad (128.1)$$

Биз бу масалани ҳаракатланувчи системалар оптикасининг асосларини баён этишга бағишланган келгуси бобда бирмунча батафсил кўриб чиқамиз.

Допплер принципи аввало астрономик ўлчашларда экспериментал равишда тасдиқланди. Юлдузларнинг спектрал чизиқларининг частотаси бир оз ўзгариши мумкинлиги аниқлангандан сўнг бундай кузатишлар кўп ўтказилди. Вега ва Сириус юлдузларининг спектрларида водород чизиқлари Гейслер трубкасидаги мос чизиқларга нисбатан силжигани биринчи марта ишончли равишда қайд қилиниб, бу силжиш юлдузларнинг Ерга нисбатан ҳаракати туфайли ҳосил бўлади, деб олинди. Бу турдаги ўлчашлар кейинчалик ҳам ўтказилди, ҳозир ҳам тез-тез ўтказиб турилади. Аниғини айтганда, Допплер ҳодисасини бу тажрибалар ёрдамида текшириб бўлмайди, чунки биз юлдузнинг тезлигини бевосита ўлчаш имкониятига эга эмасмиз. Аксинча, Допплер принципини тўғри деб фараз қилганимизда бу кузатишлар юлдуз тезлигининг юлдуз билан Ерни туташтирувчи чизиқ бўйлаб йўналган ташкил этувчисини (юлдузларнинг нурий тезлигини) топишда қўлланилади. Ҳозирги вақтда бундай ўлчашлар ниҳоят даражада аниқ (1 км/с гача аниқликда) бажарилади; шу туфайли бундай ўлчашлар космик жисмларнинг нурий тезликларини тадқиқ этишнинг деярли ягона методи ҳисобланади. Телескоплар воситасида айрим-айрим кўринадиган қилиш мумкин бўлмаган узоқдаги қўшалоқ юлдузлар Допплер ҳодисаси туфайли кашф этилди. Бундай юлдузларнинг спектрал чизиқлари даврий равишда қўшалоқ бўлиб туради. Бундай бўлишига бир-бирига галма-галдан яқинлашадиган ва узоқлашадиган, яъни умумий

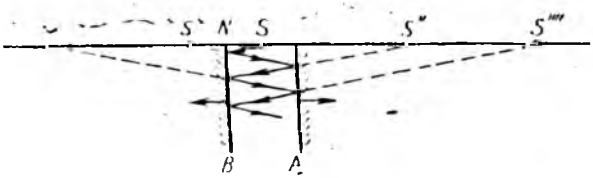
оғирлик маркази атрофида айланиб юрадиган икки жисмнинг манба бўлиши сабаб бўлса керак. Жуда узоқдаги қўшалоқ юлдузларнинг айланиб чиқиш даврини ва нурий тезлигини (яъни юлдузларнинг кузатиш чизиғи бўйлаб йўналган тезлигини) бундай кузатишлардан ҳисоблаб чиқариш қийин эмас.

Астрофизикада Қуёшда юз берадиган водород массаларининг (протуберанецлар) отилиб чиқиш тезлигини чамалаб аниқлашда кўпинча Допплер принципидан фойдаланилади. Водород чизиқлари частоталарининг кўринма ўзгаришларини ўлчаш орқали водород булутининг тезлиги 100 км/с дан ортиқ (ҳатто 1000 км/с гача) эканлиги аниқланган.

Самовий жисмлар тезлигини аниқлашнинг спектроскопик методини Фогель (1861 й.) қўллаган, кейинчалик эса Ланглей билан Корню бу методни Қуёш дискининг айланиш тезлигини аниқлашда ишлатган. Бу мақсадда Қуёшнинг шарқий ва ғарбий чеккаларига тегишли спектрал чизиқлар силжиши солиштириб кўрилган. Диаметрал чизиқли тезлик 2,3 км/с га тенг бўлиб чиққан, ваҳоланки, Қуёш доғларини бевосита кузатишда бу тезлик 2 км/с га яқин бўлиб чиқади. Бундай кузатишлар Допплер ҳодисасини миқдорий жиҳатдан тасдиқлайди.

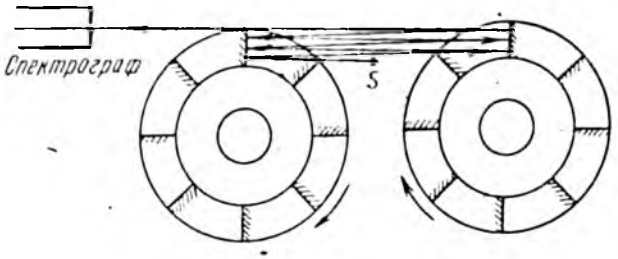
Допплернинг оптик ҳодисасини лаборатория шароитида биринчи бўлиб А. А. Белопольский (1900 й.) тадқиқ этган; унинг тажрибаларини кейинчалик Б. Б. Голицин (1907 й.) такрорлаган. Белопольский ёруғликнинг ҳаракатланаётган кўзгулардан қайтишидан фойдаланиб, манбанинг ҳаракат тезлигини оширди. Белопольский тажрибасининг схемаси 21.4-расмда схема тарзида тушунтирилган. Икки A ва B кўзгу бир-бирига нисбатан силжийди. Кўзгулар ўртасига уларнинг ҳар биридан x масофада S манба қўйилади, бунда $SN = x$. У ҳолда $SS' = 2x$; $SS'' = 4x$ ва ҳоказо; умуман, n-тасвир манбадан $2nx$ масофада жойлашган бўлади. Агар S манбадан кўзгугача бўлган x масофа $v = dx/dt$ тезлик билан ўзгарса (кўзгулар ҳаракат қиляпти), у ҳолда ҳамма тасвирлар ҳам ҳаракат қилади, шунинг учун n-тасвирнинг тезлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$\omega = \frac{d(2nx)}{dt} = 2nv.$$



21.4- расм. А. А. Белопольский тажрибаларининг схемаси.

S — ёруғлик манбаи; A ва B — ҳаракатланувчи кўзгулар; S', S'', S''', S'''' — манбанинг (S нинг) ҳаракатланувчи тасвирлари.



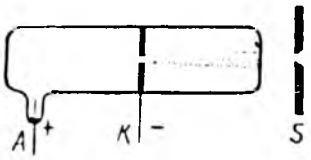
21.5- расм. А. А. Белопольский қурилмасининг схемаси.

Шундай қилиб, Белопольский қурилмаси ёруғлик манбаининг n-тасвири бўлмиш кузатилаётган манбанинг тезлигини анча орттиришга имкон беради.

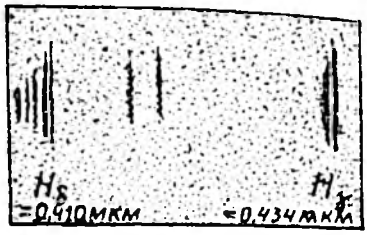
Белопольский қурилмасида (21.5-расм) кўзгулар пароход панракларига ўхшаган икки ғилдиракнинг радиал кураклардан иборат бўлиб, бу ғилдиракларни моторлар айлантиради. Натижавий ω тезлик 500 м/с га яқин бўлган (Белопольский тажрибаларида 0,67 км/с; Голицин тажрибаларида эса 0,25 дан 0,35 км/с гача). Силжишни кузатадиган спектрал асбоб сифатида Белопольский тажрибасида уч призмали спектрограф, Голицин тажрибасида эса Майкельсон эшелони ишлатилган. Тажрибадан топилган маълумотлар назариядан 5% фарқ қилади, бундай қийин тажрибаларда буни жуда яхши натижа деб эътироф этиш лозим.

Кейинчалик Фабри билан Бюиссон (1919 й.) интерференцион спектроскопнинг ажрата олиш кучи катта эканлигидан фойдаланиб бундай ўлчашларни анча осон усул билан бажардилар. Бунда ёруғлик манбаи совитиб турилади ган симоб лампа эди; бу лампанинг нурланиши центрифугада айланадиган қоғоз дисканинг четларидан қайтган, диска гардишининг чизиқли тезлиги 100 м/с гача етган; айланаётган дисканинг қарама-қарши ётган икки четидан қайтган спектрал чизиқ интерференцион асбоб бемалол ажрата сладиган қўшалоқ чизиқ ҳосил қилган.

Штарк ёруғлик манбаи сифатида канал нурларида тез ҳаракатланиб ёруғлик чиқарувчи атомлардан фойдаланиб, спектрал чизиқларнинг силжишини кузатди. Допплер принципидан фойдалансак, бу тажрибалардан канал нурларининг тезлигини аниқлаш мумкин. Кузатиш натижалари бу тезликларнинг нурларни электр ва магнит майдонларида огдириш йўли билан топилган қийматларига тўғри келган. Водород олинган ҳолда топилган тезликлар шу қадар катта (10^8 см/с тартибида) бўладики, спектрал чизиқларнинг силжишини ажрата олиш кучи ўртача бўлган призмали спектрограф билан ҳам бемалол кузатиш мумкин.



21.6- расм. Допплер ҳодисасини канал нурларида кузатиш.



21.7- расм. Водороднинг ҳаракатдаги ва қўзғалмас атомлари чиқарадиган спектри.

Канал нурлари ўтаётган трубкада (21.6-расм) қўзғалмас атомлар ҳам, тез ҳаракат қилаётган зарралар (канал зарралари) ҳам ёруғлик чиқаради. Қўзғалмас атомлар кескин спектрал чизиқлар ҳосил қилади. Ҳар хил тезлик билан ҳаракатланувчи зарралар (канал зарралари) эса кескин чизиқларга нисбатан силжиган ва кенгроқ полоса бўлиб чаплашган спектрал чизиқлар ҳосил қилади. 21.7-расмда водороднинг қўзғалмас атомлари ҳосил қиладиган кескин H_γ ва H_β чизиқлар ҳам, водороднинг канал нурларига тегишли чапга сурилган кенг чизиқлар ҳам яхши кўриниб турибди.

Ниҳоят, шуни эслатиб ўтамизки, ёруғликнинг ҳамма газли манбаларида ҳамиша газ атомлари ёруғлик чиқариб, барча йўналишларда анча катта тезлик билан учади (газнинг молекуляр оғирлиги ва температурасига қараб тезликлар 100 м/с дан 2 км/с гача бўлади). Допплер силжиши оқибатида спектрал чизиқлар кенгайиб қолади. Ёруғлик чиқарувчи атомлар билан атрофдаги зарралар ўртасида тўқнашиш қиёсан оз бўладиган ҳолдаги сийракланишда спектрал чизиқнинг кенглигини аниқлайдиган асосий сабаб Допплер ҳодисаси бўлади. Бу шароитларда спектрал чизиқлар кенгайишини кузатиш ҳам Допплер эффектини тасдиқлайди. Масалан, бундай манба суюлтирилган ҳаво билан совитилганда чизиқлар кенглиги ўртача молекуляр тезликлар камайишига мос равишда камайиши аниқланди.

XXII боб

ҲАРАКАТЛАНАЁТГАН МУҲИТЛАР ОПТИКАСИ

Допплер ҳодисасини ўрганаётгандаёқ биз оптик ҳодиса юз бераётган система ҳаракатланаётган ҳолда бу ҳодиса қандай кечади деган масалага дуч келган эдик. Бу муаммони текширишда ёруғлик манбаи ва ёруғликни қайд қилувчи асбобларнинг ёруғлик тарқалаётган муҳитга нисбатан ҳаракатини аниқлаб бўладими ёки манба билан қайд қилувчи асбобнинг бир-бирига нисбатан ҳаракатинигина аниқлаб бўладими, деган саволга бериладиган жавоб

муҳим аҳамиятга эга. Шундай қилиб, биз ҳаракатланаётган муҳитлар оптикасининг (ва электродинамикасининг) умумий масаласига ёндашаётирмиз. Бу масала катта принципиал аҳамиятга эга, чунки кўпчилик тажрибаларимиз ер устидаги лабораторияларда, яъни бошқа самовий жисмларга нисбатан ҳаракатланаётган системада ўтказилади. Бу фактнинг кузатилаётган ҳодисалар кечишига таъсир қилиш-қилмаслигини ва таъсир қилса, бу таъсирнинг қандай бўлишини билиш муҳимдир.

129-§. Механикада нисбийлик принципи ва Галилейнинг алмаштириш формулалари

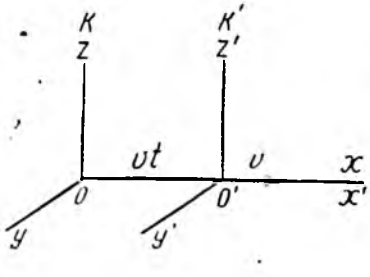
Физика қонунлари, жумладан Ньютон механикаси қонунлари ва хусусан инерция қонуни текширилаётган ҳодисаларнинг қандай реал шароитда кечаётгани аниқ маълум бўлгандагина, бинобарин, бу ҳодисаларнинг қандай саноқ системасига нисбатан юз бераётганлиги кўрсатилгандагина муайян маънога эга бўлади.

Бир неча саноқ системасини тасаввур этайлик, улардан бири қирғоққа, қолганлари эса шу қирғоққа нисбатан ҳаракатланаётган турли кемаларга боғланган бўлсин. Қирғоқда қирғоққа боғланган саноқ системасида ҳеч қандай куч таъсирида бўлмаган бирор жисм ҳаракатланаётган бўлсин, масалан, мутлақо горизонтал стол устида шар ишқаланишсиз думалаб кетаётган бўлсин. Қирғоққа боғланган саноқ системасида шар тўғри чизиқли текис ҳаракат қилади, яъни Ньютон тасаввурларига кўра, шарча инерцион ҳаракат қилади. Худди шундай тажриба (горизонтал стол устида ишқаланишсиз думалаётган шар) кемаларнинг ҳар бирида ўтказилгани, деб фараз қилайлик. Қирғоққа нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракат қилаётган кемаларга боғланган барча саноқ системаларида шарлар тўғри чизиқли текис ҳаракат қилади. Бу системаларнинг ҳаммасида шарлар Ньютон тасаввурларига кўра инерцион ҳаракат қилади. Бироқ қирғоққа нисбатан тезланма ҳаракат қилаётган кемага боғланган саноқ системасида шарларнинг ҳаракати тўғри чизиқли текис ҳаракат бўлмасдан, балки тезланма ҳаракат бўлади. Бинобарин, бу системада шарлар ҳаракати инерцион ҳаракат эмас ва бунда жисмларга тезланиш берувчи баъзи кучлар (инерция кучлари) таъсир қилади.

Шундай қилиб, фақат бир-бирига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракат қилаётган саноқ системаларидаги ҳаракат қонуни бир хил ифодаланади; бу системалар *инерциал* системалардир.

Демак, механика қонунлари барча инерциал системалар учун бир хил ифодаланади ва бу қонунларнинг ифодаси инерциал системаларга нисбатан тезланма ҳаракат қилаётган саноқ системалари учун бошқача бўлади.

Шундай эканлиги қуйидагидан кўриниб туради: Ньютон механикасининг асосий $m\frac{d^2x}{dt^2} = F$ қонунига жисмнинг тезлиги эмас,



22.1- расм. Иккита инерциал координаталар системаси.

балки *тезланиши* киради. Шундай қилиб, ихтиёрий ўзгармас тезлик қўшиш, яъни исталган бошқа инерциал системага ўтиш механика қонунлари ифодасини ўзгартирмайди. Механика қонунларини таърифлашда саноқ системасини таърифлаш зарурати Ньютонни дастлабки система сифатида абсолют фазо тушунчасини киритишга мажбур қилди. Бироқ бу абсолют фазога нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракат қилаётган, яъни абсолют фазога нисбатан инерциал бўлган барча системаларда механик процессларнинг қонунларини абсолют фазодагидек таърифлаш мумкин ва механика нуқтаи назаридан бу системалар бир-бирига эквивалент бўлади.

Шундай қилиб, механик процесслар устида ўтказилган кузатишлар чексиз кўп инерциал системалар ичидан абсолют фазони ажратиб олиш имконини бермайди. Бу ҳолат ***классик механиканинг нисбийлик принципи*** деган ном олди, бинобарин, Ньютоннинг муҳитлар механикаси нисбийлик принципига мувофиқлаштириб қурилган.

Бир инерциал системадан иккинчисига ўтишда тезланишлар ўзгармасдан қолади, лекин координата ва тезликлар ўзгаради. Улар орасидаги муносабатлар алмаштириш формулалари (ёки тенгламалари) орқали ифодаланади. Бу тенгламалар бир системанинг координаталари ва вақтини (x, y, z, t) иккинчи системанинг координаталари ва вақти (x', y', z', t') билан боғлайди. Ньютон механикаси фойдаланадиган алмаштириш формулалари мутлақо тўғридек бўлиб кўринган эди. Иккинчи система x ўқ бўйлаб биринчи системага нисбатан $+v$ тезлик билан (ёки биринчи система иккинчисига нисбатан $-v$ тезлик билан) ҳаракатланаётган, системаларнинг ўқлари бир-бирига параллел ва $t = 0$ пайтда координата бошлари бир нуқтада бўлгандаги ҳол учун (Галилей формулалари деб аталувчи) бу формулалар

$$x' = x - vt,\ y' = y,\ z' = z,\ t' = t \qquad (129.1)$$

кўринишда бўлади. Механика тенгламаларининг бу алмаштириш формулаларига нисбатан инвариант бўлиши (буни осонгина текшириб кўрса бўлади) механиканинг нисбийлик принципининг математик ифодасидир. Ньютон механикаси қонунларининг тажрибага мувофиқ келиши бу принципни экспериментал равишда асослайди*.

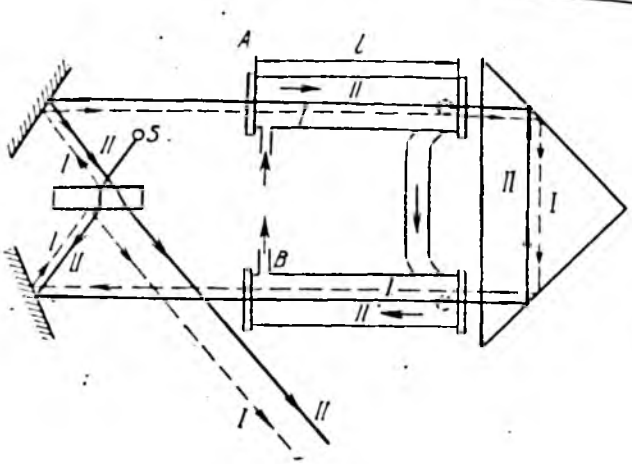
*Бу ерда гап ёруғлик тезлигидан анча кичик бўлган тезликдаги механик ва астрономик ҳодисалар ҳақида боради.

130-§. Ҳаракатланаётган муҳитлар электродинамикаси

Ҳаракатланаётган муҳитлар электродинамикаси (оптикаси) ҳам юқоридагидек йўсинда қурилади. Тажрибадан топилган муайян физик асосларга таянган ҳолда, ҳаракатланаётган муҳитлардаги ҳодисаларга татбиқ этиладиган электродинамика қонунлари системаси барпо қилинади, шу билан бир вақтда бир инерциал системадан иккинчисига ўтишга имкон берадиган алмаштириш формулалари кўрсатиб ўтилади. Шу йўсинда вужудга келган назариянинг хулосаларини тажрибага таққослаб, қонунларнинг тўғрилигини назорат қилиш мумкин.

Координаталарни алмаштириш формулалари хусусида шуни айтиш керакки, Галилей формулалари мутлақо равшан ва тажрибага мувофиқ келадиган бўлиб кўринар эди. Шунинг учун ҳаракатланаётган муҳитлар электродинамикасини қуришда ҳам бу формулалар тўғри деб (таҳлил қилмай) ишлатилди. Эфирни ё ҳаракатсиз, ёки ҳаракатланувчи муҳит деб асосий фараз қилиниши асосида ҳаракатланаётган муҳитлар электродинамикаси яратишга кўп уринишлар бўлди. Бир-бирига мутлақо қарама-қарши бўлган турли нуқтаи назарлар бир-биридан кескин фарқланувчи муҳим назарияларда: Герц электродинамикаси ва Лоренц электродинамикасида ўзининг тўла ифодасини топди. Иккала электродинамика ҳам барча электромагнитик ва оптик процессларни бутун фазони тўлатган *дунёвий эфирда* юз берадиган процесслар деб ҳисоблайди. Шунинг учун ҳаракатланаётган муҳитлар электродинамикасининг асосий масаласи жисмлар ҳаракатининг эфирга кўрсатадиган таъсири тўғрисидаги масала эди. Бу масалани фақат тажрибагина ҳал қила оларди. Аниқроғи, эфир ва ҳаракатланаётган модданинг ўзаро муносабати тўғрисидаги муайян тасаввурларга асосланиб, ҳаракатланаётган муҳитлардаги ҳодисалар назариясини яратиш ва уни тажрибада текшириб кўриш лозим.

а. Эргашувчи эфир назарияси. Герц моддий жисмлар ҳаракатланаётганда эфирни бутунлай эргаштириб кетади, деган мулоҳазага асосланган назария яратди. Шундай қилиб, ҳаракатланаётган муҳитдаги оптик ҳодисалар шу муҳит билан бирга (ундан орқада қолмасдан) ҳаракатланаётган эфирда юз беради, бинобарин, ҳаракатланаётган муҳитлардаги ҳодисалар устида ўтказилган кузатишлар бу ҳаракатни аниқлаш имконини бермайди. Бошқача айтганда, Герц назарияси механиканинг нисбийлик принципини электродинамикага (оптикага) жорий этади. Галилейнинг алмаштириш тенгламаларидан фойдаланиб Герц электродинамика тенгламалари тузди, бу тенгламалар албатта Галилей алмаштиришларига нисбатан инвариантдир. Герц электродинамикасини изчил тараққий эттиришда дуч келган кўп қийинчиликларни муҳокама қилиб ўтирмасдан, бу назариянинг хулосалари қатор



22.2- расм. Физо тажрибасининг схемаси:

S — ёруғлик манбаи; *I* ва *II* — интерференциялашувчи дасталар, *I* даста сув оқими бўйича, *II* даста эса оқимга қарши тарқалади.

тажрибаларга, жумладан Физо (1851 й.) ўтказган бир муҳим оптик тажрибага бутунлай зид эканлигини кўрсатиб ўтиш мумкин.

Физо тажрибаси; *эргаштириш коэффициенти.* Физо тажрибасининг схемаси* 22.2-расмда кўрсатилган. Бу тажриба интерференцион тажриба бўлиб, бунда интерференциялашувчи дасталар ҳар бирининг узунлиги *l* бўлган ва сув тўлдирилган *A* ва *B* туташ трубалардан ўтади. Сув тинч турган ҳолда муайян интерференцион манзара кузатилади. Шиша пластинкадан икки марта ўтувчи *II* нурнинг қўшимча йўл фарқи компенсация қилиниши ёки ҳисобга олиниши мумкин. Агар сув v тезлик билан ҳаракат қила бошлаб, *A* га оқиб кириб, *B* дан оқиб чиқа бошласа, у ҳолда *I* нур сув ичида сув ҳаракати йўналишида, *II* нур эса сув ҳаракатига қарши йўналишда тарқалади. Агар ёруғлик тўлқинлари тарқалаётган эфир Герц назарияси фараз қиладиганча ҳаракатланувчи сувга эргашса, у ҳолда *I* ва *II* нурларнинг сувга нисбатан тезлиги бир хил бўлиб, бу тезлик ёруғликнинг ҳаракатсиз сувдаги тезлигига, яъни $c_1 = c/n$ га тенг бўлади, бу ерда c — ёруғликнинг эркин эфирдаги тезлиги, n — сувнинг синдириш кўрсаткичи. Асбобнинг кўзгуларига нисбатан эса ёруғликнинг ҳаракатланаётган сувда ўтилган йўлдаги тезлиги сув оқими йўналишига боғлиқ бўлади, чунончи *I* нур учун бу тезлик $(c_1 + v)$, *II* нур учун $(c_1 - v)$ бўлади. Интерференцион манзаранинг бўлиши мумкин бўлган ўзгариши икки

*Бу тажрибанинг кейинчалик Майкельсон (1886 й.) ва Зееман (1914 й.) янгидан амалга оширган кўринишининг схемаси.

нурнинг тарқалиш вақтининг қўшимча фарқи билан аниқланади:

$$\tau = \frac{2l}{c/n-v} - \frac{2l}{c/n+v} = \frac{4lv}{c^2/n^2 - v^2} = \frac{4lvn^2}{c^2 - n^2v^2};$$

бунга тўлқин узунликлар орқали ифодаланган

$$\Delta = \tau c/\lambda = \frac{4lvn^2c}{\lambda(c^2 - n^2v^2)} \approx \frac{4lvn^2}{\lambda c}$$

йўл фарқи мос келади; охирги нисбатда $(nv/c)^2$ катталик 1 га нисбатан назарга олинмаган.

Шундай тажрибаларнинг бирида трубаларнинг узунлиги $l = 1{,}5$ м ва оқим тезлиги $v = 700$ см/с бўлган. Ҳақиқатан ҳам, интерференцион манзаранинг кузатилган силжиши ҳаракатланаётган муҳитга тўла эргашувчи эфир назариясидан келиб чиқадиган йўл фарқидан деярли икки марта кичик йўл фарқига мос бўлган. Шундай қилиб, кузатилган силжиш Герц назариясига мувофиқ эмас. Бироқ бу силжиш юлдузлардан келаётган ёруғликнинг синишига Ер ҳаракатининг таъсирини аниқлашга уринган Арагонинг бир тажрибаси ҳақида 1818 йилда Френель яратган назарияга мувофиқ келади. Араго унча аниқ бўлмаса-да, бундай таъсирнинг йўқ эканлигини кўрсатди. Бу натижани изоҳлаб бериш учун Френель яратган назарияга асосан, ҳаракатланаётган жисмларга, жумладан, Ерга эфир эргашмайди, балки у бу жисмлардан ўтади. Аммо Френелнинг умумий тасаввурлари бўйича, эфирнинг модда ичидаги ρ_1 зичлиги унинг моддадан ташқаридаги ρ зичлигидан катта (лекин эфирнинг эластиклиги ҳаммажойда бир хил), бинобарин синдириш кўрсаткичи

$$n = c/c_1 = \sqrt{\rho_1/\rho}.$$

Шунинг учун модда ҳаракатланаётганда эфир унинг ичига кираётиб зичланиши керак. 1 см^2 кесимли цилиндр ўз ўқи бўйлаб эфирга нисбатан v тезлик билан ҳаракатланяпти деб фараз қилайлик. Цилиндрнинг асоси орқали унинг ичига 1 секундда эфирнинг v ҳажмли $v \cdot \rho$ массаси киради. Эфирнинг модда ичидаги зичлиги ρ_1 бўлганлигидан модда ичига кирган эфир массаси v_1 тезлик билан ҳаракатланиши керак; v_1 тезлик қуйидаги шартдан топилади:

$$v_1 \cdot \rho_1 = v \cdot \rho; \text{ яъни } v_1 = v\rho/\rho_1 = v/n^2,$$

бунда n — синдириш кўрсаткичи. Демак, жисмлар ҳаракатланганида эфир уларга *эргашмаса-да*, аммо эфир ҳаракатланаётган жисмларга нисбатан уларнинг v тезлигидан кичик бўлган v_1 тезликда кўчади. Агар ёруғлик жисм ҳаракатланаётган *йўналиш* бўйлаб тарқалаётган бўлса, у ҳолда ёруғликнинг жисм ичида шу жисмга нисбатан тезлиги $(c_1 - v_1)$ бўлиб, ёруғликнинг бу жисмдан ташқарида жойлашган асбобларга нисбатан тезлиги

$$c_1 - v_1 + v = c_1 + v(1 - v_1/v) = c_1 + v\,(1 - 1/n^2)$$

бўлади. Агар ёруғлик жисмнинг ҳаракат йўналишига *қарши йўналишда* тарқалаётган бўлса, у ҳолда кузатиладиган тезлик

$$c_1 - v(1 - 1/n^2)$$

бўлади. Бинобарин, ҳодиса гўё эфир *қисман* эргашаётган ҳолдагидек кечади, бунда *эргаштириш коэффициенти*

$$\varkappa = (1 - 1/n^2).$$

Сув учун $\varkappa = 0{,}438$; Физо ўз тажрибаларида интерференцион полосаларнинг силжишини ва бу силжиш $\varkappa = 0{,}46$ га мос келишини топди. 1886 йилда Физо тажрибасини такрорлаган Майкельсон ва Морлейларнинг янада аниқ ўлчашларидан $\varkappa = 0{,}434 \pm 0{,}020$ эканлиги топилди, ваҳоланки Герц назариясидан тажрибага зид бўлган $\varkappa = 1$ қиймат топилади.

Вазнли жисмлар ҳаракатланганида эфирнинг эргашиши масаласига оид турли-туман электродинамик тажрибалар ҳам ўтказилган эди. Улар орасида А. А. Эйхенвальд (1904 й.) тажрибалари катта аҳамиятга эга. Бу тажрибаларнинг ҳаммаси Герц назариясига мувофиқ келмайдиган натижалар берди.

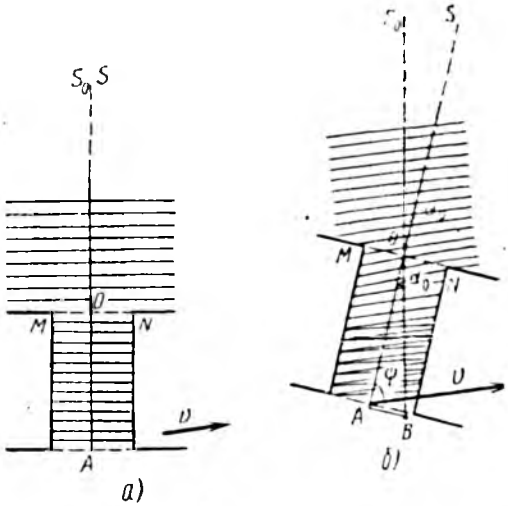
Демак, эфирнинг ҳаракатланаётган жисмларга тўлиқ эргашиши ҳақидаги тасаввурга асосланган Герц назарияси оптик ва электродинамик тажрибаларга тўғри келмайди.

Ёруғлик аберрацияси; Эри тажрибаси. Ёруғликни изчил равишда тўлқиний процесс деб қараб, ёруғлик аберрацияси ҳодисасини текширганда ҳам Ер ҳаракатининг оптик ҳодисаларга кўрсатадиган таъсири масаласи пайдо бўлади.

Агар Герц фараз қилганидек, ҳаракатланаётган Ер эфирни тўлиқ эргаштирса, аберрация сабабини изоҳлаб бўлмайди*, чунки ёруғлик тўлқинлари труба билан бир вақтда ҳаракатланаётган эфир билан бирга кўчади; труба тинч турганида юлдузга қаратилган S_0 йўналиш труба ҳаракат қилгандаги S йўналиш билан устма-уст тушади. Бу айтилган гап 22.3-а расмда яққол тасвирланган, расм равшан бўлиши учун унда труба ўрнига визир мосламаси чизилган; тўлқин фронти MN орқали труба ичига кириб, труба билан бирга ҳаракатлана бошлайди ва трубанинг тезлиги қандай бўлишидан қатъи назар OA ўқ бўйлаб тарқалади.

Агар ўзи билан бирга трубани эргаштириб кетадиган Ер ҳаракатланаётганида эфир қўзғалмайди, деб фараз қилсак, у ҳолда

*Ёруғлик аберрациясини эргашувчи эфир нуқтаи назаридан талқин қилишга уринишлар оқибатида шундай хулоса чиқарган, гарчи ёруғлик тезлиги ўзгармаса-да, Ер сирти яқинида эфирнинг зичлиги унинг Ердан узоқдаги зичлигидан e^{11} марта катта бўлиши керак.



22.3- расм. Ёруғлик аберрацияси ва Ер ҳаракатланишида эфирнинг эргашиши ҳақидаги масала.

а — Ер эргаштирувчи эфир, аберрация йўқ; *б* — эфир ҳаракатсиз, аберрация бор: $\operatorname{tg}\alpha_0=(v/c)\sin\psi$.

ёруғлик тўлқинлари қўзғалмас эфирда ўз йўлини давом эттириб, жилган трубадан орқада қолади (қ. 22.3-*б* расм). Труба ўқининг юлдузга тўғриланганича қолиши учун уни оғдириб туриш керак; бу оғиш бурчаги трубанинг v тезлигига ва v билан юлдузга қаратилган йўналиш орасидаги ψ бурчакка боғлиқ. Тезлик v қадар ўзгарганида трубанинг оғмалиги $\alpha_0=\angle SOS_0$ бурчак қадар ўзгариши керак, демак аберрация бурчаги $\alpha_0=\dfrac{AB}{OA}=\dfrac{v}{c}\sin\psi$ бўлади, бундаги c—ёругликнинг труба бўйлаб йўналган тезлиги (бўшлиқда ёки ҳавода)*. $\psi=90^\circ$ бўлганда аберрация бурчаги $\alpha_0=v/c=20''{,}45$ бўлади.

Аммо бу содда муҳокама усули парадоксга олиб келади. Труба (визир тешиклар орасидаги фазо) ёруғликни синдирувчи бирор модда билан, масалан, синдириш кўрсаткичи n бўлган шиша парчаси ёки сув билан тўлдирилган бўлсин. Модда ичида ёруғлик тўлқинларининг тезлиги $c_1=c/n$. Юлдузнинг кўринма S' вазиятига тўғриланган трубанинг ўқи йўналиши α аберрация бурчаги орқали аниқланади; α нинг қиймати қуйидаги мулоҳазалардан топиладигандай бўлиб кўринади (22.4-расм). Ёруғлик тўлқинлари моддага α бурчак остида тушиб, унда синади ва труба ичида $\gamma=\alpha'/n$ бурчак остида кетади. Эфир ҳаракатсиз бўлган ҳолда ёруғлик тўлқин-

* α_0 аберрация бурчаги ҳамма вақт жуда кичик бўлади, шунинг учун $\operatorname{tg}\alpha_0\approx\alpha_0$.

ларининг орқада қолиши труба ўқини γ бурчак қадар оғдиришни талаб қилади, γ бурчак қуйидаги шартдан топилади:

$$\gamma = \frac{AB}{OA} = \frac{v}{c}\sin\psi = n\,\frac{v}{c_1}\sin\psi = n\alpha_0,$$

бунда $\alpha_0 = \frac{v}{c}\sin\psi$ — бўш труба учун аниқланган аберрация бурчаги. $\gamma = \alpha/n$ бўлгани учун, синдириш кўрсаткичи n бўлган модда билан тўлдирилган труба учун α аберрация бурчаги

$$\alpha = n\gamma = n^2\alpha_0$$

бўлиши керак.

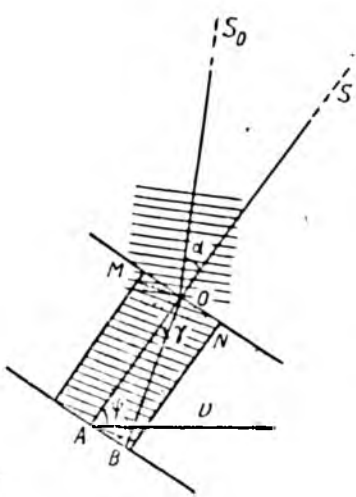
Аммо бу тажриба ўтказилганда (Эри, 1871 й.)

$$\alpha = \alpha_0$$

эканлиги маълум бўлди.

Агар эргашиш коэффициенти эътиборга олинса, бу тажриба натижасини ҳам изоҳлаб бериш мумкин. Сувга тўлдирилган труба ёруғлик тўлқинларини ўз ҳаракати йўналишида $v\varkappa = v(1 - 1/n^2)$ тезликда эргаштириб кетади. Шундай қилиб, ёруғлик труба ўқи бўйлаб $c_1 = c/n$ тезликда ҳаракат қиладиган ва $c_1\tau$ йўл босиб ўтадиган τ вақт ичида ёруғлик тўлқинлари, эргашиш бўлмаган ҳолда бўладигандек $v\cdot\sin\psi\cdot\tau$ катталик қадар эмас, балки $[v - v(1 - 1/n^2)]\times$ $\times\sin\psi\cdot\tau = (v\sin\psi/n^2)\tau$ катталик қадар орқада қолади. Демак,

$$\gamma = \frac{v\cdot\sin\psi\cdot\tau}{n^2} : c_1\tau = \frac{v\cdot\sin\psi}{c_1 n^2};$$



22.4- расм. Эри тажрибасига доир.

бундан аберрация бурчаги

$$\alpha = n\gamma = \frac{v\cdot\sin\psi}{c_1 n} = \frac{v\cdot\sin\psi}{c} = \alpha_0.$$

Бу натижа кузатиш натижаларига мувофиқ келади.

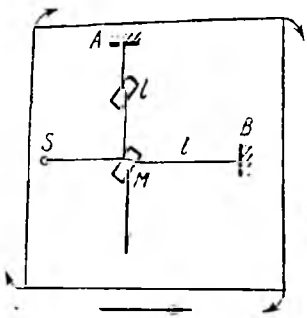
Шуниси қизиққи, Френель эргашиш коэффициенти тўғрисидаги ўз тасаввурини тавсифлаётиб, аберрацияга доир шу тажрибани ҳам таҳлил қилган ва Арагога юборган хатида (1818 й.) «Гарчи бу тажриба ҳали қилиб кўрилган бўлмаса-да, унинг бу хулосани тасдиқлашига шубҳам йўқ...», деб ёзган.

б. Ҳаракатсиз эфир назарияси. Лоренц эфир мутлақо ҳаракатсиз ва моддий муҳитлар ҳаракатида иштирок этмайди, деган фаразга асосланди. Шундай қилиб, электродинамика (ва оптика) учун

нисбийлик принципи ярамайди. Абсолют саноқ системасини ҳаракатсиз эфирга боғлаш мумкин, бошқа ҳамма саноқ системалари эса принцип жиҳатдан бу абсолют системадан фарқ қилади. Электродинамик ва оптик тажрибалар ҳаракатланаётган инерциал системанинг тезлигига боғлиқ ҳолда турлича содир бўлади ва системанинг эфирга нисбатан тезлигини, яъни абсолют тезликни аниқлашга хизмат қила олади: жисмлар ҳаракатсиз эфир орқали ўтиб ҳаракат қилганида «эфир шамоли» пайдо бўлади, унинг таъсири тажрибада аниқланиши мумкин. Хусусан, Допплер ҳодисаси эфирда ё манба ёки асбоб ҳаракатлангандаги ҳоллар орасида (v/c га нисбатан иккинчи тартибли) фарқ бўлишига олиб келиши керак (акустикадагига ўхшаш) ва бу ҳодисадан, принцип жиҳатдан, манба ёки асбобнинг абсолют ҳаракатини (эфирга нисбатан ҳаракатини) аниқлаш учун фойдаланиш мумкин.

Ҳаракатланаётган муҳитларнинг Лоренц яратган электродинамикаси (ва оптикаси) Лоренцнинг умумий электроний назариясининг бир қисмидир; электроний назарияга мувофиқ, модданинг барча электромагнитик хоссалари ҳаракатсиз эфирда электр зарядларининг тақсимланиши ва ҳаракатига боғлиқ бўлади. Бир инерциал системадан иккинчисига ўтишда координаталарни алмаштириш формулалари сифатида Галилей формулалари ўзгартирилмаган, бироқ Лоренц назарияси нисбийлик принципини тан олмагани учун Лоренц электродинамикасининг тенгламалари бу алмаштиришларга нисбатан инвариант эмас. Лоренц назарияси олдинга қўйилган катта қадам бўлди ва назарий жиҳатдан анча қийин бўлган кўп масалаларни ечди. Оптик ҳодисаларга нисбатан бу назария Френель назариясига мос тушади ва у ҳам ёруғлик тўлқинларининг қисман эргашиши тўғрисидаги тасаввурга олиб келади. Лоренц назариясига мувофиқ, модданинг ҳаракати молекулалар ва уларга боғлиқ зарядларнинг *ҳаракатсиз эфирдаги* ҳаракатидан иборат; бу ҳаракатни ҳисобга олиш шуни кўрсатадики, v тезлик билан ҳаракатланаётган муҳитда ёруғлик $c_1 + (1 - 1/n^2)v$ тезлик билан тарқалади, бу ердаги c_1 — ёруғликнинг ҳаракатсиз муҳитдаги тезлиги. Шундай қилиб, Лоренц назарияси Френелнинг синчиклаб ўлчашлар яхши тасдиқлаган қисман эргашиш формуласига олиб келади.

Эргашиш коэффициентини эътиборга олиб Лоренц қуйидаги умумий теоремани исбот қилиши мумкин эди: системанинг ҳаракати $\beta^2 = v^2/c^2$ тартибидаги миқдор қадар аниқликда ёруғликнинг *йўли ёпиқ* бўлгандаги оптик ҳодисаларнинг (бу ҳодисалар жумласига барча интерференцион ҳодисалар ҳам киради) натижаларига таъсир қилмайди. Шундай қилиб, Лоренц—Френель назариясига мувофиқ, ҳаракатсиз деб фараз қилинган эфирга нисбатан Ернинг ҳаракатини бундай тажрибалар ёрдамида аниқлаш мумкин, аммо бунда тажрибалар иккинчи тартибли катталикларни (1 га нисбатан β^2 ни) ҳисобга олиш имконини берадиган аниқликда бажарилиши,



22.5- расм. Майкельсон тажрибасининг схемаси.

яъни тахминан 10^{-8} тартибидаги аниқликда бўлиши лозим. Ёруғликнинг йўли ёпиқ бўлган бундай тажрибаларда қисман эргашиш ҳодисаси туфайли барча биринчи тартибли эффектлар компенсацияланади. Шунинг учун β^2 тартибидаги аниқликда ўтказиладиган тажрибалар алоҳида принципиал аҳамиятга эга. Биз айтиб ўтгандек, агар керакли ўлчашлар β^2 дан кичик хато билан ўтказилиши мумкин бўлса, Допплер ҳодисаси, Лоренц назарияси нуқтаи назаридан, системаларнинг эфирдаги абсолют ҳаракатини топишга хизмат қила олар эди.

Майкельсон тажрибаси. Ана шундай аниқликда ўтказилган реал тажриба Майкельсоннинг интерференцион тажрибаси бўлиб, бу тажриба аслида ёруғликнинг Ер ҳаракати йўналишида ва унга тик йўналишда тарқалиш тезликларини аниқлашдан иборат. Тажриба 22.5-расмдаги схема бўйича бажарилади, бунда Майкельсон интерферометри унинг бир елкаси Ер ҳаракати йўналиши билан бир хил бўладиган ва иккинчи елкаси бу йўналишга тик бўладиган қилиб ўрнатилади. Бутун асбоб 90° бурилганда интерференцион манзара ўзгариши керак, бу ўзгариш Ер ҳаракатининг интерференцион тажрибага кўрсатадиган таъсири тўғрисида ҳукм чиқаришга ва эфирдаги бу ҳаракатнинг абсолют тезлигини ҳисоблашга имкон беради. Ҳақиқатан ҳам, Лоренц назариясига мувофиқ ёруғликнинг MB йўлни ўтиши ва қайтиб келишига кетадиган вақт $T_1 + T_2$ бўлиб, T_1 ва T_2 лар

$$T_1 c = l + vT_1,$$
$$T_2 c = l - vT_2$$

шартлардан топилади, бундаги $l = MA = MB$ — интерферометр елкасининг узунлиги.

Демак,

$$T_1 + T_2 = \frac{2lc}{c^2 - c^2} = \frac{2l}{c}\,\frac{1}{1 - v^2/c^2} = \frac{2l}{c}\,\frac{1}{1-\beta^2} \approx \frac{2l}{c}(1+\beta^2) \qquad (130.1)$$

(β^4 дан кичик хатолик билан). Тик йўналишда асбобнинг ҳаракати ҳисобга олингани ҳолда ёруғликнинг M дан A' га бориб, қайтиб M' га келиши учун (22.6-расм) кетган вақт $2T$ бўлиб, T қуйидаги шартдан топилади:

$$T_c = MA' = \sqrt{l^2 + v^2T^2},$$

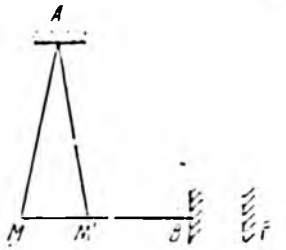
бундан:

$$2T = \frac{2l}{c}\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{2l}{c}\left(1 + {}^1/_2\beta^2\right)$$

(бу ҳам β^4 дан кичик хатолик билан топилган).

Шундай қилиб, асбобнинг Ер билан биргаликда ҳаракат қилгани туфайли юзага келган вақтлар фарқи

$$T_1 + T_2 - 2T = \frac{l}{c}\beta^2.$$



22.6- расм. Майкельсон тажрибасида йўл фарқини ҳисоблашга доир.

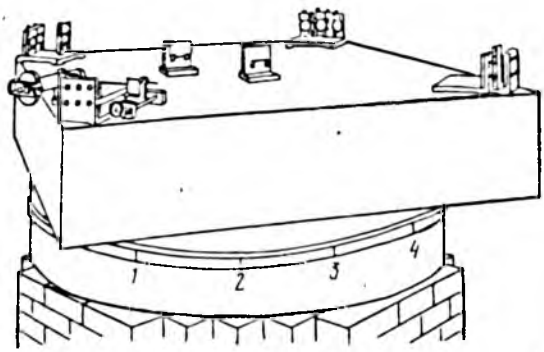
Асбобни 90° бурганда бу фарқнинг ишораси ўзгаради, бинобарин, интерференцион манзара ўзгаради: манзара интерференцион полосаларнинг l елка узунлигига боғлиқ бўлган сони қадар (аниқроғи, полосанинг бирор улуши қадар) силжийди.

Бу тажрибани биринчи марта 1881 йилда Майкельсон зарурий аниқликда бажарган. Бу тажриба тобора такомиллаштирилиб кўп марта такрорланган, бунда l йўл узайтирилган ва кузатиш методлари такомиллаштирила борган. 22.7-расмда қурилмалардан бири тасвирланган (Майкельсон—Морлей, 1887 й.). Қуйида берилган жадвал тажриба такомиллаштирила боргани сари кўпроқ ишонч билан интерференцион манзаранинг *силжимаслиги* тасдиқлана борганлигини кўрсатади. Лоренц назариясига мувофиқ, ҳаракатсиз эфирда Ернинг 30 км/с тезлик билан ҳаракат қилиши туфайли «эфир шамоли» пайдо бўлиши интерференцион манзаранинг силжишини юзага келтириши керак эди.

Жадвал

Эфирни эргаштириш назариясини текшириш тажрибаларининг натижалари

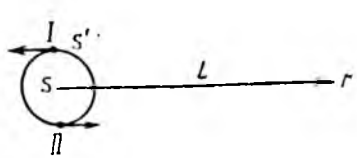
Тажрибадан топилган маълумотлар	Елканинг узунлиги, см	Кутилган силжиш (полоса улушларида)	Кузатилган силжиш (полоса улушларида)	Эфир шамоли, км/с
Майкельсон (1881 й.); металл штативдаги асбоб ўқ атрофида айланади	120	0,04	<0,015	<18
Майкельсон—Морлей (1887 й.); асбоб симобда сузадиган тош плита устига ўрнатилган: нурнинг l йўли қайтарувчи кўзгулар системаси туфайли узайган (қ. 22.7-расм)	1100	0,37	<0,01	<7
Морлей—Миллер (1905 й.); янада такомиллаштирилган тажриба	3224	1,1	<0,01	<3,5
Кеннеди (1926 й.)	800	0,27	<0,001	<2
Иллингворт (1927 й.)	—	—	<0,0005	<1



22.7- расм. Майкельсон — Морлей қурилмасининг умумий кўриниши.

Майкельсон тажрибасининг шубҳасиз салбий натижаси жуда катта принципиал аҳамиятга эга. Бу тажриба эфирнинг ҳаракатланаётган жисмларга эргашиши масаласини, бинобарин, Лоренц назарияси асосларини текширувчи энг ишончли тажрибалардан биридир. Унинг салбий натижаси ҳаракатсиз эфир гипотезасига зиддир ва у ҳаракатланаётган жисмларнинг эфирни бутунлай эргаштиришининг исботи сифатида талқин қилиниши мумкин эди, яъни Физо тажрибаси натижаларига ҳам зид келгандай бўлар эди. Шунинг учун бу зиддиятни бартараф қилишга кўп уриниб кўрилди.

Бундай уринишлардан бирини Ритц қилган бўлиб, у *ҳаракатланаётган* манба чиқарган ёруғликнинг тезлиги, тез юраётган замбаракдан отилган ядронинг тезлиги сингари, шу манбанинг тезлиги билан ҳаракатсиз манба чиқарадиган ёруғлик тезлигининг геометрик йиғиндисига тенг, деган фараздан иборат (*баллистик гипотеза*). Агар баллистик гипотеза тўғри бўлса, у ҳолда Майкельсон тажрибаси салбий натижа бериши кераклигини (чунки $T_1 + T_2 = 2T = 2l/c$) кўриш осон. Аммо қўшалоқ юлдузлар устида ўтказилган астрономик кузатишлар баллистик гипотезани дадил рад қилмоқда. Ҳақиқатан ҳам, кузатувчидан L масофада турган қўшалоқ юлдузни (22.8-расм) тасаввур қилайлик, улардан бири (S') нинг айланиш даври $2T$ ва чизиқли тезлиги v бўлсин. Агар баллистик гипотеза тўғри бўлса, I вазиятдаги S' нинг ёруғлиги кузатувчига $t_1 = L/(c - v)$ пайтда, II вазиятда эса $t_2 = T + L/(c + v)$ пайтда етиб келади, бунда T — айланиш даврининг ярми.



22.8- расм. Қўшалоқ юлдузлар устида ўтказилган кузатишлар Ритцнинг баллистик гипотезасини рад этади.

Шундай қилиб, юлдузнинг кузатиладиган ҳаракати Кеплер қонунларидан сезиларли да

ражада фарқ қилиши мумкин. L жуда катта бўлган хусусий ҳолда, хатто $v \ll c$ бўлганда ҳам $t_2 < t_1$ бўлиши мумкин, яъни юлдузнинг кўринма ҳаракати жуда ғаройиб характерли бўлади. Кўп қўшалоқ юлдузларни кузатиш баллистик гипотезанинг бундай хулосаси нотўғри эканлигини кўрсатади ва бинобарин, Ритц гипотезаси рад қилинади.

А. М. Бонч-Бруевич (1956 й.) ёруғлик тезлигини аниқлаш учун замонавий аниқлаштирилган методларни қўллаб, Қуёшнинг ўнг ва чап четларидан (яъни бири 2,3 км/с тезлик билан бизга яқинлашаётган, иккинчиси биздан узоқлашаётган манбалардан) келаётган ёруғлик тезликларини таққослади. Тажрибалар ёруғлик тезлигида баллистик гипотезага кўра бўлиши лозим бўлган фарқ йўқ эканлигини етарли даражада аниқ кўрсатди.

Майкельсон тажрибаси натижаларини изоҳлаб бериш учун бир томондан Фицжеральд, иккинчи томондан Лоренцнинг ўзи (1892 й.) ниҳоят даражада асосий бўлган бошқа бир фаразни таклиф қилдилар. Ҳаракат натижасида барча жисмларнинг чизиқли ўлчамлари тезлик йўналишида $\sqrt{1-\beta^2}$ нисбатда қисқаради *(контракцион гипотеза)* деб фараз қилинди; бу фараз Майкельсон тажрибасининг салбий натижасини изоҳлаб беради, чунки бу шароитларда (130.1) формуладан фойдаланиб, қуйидагини топамиз:

$$T_1' + T_2 = \frac{2l\sqrt{1-\beta^2}}{c(1-\beta^2)} = \frac{2l}{c}\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = 2T_1.$$

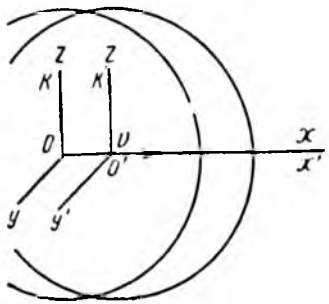
131-§. Нисбийликнинг махсус назарияси асослари

Биринчи тартибли турли-туман оптик ва электродинамик ҳодисаларни ягона нуқтаи назардан изоҳлаб берган Лоренц назариясининг аҳамиятини биз таъкидлаб ўтган эдик. Аммо Майкельсон тажрибасини ва β^2 гача аниқликда бажарилиб, эфир шамоли йўқ эканлигини топган баъзи бошқа тажрибаларни* синчиклаб текширгандан сўнг Лоренц назариясининг аҳволи унча мустаҳкам бўлмай қолди. Бу назария ўзининг асосий қоидасида нисбийлик принципини инкор қилди ва абсолют саноқ системасини топиш мумкин, деган даъвога асосланди. Кейинчалик эса у контракция гипотезасини киритишга мажбур бўлди; бу гипотеза Ернинг абсолют ҳаракатини аниқлашга қаратилган уринишлар муваффақиятсиз чиққанлигининг сабаби тасодифан компенсацияланувчи эффектлар (интерференцион эффект ва контракция эффекти) борлигида деб билди. Бу ҳолат назариянинг заиф жойи эди, бунинг устига, контракцион гипотеза ҳам барча «иккинчи тартибли тажрибалар» натижаларини изоҳлаб бера олмади.

*Кўпгина бундай тажрибаларнинг жуда яхши баёнини қуйидаги китобда топиш мумкин: С. И. Вавилов, Экспериментальные основы теории относительности, Собрание сочинений, IV т., СССР ФА нашриёти, 1956 й.

А. Эйнштейн (1905 й.) бутун проблемани мутлақо янги нуқтаи назардан қайта кўриб чиқди.

Жуда кўп тажрибалар (биринчи навбатда Майкельсон тажрибаси) Ернинг ҳаракатини ҳаракатсиз эфирга, яъни координаталарнинг абсолют системасига нисбатан қилинадиган ҳаракат сифатида текшириш мумкин эмаслигини аниқлади. Эйнштейн бу асосий экспериментал фактни умумлаштирди ва уни *постулат* кўринишида тавсифлади. Шундай қилиб, Эйнштейн назариясининг биринчи постулати электродинамика ва оптиканинг экспериментал асосдаги *нисбийлик принципидир*. Нисбийлик принципига мувофиқ, барча *инерциал* саноқ системаларида ҳодисалар бир хил тарзда кечади.



22.9- расм. Нисбийлик назариясининг постулатлари орасидаги зоҳирий зиддиятларни намойиш қилувчи схема.

Эйнштейн ўз назариясининг иккинчи постулати қилиб *вакуумда ёруғлик тезлигининг доимий бўлиши принципини* олди; бу принципга кўра, вакуумда ёруғлик тезлиги манбаларнинг ёки қайд қилувчи асбобларнинг ҳаракатига боғлиқ бўлмайди ва универсал c доимий бўлади. Бу принцип ҳам тажриба рад қилган баллистик гипотезани инкор қилишдан иборат экспериментал фактдир.

Эйнштейннинг икки асосий постулати, яъни нисбийлик принципи ва ёруғлик тезлигининг доимийлиги принципи нисбийлик назариясининг асосини ташкил этади.

Бу постулатлар бир-бирига зиддек *бўлиб кўринади*. Ҳақиқатан ҳам, мана бундай тажрибани кўз олдига келтирайлик. K ва K' иккита система бир-бирига нисбатан (x ўқи бўйлаб) v тезликда ҳаракатланяпти (22.9-расм). Системаларнинг O ва O' координата бошлари бир нуқтада бўлган $t = 0$ пайтда ёруғлик учқуни чиққан ва ёруғлик тўлқини фазода тарқалаётган бўлсин. Иккинчи постулатга мувофиқ, ёруғлик тезлиги биринчи координаталар системасида ҳам, иккинчи системада ҳам бир хил (c) бўлади. Иккинчи томондан, ёруғлик тўлқинининг кўриниши биринчи системада ҳам, иккинчи системада ҳам бир хил бўлиши керак (биринчи постулат). Бошқача айтганда, t пайтда ёруғлик тўлқини маркази ҳам O нуқтада, ҳам O' нуқтада бўлган ct радиусли сфера кўринишини олган бўлиши керак, аммо бундай бўлмаслиги равшан, чунки бу пайтга келиб O ва O' нуқталар бир-биридан vt масофага узоқлашган бўлади.

Бироқ бу тушунмовчиликнинг сабаби тажрибадан олинган икки принципнинг (нисбийлик принципи ва ёруғлик тезлигининг доимийлиги принципининг) бир-бирига зид эканлигида эмас, балки иккала система учун ҳам сферик тўлқин фронтларининг вазияти айни бир

пайтга тегишли деб, яъни учқун чиққан пайтдан то иккала саноқ системасида тўлқин фронтларининг вазияти текшириладиган пайтгача системаларнинг иккаласида ҳам бир хил вақт ўтди, деб фараз қилинганидадир. Бу фараз Галилейнинг алмаштириш формулаларида акс этган; бу формулаларга кўра, $t = t'$ ва бинобарин $\Delta t = \Delta t'$. Аммо Галилей алмаштиришларининг тўғрилиги исбот қилинган эмас.

Таҳлил қилинган мисол Эйнштейн постулатлари бир-бирига эмас, балки Галилейнинг алмаштириш формулаларига зид эканлигини кўрсатади. Ҳақиқатан ҳам, K системада

$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2t^2$$

кўринишида (маркази $x = 0$, $y = 0$, $z = 0$ нуқтада, яъни O нуқтада бўлган сфера) ифодаланадиган ғалаён (тўлқин) K' системада (агар Галилей алмаштиришларини қўлланиш мумкин бўлса)

$$(x' + vt')^2 + y'^2 + z'^2 = c^2t'^2$$

кўринишда (маркази $x' = -vt'$, $y' = 0$, $z' = 0$ нуқтада, яъни ўша O нуқтада бўлган сфера) бўлиши керак; бу хулоса нисбийлик принципига зиддир, чунки бу принципга асосан, ғалаён K' системада

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 = c^2t'^2$$

кўринишда (маркази $x' = 0$, $y' = 0$, $z' = 0$ нуқтада, яъни O' нуқтада бўлган сфера) бўлиши керак.

132-§. Нисбийлик назариясининг алмаштириш формулалари

Галилейнинг алмаштириш тенгламаларининг экспериментал постулатларга зид келишини аниқлаб, Эйнштейн фазо ва вақтни ўлчаш усуллари тўғрисидаги тасаввурни таҳлил қилди. Фазони ўлчашда классик механика ўлчанувчи катталикларни намунавий эталонлар билан таққослашнинг жуда реал усулларидан (масалан, эталон метр билан ёки ёруғлик тўлқини узунлиги билан таққослаш) фойдаланар эди, бунда (муайян температура шароитида ўзгармайдиган) қаттиқ жисмларнинг мавжуд бўлиши ўлчаш натижаларининг бир қийматли бўлишини таъминлар эди.

Эйнштейн кўрсатганидек, *вақт* роль ўйнайдиган мулоҳазалар *бир вақтлилик* тўғрисидаги тасаввурга асосланган: пайт (масалан, бирор ҳодисанинг бошланиш пайти) эталон соатнинг бу пайт билан *бир вақтли* бўлган кўрсатиши бўйича аниқланади; бинобарин, бирор процесснинг давом этиш вақти — соатнинг *процесснинг охири билан бир вақтли* кўрсатишини ўша соатнинг *процесс бошланиши билан бир вақтли* бўлган кўрсатишидан ажратиб турган вақт оралиғига таққослаш йўли билан аниқланади. Ўз-ўзидан тушунарлики, «соат» сифатида ҳар қандай даврий процессдан (масалан,

Ернинг айланишидан, маятникнинг тебранишидан, атом ёки молекуланинг тебранишидан ва ҳоказодан) фойдаланиш мумкин.

Бир жойда (бир фазовий нуқтада) юз берадиган ҳодисаларнинг бир вақтлилиги тўғрисида гапиргандагина бир вақтлиликни аниқлаш аниқ маънога эга бўлади. Бу ҳолда ҳодисалар бир-бирига *мос тушса*, уларни бир вақтли ҳодисалар дейиш мумкин. Масалан, поезд станцияга соат 7 да келди дейиш поезднинг келиши станция соати стрелкаларининг муайян вазиятига мос келишини билдиради. Аммо фазонинг турли жойларида юз бераётган ҳодисалар тўғрисида гапирганда бу усулни қўллаб бўлмайди. Турли A, B ва ҳоказо нуқталарга соатлар қўйиб, «мос тушиш усули» билан фақат бу нуқталарнинг *ҳар биридаги* вақтни аниқлай оламиз, холос. Турли нуқталардаги ҳодисалар юз берадиган вақтларни таққослаш учун эса, турли нуқталардаги соатлар юришини ўзаро мувофиқлаштириб олишимиз, яъни бу соатларни синхронлаштиришимиз зарур.

Бу мутлақо умумий қоида, албатта, Галилей алмаштиришларига таянувчи классик механикада ҳам амалга оширилади. Бир-бирига нисбатан ҳаракатланаётган саноқ системаларидаги координаталар ва вақтлар орасидаги муносабатларни ифодаловчи алмаштириш формулалари (Галилей алмаштиришлари) турли саноқ системаларидаги вақтлар ўзаро мос тушади, яъни $t = t'$ деган фараз асосида келтириб чиқарилган. Демак, Галилей назариясида синхронлаштирилаётган соатлар улар турган пунктлар орасида *чексиз тезликда* тарқалувчи сигналлар ёрдамида алоқа боғлаш йўли билан синхронлаштирилган деб фараз қилинади. Агар шундай сигнал A нуқтадан t_A пайтда A соат бўйича чиқса ва B даги соат бу ерга чексиз тез сигнал етиб келганда t_B ни кўрсатса, у ҳолда $t_B = t_A$ бўлса, соатлар синхронлашган бўлади.

Физика ва механикада бир неча асрлар давомида қўлланиб келинган Галилей алмаштиришларининг оддийлиги шунга олиб келдики, бу алмаштиришлар мутлақо табиий ва ҳар қандай фаразлардан холидек бўлиб кўринарди. Ҳақиқатда эса, кўриб турганимиздек, бу алмаштиришлар соатларни синхронлаштириш усули тўғрисидаги мутлақо муайян фаразга, чунончи бу синхронизацияни чексиз тез сигналлар ёрдамида амалга ошириш мумкинлиги тўғрисидаги фаразга асосланган дир. Классик механикада бир вақтлилик тушунчасининг абсолют маънога эга бўлиши, яъни бирор саноқ системасида бир вақтли бўлган ҳодисалар барча бошқа системаларда ҳам бир вақтли бўлиши синхронлаштирувчи сигналнинг мана шу чексиз тезлиги тушунчаси билан боғлиқдир.

Агар бу қоида тўғри бўлганида эди, олдинги параграфда кўрсатилгандек, тажрибани умумлаштиришдан иборат бўлган нисбийлик принципи ва ёруғлик тезлигининг доимийлиги принципи бир-бирига зид келиб қолар эди. Аммо бу экспериментал постулатларни бир-бирига мувофиқ келтириш учун Галилейнинг алмаштириш формулаларидан воз кечиш ва улар ўрнига нисбийлик назарияси пос-

тулатларини математик анализ қилиш йўли билан ҳосил қилинган бошқа формулаларни ишлатиш керак. Унча мураккаб бўлмаган бу математик амалларга тўхталмасдан, охирги натижанигина келтирамиз.

131-§ да кўрсатилганидек қилиб танланган K ва K' саноқ системалари учун (қ. 22.9-расм) бу формулалар қуйидагича бўлади:

$$\left.\begin{aligned} x' &= \frac{x-vt}{\sqrt{1-\beta^2}}, & x &= \frac{x'+vt'}{\sqrt{1-\beta^2}},\\ y' &= y, & y &= y',\\ z' &= z, & z &= z',\\ t' &= \frac{t-(v/c^2)x}{\sqrt{1-\beta^2}}, & t &= \frac{t'+(v/c^2)x'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \end{aligned}\right\} \qquad (132.1)$$

бунда $\beta = v/c$ бўлиб, v тезлик—K' системанинг K системага нисбатан тезлиги ва c— ёруғлик тезлиги.

Янги алмаштириш формулалари юқорида кўрсатилган постулатларнинг бир-бирига зид келмаслиги талабидан келтириб чиқарилганлиги учун, албатта улар (Галилей формулаларидан фарқли равишда) бу постулатларга мувофиқ келади. Ҳақиқатан ҳам, K системада

$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2t^2$$

кўринишда бўлган сферик ёруғлик тўлқини (132.1) формула ёрдамида K' системада

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 = c^2t'^2$$

кўринишни олади, яъни нисбийлик принципини қаноатлантиради.

Гарчи (132.1) формулалар биринчи қарашда Галилей формулаларидан тубдан фарқ қиладигандек бўлиб кўринса-да, аммо $c = \infty$ деб ҳисобланса, (132.1) дан Галилей формулалари ҳосил бўлади. Лекин Галилей формулалари асосида соатлар чексиз катта тезликка эга бўлган сигналлар ёрдамида синхронлаштирилади, деган фараз ётишини кўрдик. Бундан (132.1) формулалардаги c катталик соатларни синхронлаштиришда ишлатилган сигналларнинг тезлиги эканлиги келиб чиқади. Агар бу тезлик чексиз катта бўлса, у ҳолда Галилей формулалари ҳосил бўлади. Агар бу тезлик ёруғлик тезлиги бўлса, у ҳолда нисбийлик назариясининг алмаштириш формулалари ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, нисбийлик назариясининг алмаштириш формулалари асосида соатлар ёруғлик сигналлари ёрдамида синхронлаштирилади, деган фараз ётади.

Бу фаразлардан қайси бири: нисбийлик назариясининг фарази ёки Галилей механикасининг фарази физик тажрибага мувофиқ бўлади? Классик механиканинг бутун тажрибаси Галилейнинг алмаштириш (формулаларига тўла мувофиқ келиши нисбийлик назариясининг 132.1) формулаларининг яроқсизлигини билдирмайди. Классик

механика (жумладан, осмон механикаси ҳам) v^2/c^2 катталиклар 1 га нисбатан жуда кичик (шунингдек, vx/c^2 катталик t га нисбатан кичик) бўладиган v тезликлар билан иш кўради. Шунинг учун механик (ва астрономик) ўлчашлар аниқлигидан анча катта аниқликда (132.1) формулалар ҳам Галилей формулалари берадиган натижаларни беради. Ҳақиқатан ҳам vx/c^2 ва β^2 ҳадларни назарга олмасак, (132.1) ўрнига қуйидаги

$$x' = x - vt;\ y' = y;\ z' = z;\ t' = t \qquad (132.2)$$

формулалар, яъни Галилей формулалари билан бир хил бўлган формулалар ҳосил бўлади. v тезликлар ёруғлик тезлиги билан таққосланадиган ҳолдагина тафовут сезиларли бўлади. Бу соҳада (яъни тезликлар мана шундай бўлганда) Галилей формулалари тажриба маълумотларига зид келиб қолади, буни эксперимент постулатлар мисолида кўриб ўтган эдик (қ. 131- §). Келгусида (132.1) алмаштириш формулаларидан келиб чиқадиган қатор хулосалар парадоксал бўлиб кўринишига қарамасдан улар тажриба маълумотларига тўла мос келишини кўрсатамиз.

Шундай қилиб, Галилей формулалари фақат ҳақиқатга биринчи тақрибдан иборат бўлиб, ёруғлик тезлигидан анча кичик тезликлар соҳасидагина ярайди ва бу формулалар v тезлик c билан таққосланадиган соҳаларда ҳам яроқли бўлган нисбийлик назариясн алмаштириш формулаларига ўрнини бериши керак.

Равшанки, (132.1) формулалар $\beta < 1$ бўлган, яъни $v < c$ бўлган шароитдагина маъносини йўқотмайди. Бошқача айтганда, системаларнинг бир-бирига нисбатан тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги c тезлигидан ортиқ бўлолмайди. c ёруғлик тезлигининг *ҳаракатнинг чегаравий тезлиги* бўлиши нисбийлик назариясига хос бўлиб, унинг асосида ётади.

Шуниси қизиқки, Эйнштейн чиқарган алмаштириш формулалари Лоренц олдин кўрсатган формулалар билан бир хил. Лоренц ўзининг ҳаракатланаётган муҳитлар электродинамикаси соҳасидаги тадқиқотларида бир системадан иккинчисига ўтишда t ўзгарувчи ўрнига $t' = \dfrac{t - (v/c^2)x}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ўзгарувчи киритилганда ҳисобларнинг соддалашиши ва бир қатор ҳолларда формулаларнинг инвариант характерли бўлиб қолишига эътиборни жалб этди; t' — кузатиш *жойига* (x координатага) боғлиқ бўлган *вақт* бўлиб, *универсал* t вақтдан фарқли равишда *маҳаллий* вақт деб аталди. Кейинчалик Майкельсон тажрибасини изоҳлаш зарурати Лорентцни контракцион гипотеза киритишга мажбур этганда, у (132.1) формулалар билан бир хил бўлган алмаштириш формулалари электродинамика тенгламаларини *вакуум* учун инвариант қилишини топди. Шунинг учун ҳам (132.1) формулалар кўпинча *Лоренц формулалари* дейилади.

Аммо Лоренц алмаштириш формулаларини фақат ҳисобни осонлаштирувчи ёрдамчи формулалар деб билган. Вақтнинг физик маъ-

носи t' га эмас, t га тегишли бўлиб қолаверди. Лоренцнинг ўзи* бу тўғрида бундай деб ёзган эди: «... ҳаракатланаётган системалардаги электромагнитик ҳодисаларнинг Эйнштейн яратган назарияси мен эриша олмаган соддаликка эришди. Мен фақат t ўзгарувчигина ҳақиқий вақт деб ҳисобланиши мумкин ва t' маҳаллий вақт фақат ёрдамчи математик катталик деб ўйлаганман; менинг муваффақиятсизликка учрашимнинг асосий сабаби ана шундадир. Аксинча, Эйнштейн назариясида t' билан t бир хил роль ўйнайди; агар биз ҳодисаларни x', y', z', t' терминларда тавсифламоқчи бўлсак, биз бу ўзгарувчилар билан мутлақо x, y, z, t лар билан қилганимиздек муомала қилишимиз керак. Агар, масалан, нуқта ҳаракатланаётган бўлса, у ҳолда унинг x, y, z координаталари dt вақт ичида қандайдир dx, dy, dz миқдорда ўзгариб, тезликнинг ташкил этувчилари қуйидагича бўлади:

$$v_x = \frac{dx}{dt}, \quad v_y = \frac{dy}{dt}, \quad v_z = \frac{dz}{dt}.$$

Тўртта dx, dy, dz, dt ўзгариш туфайли янги x', y', z', t' ўзгарувчилар мос равишда dx', dy', dz', dt' миқдорда ўзгаради ва бу ўзгарувчилар системасида v' тезлик

$$v'_x = \frac{dx'}{dt'}, \quad v'_y = \frac{dy'}{dt'}, \quad v'_z = \frac{dt'}{dt'}$$

ташкил этувчиларга эга бўлган вектор сифатида аниқланади».

133- §. Нисбийлик назариясининг алмаштириш формулаларидан келиб чиқадиган хулосалар

Нисбийлик назариясининг муҳим қисми бўлган Эйнштейн—Лоренц алмаштириш формулаларидан бу назария хулосаларига ўзига хослик бағишловчи қатор натижалар келиб чиқади.

а. Б и р в а қ т л и л и к т у ш у н ч а с и. Даставвал бу формулалар шуни кўрсатадики, фазонинг бошқа-бошқа нуқталарига тегишли ҳодисалар учун бир вақтлилик тушунчаси саноқ системасига боғлиқ бўлади, бир фазовий нуқтадаги ҳодисалар бирор инерциал саноқ системасида бир вақтли бўлса, барча инерциал саноқ системаларида ҳам бир вақтли бўлади.

Ҳақиқатан ҳам, K системадаги икки ҳодиса t_1 ва t_2 пайтларга ҳамда x_1 ва x_2 координаталарга тегишли бўлсин. K' системада бу ҳодисаларга t'_1 ва t'_2 пайтлар ҳамда x'_1 ва x'_2 координаталар тўғри

Г. А. Л о р е н т ц. Теория электронов и её применение к явлениям света и теплового излучения, 2-нашр, Гостехиздат, 1956; 1915 йилда ёзилган 72-эслатма (438-бет).

келади. Ҳодисалар K системада *бир нуқтада* ($x_1 = x_2$) юз бераётган ва бир вақтли, яъни $t_1 = t_2$ бўлсин. (132.1) формулалардан

$$x'_1 = x'_2 \quad \text{ва} \quad t'_1 = t'_2$$

бўлиши келиб чиқади, яъни бу ҳодисалар ҳар қандай инерциал саноқ системасида (v ҳар қандай бўлганда) ҳам бир вақтли ва фазонинг бир нуқтасида юз берувчи ҳодисалар бўлади. Агар $x_1 \neq x_2$, лекин $t_1 = t_2$ бўлса, яъни K саноқ системасида ҳодисалар фазода айрим нуқталарда юз бераётган ва бир вақтли бўлса, у ҳолда (132.1) формулалардан

$$x'_1 = \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad x'_2 = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

$$t'_1 = \frac{t - (v/c^2)x_1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad t'_2 = \frac{t - (v/c^2)x_2}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

эканлиги келиб чиқади; демак

$$x'_1 \neq x'_2 \quad \text{ва} \quad t'_1 \neq t'_2.$$

Бошқача айтганда, K' системада бу ҳодисалар фазода айрим нуқталарда бўлгани ҳолда, *бир вақтли бўлмайди.*

б. Масштабларни таққослаш. Масалан, x' ўқ бўйлаб жойлашган ва K' системага нисбатан қўзғалмас бўлган масштаб бор бўлсин; бинобарин, K системага нисбатан бу масштаб v тезлик билан ҳаракатланади. Бу масштабнинг K ва K' системалардаги узунлигини таққослайлик. Масштаб қўзғалмай турган K' системада масштабнинг узунлигини топиш қийин эмас. Масштаб учларининг координаталарини (x_1' ва x_2' ни) белгилаш керак, холос; улар орасидаги $l' = x_2' - x_1'$ масофа масштабнинг K' системадаги узунлиги бўлади. K системада эса (масштаб унга нисбатан ҳаракат қилаётир) иш бирмунча мураккаб, ҳаракатланаётган масштабнинг иккала учи координаталарини (x_1 ва x_2 ни) *бир вақтда* белгилаш керак. Масштабнинг K системада узунлиги $l = x_2 - x_1$ бўлади, бундаги x_2 ва x_1 координаталарнинг иккаласи ҳам, юқорида айтиб ўтилганидек, *айни бир* t *пайтда* (K даги соат бўйича) топилган.

(132.1) алмаштириш формулаларига мувофиқ,

$$x'_2 = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad x'_1 = \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

яъни

$$l = l'\sqrt{1-\beta^2}. \tag{133.1}$$

Бошқача айтганда, масштабнинг K системадаги (масштаб бу системага нисбатан ҳаракат қилади) узунлиги K' системадагидан (масштаб бу системага нисбатан қўзғалмас) кичик бўлади. Бу хулоса

Лорентц—Фицжеральд контракцион гипотезасига ўхшайди, лекин бу ерда у махсус гипотеза эмас, балки умумий формулалардан чиққан натижа сифатида топилади. Шундай қилиб, масштабларнинг қисқариши тўғрисидаги хулоса Майкельсон тажрибасида бевосита тасдиқланади.

в. Соатларни таққослаш. K' системага нисбатан қўзғалмас бўлган нуқтада юз бераётган бирор процесснинг давом этиш вақтини ҳам аниқлайлик. Агар бу процесснинг давом этиш вақти K системада τ бўлиб, K' системада эса τ' бўлса, у ҳолда

$$\tau = \frac{\tau'}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Ҳақиқатан ҳам, процесснинг давом этиш вақтини аниқлаш учун процесснинг бошланиши ва охиридаги соат кўрсатишларининг фарқини топиш керак. K' система учун бу иш осон қилинади, чунки процесснинг бошланиши ҳам, охири ҳам бу системанинг айни бир (x') нуқтасида бўлади ва бинобарин, айни бир соат бўйича белгиланади, шунинг учун $\tau' = t_2' - t_1'$, бундаги t_2' — процесс охирида x' нуқтадаги K' соатнинг кўрсатиши, t_1' — ўша соатнинг процесс бошланишидаги кўрсатиши. K система учун процесснинг бошланиши x_1 нуқтада, охири эса x_2 нуқтада юз беради, бунда $x_2 - x_1 = v\tau$, чунки кузатилаётган процесс юз бераётган механизм τ вақт мобайнида (K соат бўйича) v тезликда ҳаракатланиб, K системада $v\tau$ масофага кўчади. t_2' билан t_2, шунингдек, t_1' билан t_1 орасидаги муносабатни (132.1) ёрдамида топамиз:

$$t_2' = \frac{t_2 - (v/c^2)x_2}{\sqrt{1-\beta^2}} \text{ ва } t_1' = \frac{t_1 - (v/c^2)x_1}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Шунинг учун

$$\tau' = t_2' - t_1' = \frac{(t_2 - t_1) - (v/c^2)(x_2 - x_1)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\tau - (v/c^2)v\tau}{\sqrt{1-\beta^2}} = \tau\sqrt{1-\beta^2}$$

ёки

$$\tau = \frac{\tau'}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

бу юқорида айтилганнинг худди ўзидир.

τ билан τ' орасидаги бу муносабат шуни кўрсатадики, ўзгарувчи механизм ҳаракатланаётган саноқ системасида процесслар ўша механизм қўзғалмас бўлган саноқ системасидагидан кўра секинроқ кечади. Хусусан, бундай механизмдан соат сифатида фойдаланиш мумкин, шунинг учун соат ҳаракатланаётган саноқ системасида соатнинг юриши секинлашади деган хулосага келамиз. Нисбийлик назариясининг бу хулосаси тажрибада бевосита тасдиқланади. Космик нурлар устида ўтказилган текширишларда уларнинг таркибида массаси электрон массасидан тахминан 200 марта кўп бўлган

элементар зарралар—μ-мезонлар борлиги аниқланди. Бу зарралар турғун эмас, улар радиоактив моддаларнинг атомларига ўхшаб ўз-ўзидан парчаланади. Уларнинг ўртача яшаш вақти $\tau_0 = 2{,}15 \cdot 10^{-6}$ с экани ўлчаб топилган. Лекин мезонлар ёруғлик тезлигига яқин тезликлар билан ҳаракатланади. Шунинг учун улар ўз умрида ўрта ҳисобда $v\tau_0 = 3 \cdot 10^{10} \cdot 2{,}15 \cdot 10^{-6} \approx 600$ м йўл босиб ўтган бўлар эди. Аммо тажриба мезонлар ўз умрида ўрта ҳисобда анча ортиқроқ йўллар босиб ўтишга улгуради деб кўрсатади. Зиддият нисбийлик назариясининг формулалари воситасида бартараф қилинади. $\tau_0 = 2{,}15 \cdot 10^{-6}$ с вақт тинч турган ёки секин ҳаракатланаётган мезоннинг ўртача яшаш вақтидир, мезоннинг ўртача яшаш вақтини ўлчашда ишлатиладиган қурилманинг бир қисми бўлмиш бирор зич модданинг тормозлаши оқибатида мезон секинлашади. Учаётган мезонлар уларни кузатадиган асбобларга нисбатан катта тезликлар билан ҳаракат қилади. Бу асбобларга боғланган саноқ системасига нисбатан мезоннинг ўртача яшаш вақти $\tau = \tau_0/\sqrt{1-\beta^2}$ бўлади. Мезон учун β миқдор бирга яқин бўлганлигидан τ вақт τ_0 дан анча катта бўлади. Шунинг учун асбобларга боғланган саноқ системасида мезон босиб ўтган $v\tau$ ўртача йўл 600 м дан анча катта бўлиши керак, бу хулоса бевосита ўтказилган тажрибалардан топилган маълумотларга мувофиқ келади.

Масштабларнинг алмаштириш формулалари ҳам, вақтларнинг алмаштириш формулалари ҳам β нинг 1 дан катта бўла олмаслигини, яъни системанинг тезлиги c ёруғлик тезлигидан ортиқ бўла олмаслигини кўрсатади.

г. Тезликларни қўшиш теоремаси ва эргаштириш коэффициенти. Процессларнинг давом этиш вақти билан масштаблар ўлчамлари орасидаги юқорида кўрсатилган муносабатларнинг топилиши бутун кинематикани тубдан қайта кўриб чиқишга олиб боради. Хусусан, тезликларни қўшиш масаласи нисбийлик назариясининг кинематикасида Галилей кинематикасидагидан бутунлай бошқача кўринишда бўлади.

Ҳақиқатан ҳам, K' система K системага нисбатан x ўқ бўйлаб v тезликда ҳаракат қилаётган бўлсин. Энди бирор жисм ўша x ўқ бўйлаб K' системада u' тезлик билан ҳаракат қиляпти, деб фараз қилайлик-да, бу жисмнинг K системага нисбатан тезлиги қандай бўлишини топайлик. K' системада жисмнинг координатаси t' пайтда x' бўлсин. Бу ҳолда $u' = \frac{dx'}{dt'}$. K системага нисбатан бу жисмнинг тезлиги $u = \frac{dx}{dt}$ бўлади, x—жисмнинг K саноқ системасидаги координатаси, t — шу системадаги вақт. Демак,

$$u' = \frac{dx'}{dt'} = \frac{dx'}{dt}\frac{dt}{dt'}.$$

Агар Галилейнинг (129.1) тенгламалари тўғри бўлганда эди, яъни $x' = x - vt$; $t' = t$ бўлганида эди, у ҳолда

$$u' = \frac{dx}{dt} - v = u - v \text{ ёки } u = u' + v$$

тенглик ўринли бўларди, бундай бўлишини ҳисобламасдан ҳам олдиндан билиб олиш осон эди. Лекин Лоренц — Эйнштейннинг (132.1) тенгламалари тўғри бўлган ҳолда

$$u' = \frac{dx'}{dt'} = \frac{dx'}{dt}\frac{dt}{dt'} = \frac{u - v}{\sqrt{1-\beta^2}}\frac{1 + vu'/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

бўлади, бундан

$$u' = u - v + vuu'/c^2, \text{ яъни } u' = \frac{u - v}{1 - vu/c^2}, \quad u = \frac{u' + v}{1 + vu'/c^2}. \quad (133.2)$$

Шундай қилиб, натижавий ҳаракатнинг u тезлиги иккита u' ва v тезликларнинг алгебраик йиғиндисидан фарқ қилади. Хусусан, агар қўшилувчи u' ва v тезликлар c ёруғлик тезлигига ҳар қанча яқин бўлса-ю, лекин ундан ортиқ бўлмаса, натижавий тезлик ҳам c дан кичик бўлади. Агар $u' = c$ бўлса, у ҳолда $u = c$ бўлади, яъни бўшлиқда ёруғлик тезлиги системанинг ҳаракат тезлигига боғлиқ эмас, бу хулоса нисбийлик назариясининг иккинчи постулатига мувофиқдир.

Тезликларни қўшиш теоремаси Френелнинг эргаштириш коэффициенти роль ўйнайдиган барча ҳодисаларни ҳеч қандай қийинчиликсиз изоҳлаб беради. Масалан, Физо тажрибасини кўриб чиқайлик. Агар сув ҳаракатсиз бўлса, у ҳолда интерференцион манзара ёруғликнинг сувдаги $u' = c/n$ тезлигига боғлиқ бўлади. Агар сув v тезликда ҳаракатланаётган бўлса, у ҳолда интерференцион манзарани ҳаракатланаётган сувдаги ёруғликнинг тезлиги аниқлайди; бу тезликни эса сувдан ташқарида жойлашган асбоблар қайд қилади.

Бу тезлик қуйидагига тенг:

$$u = \frac{c/n + v}{1 + (v/c^2)c/n} = \frac{(c/n + v)(1 - v/cn)}{1 - v^2/c^2n^2} \approx \frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

(v ёнидаги кўпайтувчи юз миллиондан бирнинг бир нечтаси аниқлигида олинади). Демак, интерференцион манзаранинг кузатиладиган ўзгариши гўё сувнинг ҳаракати унда ёруғлик тезлигини c/n бўлиши ўрнига $c/n + \varkappa v$ қилиб қўйганидек бўлади, бунда $\varkappa = 1 - 1/n^2$ — эргаштириш коэффициенти.

д. Допплер ҳодисаси. XXI бобда кўрсатиб ўтилганидек, манба ва асбобнинг муҳитга нисбатан ҳаракатини текшириш Допплер силжишининг бир-биридан v/c га нисбатан иккинчи тартибли катталик қадар фарқланувчи иккита турли ифодаларига олиб келади. Равшанки, нисбийлик назарияси нуқтаи назаридан бу иккала ҳол айни бир формулага олиб келиши керак, чунки акс

ҳолда Допплер силжишини v^2/c^2 гача аниқликда ўлчаш орқали асбоб ёки манбанинг абсолют тезлигини аниқлаш мумкин бўлиб қолар эди.

Ҳақиқатан ҳам, нисбийлик назариясининг (132.1) алмаштириш формулаларини эътиборга олиб, манбанинг асбобга нисбатан ва асбобнинг манбага нисбатан ҳаракатини текширганимизда иккита бир хил формула ҳосил қиламиз. Масалан, B асбоб K системада жойлашган, S манба эса асбобга нисбатан x ўқ бўйлаб ҳаракатланаётган K' системага боғланган, бунда асбоб ва манба ҳаракат чизиғида жойлашган, деб фараз қилайлик.

Манбанинг (K' системада) частотаси ν_0 бўлсин. K системадаги B асбоб қайд қиладиган ν частотани топиш талаб қилинади.

Кузатувчи асбобга боғланган координаталар системасида сигнал чиқариш процессининг икки t_1 ва t_2 пайтини ва манбанинг бу пайтлардаги вазиятига мос келган x_1 ва x_2 координаталарни белгилайди. Сигналнинг ажратилган кисмининг давом этиш вақти (K соат бўйича) $\tau = t_2 - t_1$, координатаси эса $x_2 = x_1 + v\tau$, бунда v — манбанинг (K' системанинг) тезлиги.

Манба асбобдан узоқлашганлиги сабабли сигналнинг ажратилган қисмининг асбобга кўрсатадиган таъсири бошланиши ва охирининг θ_1 ва θ_2 пайтлари t_1 ва t_2 лардан фарқ қилади:

$$\theta_1 = t_1 + a/c, \quad \theta_2 = t_2 + (a + v\tau)/c,$$

бунда a — асбоб билан манба орасидаги масофанинг t_1 пайтдаги қиймати. Шундай қилиб, K системадаги асбобга кўрсатиладиган таъсирнинг *давом этиш вақти*

$$\theta = \theta_2 - \theta_1 = \tau(1 + v/c). \qquad (1)$$

Шу вақт мобайнида асбобга қанча тебраниш етиб келади? Манба 1 с да ν_0 тебраниш (K' системада) чиқарганлиги сабабли, сигналнинг ажратилган қисмидаги тебранишлар тўла сонини баҳолаш учун унинг K' системада давом этиш вақтини билиш керак. Бу вақт $\tau' = t'_2 - t'_1$, бундаги t'_2 ва t'_1 — сигналнинг ажратилган қисмининг K' системадаги охири ва бошланиши пайтлари бўлиб, улар координаталарни алмаштириш формулалари ёрдамида топилади:

$$t'_2 = \frac{t_2 - (v/c^2)x_2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{ва} \quad t'_1 = \frac{t_1 - (v/c^2)x_1}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Бундан

$$\tau' = t'_2 - t'_1 = \frac{\tau(1 - v^2/c^2)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \tau\sqrt{1-\beta^2}.$$

Бу муносабатни шу параграфнинг «в» пунктидан бевосита олиш ҳам мумкин эди.

Демак, 0 вақт мобайнида асбобга етиб келган тебранишлар сони $N = \nu_0\tau' = \nu_0\tau\sqrt{1-\beta^2}$ га тенг, шунинг учун асбоб қайд қиладиган частота қуйидагига тенг:

$$\nu' = \frac{N}{\tau} = \frac{\nu_0\tau\sqrt{1-\beta^2}}{\tau(1+v/c)} = \nu_0\sqrt{\frac{1-v/c}{1+v/c}} \qquad (133.3)$$

Агар K' системага асбобни, K системага манбани боғласак ҳам худди шундай формула келиб чиқади. Эслатиб ўтганимиздек, бу формулалар XXI бобда нисбийлик назарияси мулоҳазаларини ҳисобга олмасдан чиқарилган формулалардан β га нисбатан иккинчи тартибли катталиклар қадар фарқ қилади. Агар манба билан асбобни туташтирувчи чизиқ ҳаракат тезлигининг йўналиши билан φ бурчак ташкил этса, у ҳолда юқоридагига ўхшаш текширишлардан

$$\nu = \nu_0\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1+(v/c)\cos\varphi} \qquad (133.4)$$

муносабатни* топамиз.

$\varphi = 0$ бўлганда (133.3) формула ҳосил бўлади. $\varphi = \pi/2$ бўлганда $\nu = \nu_0\sqrt{1-\beta^2}$ бўлади. Шундай қилиб, нисбийлик назариясига мувофиқ, ёруғликнинг тарқалиш йўналиши ҳаракат йўналишига *тик* бўлганда ҳам Допплер эффекти юз бериши керак *(кўндаланг Допплер эффекти)*.

Нисбийлик назариясига хос бўлган бу принципиал тафовут бу назарияни экспериментда янгидан текшириб кўришга хизмат қилиши мумкин. Тажрибанинг қийинлиги кутиладиган силжишнинг одатдаги (бўйлама) Допплер эффектидан кичик эканлиги бўлиб, кузатиш йўналиши билан тезлик йўналиши орасидаги бурчак тўғри бурчакдан ҳатто озгина фарқ қилганда ҳам кутилган эффект билинмай қолади. Бироқ Айвс (1938 й.) бу қийинчиликни енгди. Айвс тажрибаларида ёруғлик манбаи сифатида катта тезликда ($v \sim 10^8$ см/с) ҳаракат қилаётган водород атомларидан ташкил топган канал нурлари дастаси олинди, бунда трубка канал нурлари зарраларининг тезликлари ниҳоятда бир хил бўладиган қилиб

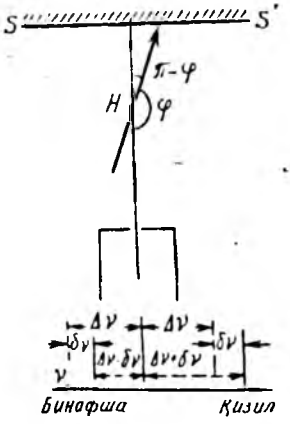
---

* Кўпинча бу формула

$$\nu = \nu_0\frac{1-(v/c)\cos\psi}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

кўринишда ёзилади, ψ — кузатиш йўналиши билан тезлик йўналиши орасидаги бурчак бўлиб, бу бурчак манбага боғланган координаталар системасида ўлчанган; текстда келтирилган φ бурчак эса асбобга боғланган координаталар системасида ўлчанган. Иккала формула, албатта, бир-бирига тамоман эквивалентдир, чунки φ ва ψ бурчаклар бир-бирига $\cos\varphi = \dfrac{\cos\psi - (v/c)}{1-(v/c)\cos\psi}$ муносабат орқали боғланган.

Кузатиш бурчаги асбобга боғланган системада ўлчанадиган тажрибага таққослашда текстда келтирилган формула қулайроқ.



22.10- расм. Допплернинг кўндаланг эффектини аниқлаш юзасидан Айвс ўтказган тажриба схемаси.

махсус ясалган эди. Канал зарралари бевосита тарқатаётган ёруғликни ва кўзгу қайтараётган ёруғликни кузатиб, Айвс частотанинг кўндаланг Допплер эффектига боғлиқ бўлган ўзгаришини ажрата олди.

Айвс тажрибасининг ғоясини 22.10-расмдаги схемадан тушуниб олиш мумкин. Агар H канал нури кўзгуга (спектрограф ўқи бу кўзгуга тик жойлашган) бирор бурчак остида йўналган бўлса, у ҳолда тезликнинг кузатиш йўналишидаги ташкил этувчисига мос келувчи одатдаги Допплер эффекти юз беради. Зарра тезлигининг йўналиши билан заррадан бевосита спектрографга борувчи ёруғлик йўналиши орасидаги бурчак φ бўлсин (қ. 22.10-расм). Бундай ҳолда заррадан кўзгуга борадиган (ва ундан қайтиб спектрографга борадиган) ёруғлик зарранинг тезлиги йўналиши билан $\pi - \varphi$ бурчак ташкил этади. Шунинг учун тезликнинг нур бўйича йўналган ташкил этувчисига мос Допплер эффекти силжимаган чизиққа нисбатан *симметрик* бўлган

$$\Delta\nu = \frac{v}{c}\cos\varphi$$

ва

$$\Delta\nu' = \frac{v}{c}\cos(\pi - \varphi) = -\Delta\nu$$

силжишлар беради. Кўндаланг Допплер эффекти эса юқорида тавсифланган эффектга қатланиб, иккала ташкил этувчи учун бир томонга, аниғи қизил томонга йўналган ($-\delta\nu$) силжиш ҳосил қилади.

Иккала эффект оқибатида силжимаган чизиққа нисбатан *асимметрик* манзара ҳосил бўлади. Кузатилган натижавий $a = -(\Delta\nu + \delta\nu)$ ва $b = \Delta\nu - \delta\nu$ силжишларни ўлчаб, кўндаланг Допплер эффектини характерловчи ва тўлқин узунликнинг спектрнинг қизил четига томон $\delta\lambda$ катталик қадар ўзгаришига мос келувчи $\delta\nu = -{}^1/_2(a+b)$ силжишни ҳисоблаб топиш мумкин. Айвснинг ўлчашлари ҳақиқатан ҳам бундай эффект борлигини кўрсатди ва $\delta\lambda$ нинг нисбийлик назарияси башорат қилганига жуда яқин қийматини топди:

кутилгани $\delta\lambda = 0{,}0472$ Å; кузатилгани $\delta\lambda = 0{,}0468$ Å.

Хотима. Биз нисбийлик назариясининг турли хулосаларини экспериментда тасдиқловчи қатор айрим фактларни келтирдик. Фактлар бирор назарий қоидани имкон борича яққол кўрсатадиган

қилиб танлаб олинган эди. Албатта, бу айрим қоидалар бир бутун бўлиб боғланган. Шунинг учун бу фактлар тўплами, шунингдек жуда кўп бошқа фактлар ҳам, нисбийлик назариясининг тўғри ва самарали назария эканлигини тан олдирувчи экспериментал далиллар хазинаси ҳисобланади.

Ниҳоят, шуни таъкидлаймизки, нисбийлик назариясининг турли хил натижалари бирор таъсир ёки сигналнинг тарқалиш тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги c тезлигидан катта бўла олмайди, деган хулосага олиб келади. Бу хулосага дисперсияловчи муҳитда n синдириш кўрсаткичининг бирдан кичик бўла олиши (бунда c_1 *фазавий тезлик* c тезликдан катта бўлади) факти зид келадигандай кўринади. Аммо фазавий тезлик сигнал ёки таъсир узатиш тезлигини белгимаслигини назарда тутиш керак, чунки фазавий тезлик барча қисмлари айнан ўхшаш бўлган чексиз синусоидани характерлайди. Синусоидада бирор ўзгариш (нуқсон) қилиб, сигнал юборишимиз мумкин эди, лекин бу ҳол монохроматикликни бузади ва сигнал энди фазанинг тезлигида эмас, балки c дан кичик бўлган ва *сигнал* тезлиги деб аталадиган тезлик билан тарқалади (125-§ га таққосланг).

134-§. Умумий хулосалар

Баён қилинганлардан шу нарса кўринадики, нисбийлик назарияси мунтазам системадан иборат бўлиб, у айрим экспериментал кузатишлар натижалари орасидаги кўринма зиддиятларни бартараф қилибгина қолмай, балки фазо ва вақт ўлчашлари тўғрисидаги тушунчаларни жуда чуқур қайта қараб чиқишга олиб келади. Бунинг устига, нисбийлик назарияси бир қатор янги умумий қонуларни, хусусан жисмнинг массаси билан тезлиги орасидаги боғланишни ва энергия билан масса орасидаги боғланишни ифодаловчи

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{ва} \quad E = mc^2 \tag{134.1}$$

муносабатларни аниқлади, бунда m_0 — *тинчлик массасига*, яъни v тезлик c га нисбатан жуда кичик бўлгандаги массага мос келади. Бу муносабатлар жуда катта тезликлар ва жуда катта энергия $h\nu$ порциялари (қаттиқ γ- квантлар) билан иш кўриладиган ядро физикасида айниқса унумли равишда кенг қўлланилади.

Нисбийлик назарияси билан юзаки танишиш барча физик тушунчалар ҳақиқийлигини йўқотади, деган тасаввурга олиб келиши мумкин, чунки улар нисбий бўлганликлари туфайли, улар турли саноқ системаларида турлича баҳоланиши мумкин (бу турли баҳолардан бирортасини бошқаларидан ажратадиган ҳеч қандай имконият бўлмагани ҳолда). Масалан, Декарт координаталари системасининг (масалан, ўқлар йўналишларининг) танланишига боғлиқ ҳолда x, y, z координаталарнинг сон қийматлари ўзгарганига қараб фа-

зовий катталиклар ҳақиқий эмас деб ҳукм чиқариш нотўғри бўлганидек, юқоридаги тасаввур ҳам мутлақо нотўғридир. Бу кесмалардан ҳар бирининг нисбий характерли бўлишига қараб икки нуқта орасидаги масофа сифатидаги *узунлик* тушунчасини ҳақиқий эмас дейиш ярамайди, чунки бу узунлик

$$\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2} = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2}$$

бўлиб, координаталар танланишига боғлиқ эмас, балки уларга нисбатан инвариантдир. Фақат бу ҳақиқий узунликнинг координата ўқлари бўйича олинган ташкил этувчилари нисбийдир. Худди шунингдек, нисбийлик назариясида вақт ва узунликнинг нисбий эканлиги бир бутун сифатида координаталар танланишига боғлиқ бўлмаган тамомила муайян ҳақиқий маъноли бирор физик катталикнинг айрим ташкил этувчиларининг нисбий эканлигини англатади. Геометрик ўхшатишдан фойдаланиб, бу физик катталик маъносини қуйидагича тушуниб олиш мумкин. Геометрияда *нуқта* учта x, y, z координата тўпламидир ва икки нуқта орасидаги масофа координаталар системаси танланишига боғлиқ бўлмаган тамомила муайян узунликдир. Физикада жой ва вақт, яъни тўртта координата x, y, z, t *(дунёвий нуқта)* орқали аниқланган воқеа ҳақиқий маъноли бўлади. Икки воқеа орасидаги «масофа», яъни

$$\Delta s = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2 - c^2(\Delta t)^2}$$

«узунлик» ҳақиқий физик маънога эга. *Интервал* деб аталувчи бу катталик муайян қийматга эга бўлади, чунки у координаталар системасининг танланишига боғлиқ эмас ва инвариант катталикдир.

Худди шунингдек, (134.1) формула ҳам зарранинг массаси саноқ системасига боғлиқ деган хулосага олиб келади; зарранинг $p = mv$ импульси (ҳаракат миқдори), $E = mc^2$ энергияси ҳам саноқ системасига боғлиқ. Шундай қилиб, барча бу катталиклар юқорида кўриб чиқилган фазовий ва вақтий координаталарга ўхшаш «нисбийдир». Саноқ системасига боғлиқ бўлмаган ва, бинобарин, тамомила ҳақиқий физик маънога эга бўлган тўрт ўлчовли (энергия-импульс вектори деб аталувчи) векторнинг

$$\sqrt{E^2 - c^2(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)} = \sqrt{m^2c^4 - c^2m^2v^2} = mc^2\sqrt{1 - \beta^2} = m_0c^2$$

узунлиги инвариант катталик, яъни ҳар қандай саноқ системасида ҳақиқатан ўзгармайдиган катталик бўлади. Бу тўрт ўлчовли векторнинг ташкил этувчилари

$$iE = imc^2, \quad cp_x, \quad cp_y, \quad cp_z$$

бўлади, яъни қийматлари инерциал саноқ системасининг танланишига боғлиқ бўлган энергия ва импульс билан алоқадор.

Шундай қилиб, нисбийлик назарияси натижаларини тўғри талқин қилиш субъективистик ёки идеалистик характердаги хуло-

салар чиқариш учун мутлақо ҳеч қандай асос қолдирмайди. Масса билан энергиянинг ўзаро боғлиқлиги алоҳида ишонч билан шуни кўрсатадики, масса ва энергия материянинг модда шаклида ёки электромагнитик майдон (ёруғлик) шаклида бўлишидан қатъи назар унинг ажралмас атрибутларидан иборатдир.

Ҳақиқий дунё воқеалари орасидаги фазовий — вақтий муносабатларни *интервал* аниқлайди, интервалнинг катталиги саноқ системасининг ихтиёрий танланишига боғлиқ эмас ва, бинобарин, нисбий эмас.

Нисбийлик назарияси классик физикага таққосланганда олдинга босилган катта қадам бўлди: классик физикада фазо ва вақт бир-бирига боғланмаган мустақил категориялар эди. Вақт ва фазони ажралмас алоқада текшириб, нисбийлик назарияси фазо ва вақт ҳақида анча чуқур тасаввурлар беради, бу тасаввурлар классик физика тасаввурларига нисбатан объектив дунё муносабатларига янада яқин. Бу тасаввурлар саноқ системаларининг фақат текис ҳаракатини эмас, балки тезланма ҳаракатини ҳам текширувчи умумий нисбийлик назариясида тараққий эттирилди. Умумий нисбийлик назарияси фазо ва вақт хоссалари моддий массалар тақсимотига боғлиқ, деган хулосага келади. Шундай қилиб, материядан мустақил равишда ва у билан бир қаторда мавжуд бўладиган абсолют вақт ва абсолют фазо ҳақидаги метафизик тасаввур (Ньютон фикрича, «жисмлар омбори» ва «тоза муддат») диалектик материализм таълимотига мувофиқ равишда, фазо ва вақтни материянинг мавжудлик шакллари деб қарайдиган тасаввурлар билан алмаштирилади.

Нисбийлик назариясининг фазо ва вақт ҳақидаги тасаввурларни аниқлаштириш соҳасидаги ютуқлари билиш йўлидаги муҳим босқич бўлиб, бу масаланинг диалектик материализм томонидан олға сурилган умумий қўйилишини маълум маънода конкретлаштиради. В. И. Ленин фикрига мувофиқ, «Инсоннинг макон ва замон ҳақидаги тасаввурлари нисбий тасаввурлардир, лекин бу нисбий тасаввурлардан абсолют ҳақиқат вужудга келади, бу нисбий тасаввурлар абсолют ҳақиқат йўлидан илгарилаб боради ва унга яқинлашади. Материянинг тузилиши ва ҳаракат формалари ҳақидаги илмий билимларнинг ўзгарувчанлиги ташқи оламнинг объектив реаллигини рад қилмагани сингари, инсоннинг макон ва замон ҳақидаги тасаввурларининг ўзгарувчанлиги ҳам макон ва замоннинг объектив реаллигини рад қилмайди». («Материализм ва эмпириокритицизм», Ўздавнашр, 1950 й., 185-бет.)

ЁРУҒЛИКНИНГ ИККИ МУҲИТ ЧЕГАРАСИ ОРҚАЛИ ЎТИБ ТАРҚАЛИШИ

XXIII боб

ЁРУҒЛИКНИНГ ИККИ ДИЭЛЕКТРИК ЧЕГАРАСИДА ҚАЙТИШИ ВА СИНИШИ

135-§. Ёруғликнинг икки диэлектрик чегарасида қайтиши ва синиши. Френель формулалари

Бундан олдин баён этилган ўқув материалида биз ёруғлик қайтиши ва синишининг тажриба маълумотлари асосида аниқланган қонунларидан кўп марта фойдаландик.

Бу бобда биз ёруғликнинг икки муҳит чегараси орқали ўтиб тарқалиши тўғрисидаги масалани ёруғликнинг электромагнитик назарияси асосида кўриб чиқамиз. Равшанки, бунда биз геометрик оптиканинг юқорида тилга олинган қонунларини асослабгина қолмай, балки қайтиш ва синиш тўғрисидаги масалани тадқиқ этишни янада олға суришимиз, масалан, бўлиниш чегарасидан қайтган ёруғлик тўлқинларининг ва бўлиниш чегараси орқали ўтган ёруғлик тўлқинларининг амплитуда ва фазаларини ҳисоблаб топишимиз керак.

Олдимизга қўйилган бу масала физикадаги кўпчилик масалалар сингари икки хил йўл билан ҳал қилинади.

Муҳит атомларининг электр зарядларига (электрон ва ионларга) ёруғлик тўлқинининг кўрсатадиган таъсирини батафсил текшириб чиқиш мумкин: электромагнитик тўлқинлар зарядларни тебранма ҳаракатга келтиради, бу ҳаракатлар электр вектори тебранишларининг частотасидек частота билан юз беради; бу тебранишлар оқибатида муҳитнинг атомлари иккиламчи электромагнитик тўлқинлар чиқаради, ҳамма иккиламчи тўлқинлар билан муҳитга тушаётган тўлқиннинг интерференциялашуви натижасида қайтган ва синган тўлқинлар ҳосил бўлади.

Таърифланган умумий масала бундай аҳволда самарали равишда ҳал қилинган, бироқ ҳар бир атомга ташқаридан тушаётган тўлқинининг кўрсатадиган таъсиринигина эмас, балки қолган атомлар чиқарган иккиламчи тўлқинларнинг ҳам кўрсатадиган таъсирини эътиборга олиш зарурлиги туфайли бажариладиган ҳисоблар анча мураккабдир.

Бу масалани ҳал қилишнинг бошқа йўли феноменологик электродинамикага, яъни Максвелл тенгламалари системасига ва улардан электромагнитик майдон учун келиб чиқадиган чегаравий шартларга асосланади. Бунда муҳитнинг хоссалари унинг синдириш кўрсаткичи ёки диэлектрик сингдирувчанлиги орқали ифодаланади.

Биз охирги методдан фойдаланамиз, чунки бу метод қайтган ва сингаи тўлқинларнинг тарқалиш йўналиши, амплитудаси ва фазасини осон топишга, яъни ёруғлик тўлқинларининг қайтиш ва синиш қонунларини назарий равишда келтириб чиқаришга имкон беради. Бироқ бу усулда муҳитнинг синдириш кўрсаткичи билан муҳитни ташкил этган атомларнинг хоссалари орасидаги муносабат тўғрисидаги савол жавобсиз қолади.

Бир жинсли икки изотроп диэлектрикнинг бўлиниш чегарасига электромагнитик ясси тўлқин тушаяпти, деб фараз этайлик. Тажрибанинг кўрсатишича, бундай ҳолда диэлектрикларнинг бўлиниш чегарасидан икки ясси тўлқин, яъни қайтган ва сингаи тўлқин тарқалади.

Электромагнитик майдоннинг чегаравий шартлари қуйидагидан иборат: исталган пайтдаги ва бўлиниш чегарасининг ҳар бир нуқтасидаги электр ва магнит майдонлари кучланганлик векторларининг тангенциал компоненталари бир-бирига

$$E_{\tau 1} = E_{\tau 2}, \quad H_{\tau 1} = H_{\tau 2} \tag{135.1}$$

тенгликлар орқали боғланган бўлади, бу ерда τ индекс E ва H векторларнинг тангенциал компонентларини, яъни E ва H векторларнинг муҳитлар орасидаги чегарага туширилган проекцияларини белгилашда ишлатилади. Равшанки, биринчи муҳитда майдон кучланганлигининг бўлиниш чегараси яқинидаги натижавий қиймати тушаётган ва қайтган тўлқинлар майдонларининг йиғиндиси билан аниқланади, иккинчи муҳит ичида эса фақат ўтаётган тўлқиннинг майдони билан аниқланади. Тушаётган тўлқин ҳар қандай тарзда қутбланган бўлиши мумкин.

133-§да кўрсатилганидек, тўлқинлар ясси тўлқин бўлганда Максвелл тенгламаларидан $\sqrt{\varepsilon} E = \sqrt{\mu} H$ муносабат келиб чиқади, бу муносабатни спектрнинг оптик қисмида шаффоф диэлектриклар учун

$$\sqrt{\varepsilon} E = H$$

кўринишда ёзиш мумкин, чунки бу ҳолда $\mu \approx 1$. E, H векторлар ва тўлқиннинг тарқалиш йўналишини аниқлайдиган бирлик s вектор ўзаро перпендикуляр бўлиб, ўнақай винт системасини ҳосил қилади (қ. 2.6-расм, унда тўлқиннинг тарқалиш йўналиши v вектор билан кўрсатилган). Аввало, шунга ишонч ҳосил қилайлик, тушувчи тўлқин ҳар қандай қутбланганда ҳам қайтган ва сингаи тўлқинларнинг тарқалиш йўналишини аниқловчи *қайтиш ва синишнинг геометрик қонунлари* бирдай бўлади. Тўлқинлар қайтиши масаласини назарий жиҳатдан анализ қилганда тебранишларнинг комплекс ифодасидан фойдаланган қулай. Шунга мувофиқ равишда тушаётган, қайтган ва сингаи тўлқинлар ифодасини қуйидагича ёзамиз:

$$\left.\begin{aligned} &E_i \exp[i(\omega_i t - k_i r s_i)], \quad k_i = \frac{\omega_i}{v_i} = \frac{\omega_i}{c} n_1; \\ &E_r \exp[i(\omega_r t - k_r r s_r], \quad k_r = \frac{\omega_r}{v_r} = \frac{\omega_r}{c} n_1; \\ &E_d \exp[i(\omega_d t - k_d r s_d] \quad k_d = \frac{\omega_d}{v_d} = \frac{\omega_d}{c} n_2. \end{aligned}\right\} \quad (135.2)$$

Бу ерда r — радиус-вектор, ω_j, v_j — тўлқинларнинг частотаси ва тезлиги ($j = i, r, d$), E_j — тўлқинлар амплитудаси, n_1, n_2 — чегарадош муҳитларнинг синдириш кўрсаткичлари, s_j — бирлик векторлар. $s_j r = \text{const}$ шарт s_j га перпендикуляр бўлган текисликни ифодалагани учун (135.2) ифодалар $s_j = s_i$, s_r, s_d векторлар бўйлаб тарқалувчи ясси тўлқинларни тавсифлайди. Тебранишларни комплекс равишда ифодалаш тўғрисида 4-§ да айтилганларга асосан, бу ифодаларнинг физик мазмуни уларнинг ҳақиқий қисмига боғлиқ. E_i, E_r, E_d комплекс векторларнинг Декарт ўқларидаги ташкил этувчиларининг (компоненталарининг) аргументлари тегишли тебранишларнинг бошланғич фазаларидир. 110-§ да тушунтириб ўтилганидек, E_j вектор ташкил этувчиларининг бошланғич фазалари фарқи тўлқиннинг қутбланиш ҳолатига таъсир кўрсатади.

Агар электр векторининг чегаравий шартларига (135.2) ифодалар қўйилса, бу шартлар қуйидаги кўринишга келади:

$$E_{i\tau} \exp[i(\omega_i t - k_i s_i r)] + E_{r\tau} \exp[i(\omega_r t - k_r s_r r)] = E_{d\tau} \exp[i(\omega_d t - k_d s_d r)].$$

Ихтиёрий t пайтда ва бўлиниш чегарасининг ихтиёрий бир нуқтасида бу тенглик тўғри бўлиши учун экспоненталарнинг учала кўрсаткичида t олдидаги коэффициентлар тенг бўлиши ва r радиус-векторнинг бўлиниш чегарасига туширилган r_τ проекцияси олдидаги коэффициентлар тенг бўлиши, яъни қуйидаги тенгликлар тўғри бўлиши зарур ва кифоя:

$$\omega_i = \omega_r = \omega_d, \quad (135.3)$$

$$k_i s_{i\tau} = k_r s_{r\tau} = k_d s_{d\tau}. \quad (135.4)$$

(135.3) га асосан, учала тўлқиннинг частоталари бир-бирига тенг бўлиши керак. Бу параграфнинг бошида баён этилган молекуляр тасаввурларга кўра, бу натижа равшандек кўринади, чунки ёруғлик тўлқинининг электр вектори туфайли зарядлар тебранишининг частотаси мажбур этувчи кучнинг частотасига, яъни ω_i га тенг. Бундан буён ω_i, ω_r, ω_d ларнинг индексларини тушириб қолдириб, частота ω билан белгиланади.

(135.4) тенгликдан s_i, s_r ва s_d бирлик векторлар бўлиниш текислигига ўтказилган нормаль билан s_i дан *(тушиш текислиги)* ўтадиган бир текисликда ётиши келиб чиқади; бу ҳол тажрибага (қ. 1- §) мувофиқ келади.

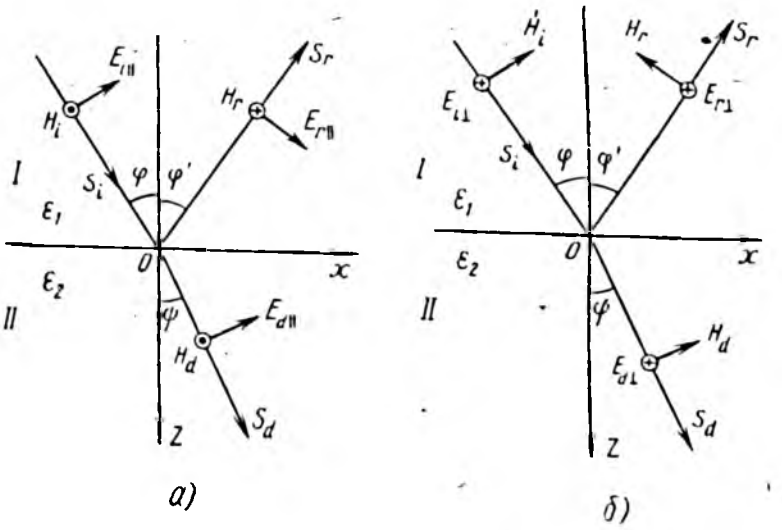
Координаталар системасини шундай танлаб оламизки, xOy текислик муҳитларнинг ажралиш текислиги билан, zOx текислик тушиш текислиги билан устма-уст тушадиган бўлсин; бунда Oz ўқни I муҳитдан II муҳитга томон йўналтирамиз (23.1-расм). s_i, s_d билан z ўқи орасидаги бурчакларни φ, ψ билан (тушиш ва синиш бурчаклари), Oz билан s_r орасидаги бурчакни $\pi - \varphi'$ билан (φ' — қайтиш бурчаги, қ. 23.1-расм) белгилаймиз.

Бу координаталар системасида s_j векторларнинг y ўқдаги компоненталари нолга тенг, x ўқдаги компоненталарини φ, φ', ψ бурчаклар орқали қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$s_{ix} = \sin\varphi, \quad s_{rx} = \sin\varphi', \quad s_{dx} = \sin\psi.$$

Шундай қилиб, (135.4) тенгликларни

$$\frac{\sin\varphi}{v_1} = \frac{\sin\varphi'}{v_1} = \frac{\sin\psi}{v_2} \qquad (135.5)$$



23.1- расм. Тушаётган, қайтган ва синган тўлқинларда тўлқин векторларининг ва кучланганликларнинг жойлашиш схемаси.

а — электр вектори кучланганлигининг $E_{j\parallel}$ компоненталари тушиш текислигида ётади; *б* — электр вектори кучланганлигининг $E_{j\perp}$ компоненталари тушиш текислигига перпендикуляр бўлади.

шаклда ёзиш мумкин. Биринчи тенглик $\varphi = \varphi'$ эканини билдиради, яъни қайтиш қонунини ифодаловчи тенгламани оламиз. Синган тўлқин қуйидаги тенгликлар орқали ифодаланади:

$$\frac{\sin\psi}{\sin\varphi} = \frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} = \frac{1}{n} = \frac{v_2}{v_1}, \qquad (135.6)$$

бу эса экспериментда топилган қайтиш қонуни билан бир хилдир. Ундан ташқари, (135.6) муносабатлар эмпирик синиш қонунини анча тўлдиради, масалан, икки муҳитнинг нисбий n синдириш кўрсаткичи тўлқинлар тарқалишининг v_1 ва v_2 тезликларининг нисбатига тенг. Шундай қилиб, қайтиш ва синишнинг геометрик қонунлари ёруғликнинг электромагнитик назариясидан бевосита келиб чиқади.

Геометрик қонунларни келтириб чиқаришда юритилган мулоҳазаларда биз вектор амплитудаларнинг ташкил этувчилари ва уларнинг бошланғич фазалари қийматларини чегараловчи фаразлар қилганимиз йўқ. Тўлқинлар қутбланишини айни мана шу миқдорлар аниқлангани учун, тушувчи тўлқиннинг қутбланиш ҳолати ҳар қандай бўлганда ҳам қайтиш ва синишнинг геометрик қонунлари тўғри бўлади, деган хулосага келамиз.

Геометрик қонунлардан фарқли равишда, қайтган ва синган тўлқинларнинг амплитудалари тушувчи тўлқиннинг қутбланишига боғлиқ. Электр вектори тушиш текислигида ётган ҳолни ва электр вектори бу текисликка перпендикуляр бўлган ҳолни алоҳида-алоҳида текшириш мақсадга мувофиқ эканлиги бундан кейинги мулоҳазалардан маълум бўлади. Бошқача айтганда, $\boldsymbol{E}_i$, $\boldsymbol{E}_r$, $\boldsymbol{E}_d$ амплитудаларни $\boldsymbol{E}_\parallel$ ва $\boldsymbol{E}_\perp$ компоненталарга ажратамиз; булардан биринчиси тушиш текислигида ётади, иккинчиси эса унга перпендикуляр бўлади:

$$\boldsymbol{E}_j = \boldsymbol{E}_{j\parallel} + \boldsymbol{E}_{j\perp}; \qquad j = i,\ r,\ d.$$

$\boldsymbol{E}_{j\parallel}$ ва $\boldsymbol{E}_{j\perp}$ ни ҳисоблаш натижалари ихтиёрий равишда қутбланган ёруғликнинг қайтиши ва синиши тўғрисидаги масалани ечишга имкон беради. s_j, $\boldsymbol{E}_{j\parallel}$, $\boldsymbol{E}_{j\perp}$ векторларнинг ва магнит майдонининг буларга мос $\boldsymbol{H}_{j\parallel}$, $\boldsymbol{H}_{j\perp}$ кучланганликларининг бир-бирига нисбатан жойлашуви 23.1- а ва б расмда кўрсатилган.

Электр вектори кучланганлигининг $\boldsymbol{E}_{j\parallel}$ компоненталари тушиш текислигида ётган ҳолни кўриб чиқишдан бошлаймиз (қ. 23.1- а расм). Бундай қутбланишга тегишли чегаравий шартлар

$$E_{i\parallel}\cos\varphi + E_{r\parallel}\cos\varphi = E_{d\parallel}\cos\psi;\ n_1 E_{i\parallel} - n_1 E_{r\parallel} = n_2 E_{d\parallel} \qquad (135.7)$$

кўринишга келади. Бу тенгламалар системасини ечиб ва синиш қонунидан фойдаланиб, қуйидагиларни топамиз:

$$r_{\parallel} = \frac{E_{r\parallel}}{E_{i\parallel}} = -\frac{\sin 2\varphi - \sin 2\psi}{\sin 2\varphi + \sin 2\psi} = -\frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)}, \qquad (135.8)$$

$$t_{\parallel} = \frac{E_{d\parallel}}{E_{i\parallel}} = \frac{2\sin\psi\cos\varphi}{\sin(\varphi + \psi)\cos(\varphi - \psi)}. \qquad (135.9)$$

$r_{\parallel}$ ва $t_{\parallel}$ миқдорлар тушиш текислигида чизиқли қутбланган тўлқиннинг *қайтиш* ва *ўтиш амплитуда коэффициентлари* деб аталади.

Электр вектори кучланганлигининг ёруғлик тушиш текислигига перпендикуляр бўлган компонентларига (23.1-б расм) тегишли чегаравий шартлар (135.1) кўринишдан

$$E_{i\perp} + E_{r\perp} = E_{d\perp},\ n_1(E_{i\perp} - E_{r\perp})\cos\varphi = n_2 E_{d\perp}\cos\psi$$

кўринишга келади; бу ҳолда қайтиш ва ўтишнинг $r_{\perp}$ ва $t_{\perp}$ амплитуда коэффициентлари қуйидагича ифодаланади:

$$r_{\perp} = \frac{E_{r\perp}}{E_{i\perp}} = -\frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)}; \qquad (135.10)$$

$$t_{\perp} = \frac{E_{d\perp}}{E_{i\perp}} = \frac{2\sin\psi\cos\varphi}{\sin(\varphi + \psi)}. \qquad (135.11)$$

Тушувчи, қайтган ва синган тўлқинларнинг амплитудалари орасидаги (135.8)—(135.11) муносабатлар *Френель формулалари* деб аталади.

Магнит векторларига тегишли бунга ўхшаш формулаларни ҳам чиқариш қийин эмас (қ. 185-машқ).

Тушувчи, синган ва қайтган тўлқинларнинг фазалари орасидаги муносабатларни Френель формулалари ёрдамида аниқлаймиз. Қайтишнинг амплитуда коэффициентлари ҳақиқий миқдорлардир (тўлиқ ички қайтиш, бундай бўлмаган ҳол XXIV бобда ўрганилади). Шунинг учун қайтган, синган ва тушаётган тўлқинларнинг фазалари бир хил бўлади ёки π қадар фарқ қилади. Бизлар кўриб чиқаётган векторларнинг мусбат деб олинган йўналишлари ҳар қандай геометрик масаладаги каби шартлидир, албатта. Бироқ биз бутун муҳокама давомида мана шу йўналишларни мусбат деб ҳисоблаганимиз учун бу йўл билан топилган муносабатлар умумий маънога эга. Мусбат йўналишларни бизнингча *танлаш* шуни билдирадики, E_i, E_r, E_d амплитудалар бир хил ишорали бўлганда i, r, d тўлқинларнинг фазалари бир хил, бу амплитудалар ҳар хил ишорали бўлганда фазалар қарама-қарши бўлади.

ψ ва φ бурчакларнинг қийматлари ҳар қандай бўлганда $E_{d\parallel}$ билан $E_{i\parallel}$ нинг ҳамда $E_{d\perp}$ билан $E_{i\perp}$ нинг ишоралари ўзаро бир

хил бўлиши (135.9) ва (135.11) формулалардан кўринади. Бу эса бўлиниш сиртида буларнинг фазалари ҳам бир хил бўлишини, яъни ҳамма ҳолларда синган тўлқин тушаётган тўлқин фазасини ўзгартирмаслигини билдиради. *Қайтган* тўлқиннинг $E_{r\parallel}$ ва $E_{r\perp}$ компоненталари билан бўладиган иш мураккаброқдир. (135.8) ва (135.10) формулалардан кўринишича, компоненталар орасидаги муносабатлар тушиш бурчагига ва чегарадош муҳитларнинг синдириш кўрсаткичининг қийматига боғлиқ равишда жадвалда кўрсатилганча турли хил бўлади.

Жадвал

	$\varphi + \psi < {}^1/_2\,\pi$	$\varphi + \psi > {}^1/_2\,\pi$
$\varphi > \psi$, яъни $n_2 > n_1$ ёки $n > 1$	$E_{r\perp}$ ва $E_{i\perp}$ ларнинг фазалари қарама-қарши (ишораси қарама-қарши) $E_{r\parallel}$ ва $E_{i\parallel}$ ларнинг фазалари карама-қарши (ишораси қарама-қарши)	$E_{r\perp}$ ва $E_{i\perp}$ ларнинг фазалари қарама-қарши (ишораси қарама-қарши) $E_{r\parallel}$ ва $E_{i\parallel}$ ларнинг фазалари бир хил (ишораси бир хил)
$\varphi < \psi$, яъни $n_2 < n_1$ ёки $n < 1$	$E_{r\perp}$ ва $E_{i\perp}$ ларнинг фазалари бир хил (ишораси бир хил) $E_{r\parallel}$ ва $E_{i\parallel}$ ларнинг фазалари бир хил (ишораси бир хил)	$E_{r\perp}$ ва $E_{i\perp}$ ларнинг фазалари бир хил (ишораси бир хил) $E_{r\parallel}$ ва $E_{i\parallel}$ ларнинг фазалари қарама-қарши (ишораси қарама-қарши)

Шундай қилиб, тушиш бурчаклари кичкина ($\varphi + \psi \angle \pi/2$) бўлганда қайтган тўлқин электр векторининг иккала компонентасининг фазаси $n_2 > n_1$ бўлган ҳолда тушувчи тўлқин фазасига қарама-қарши бўлиб, $n_2 < n_1$ бўлган ҳолда тушувчи тўлқин фазаси билан бир хил бўлади. Жумладан, тўлқин нормал тушган ҳолда ҳам мана шундай бўлади. Оптик жиҳатдан зичлиги каттароқ ($n > 1$) муҳитдан қайтишда ярим тўлқин йўқотишдек бундай ҳодисани биз интерференциянинг турли ҳолларини ўрганишда кўпдан кўп эслатиб ўтганмиз. Юқорида берилган формулаларда электр векторига тегишли мумкин бўлган ҳамма ҳолларни анализ қилиш мумкин. Магнит векторининг фазалари характери ҳам шунга ўхшаш кўриб чиқилиши мумкин.

Бўлиниш чегараси сиртининг бирлик юзига вақт бирлиги ичида тушадиган ёруғликнинг I_i энергияси Умов — Пойнтинг векторининг муҳитлар чегарасига ўтказилган нормалдаги проекциясидир. Энергиянинг $2\pi/\omega$ давр ичидаги ўртача қийматини ҳисоблаб, I_i қуйидагига тенг эканини топамиз:

$$I_i = \frac{cn_1}{8\pi}\left(E_{i\perp}^2 + E_{i\parallel}^2\right)\cos\varphi.$$

Қайтган ва синган тўлқинларнинг сиртнинг бирлик юзидан вақт бирлиги ичида чиқиб кетадиган энергияси мос равишда

$$I_r = \frac{cn_1}{8\pi}\left(E_{r\perp}^2 + E_{r\parallel}^2\right)\cos\varphi, \quad I_d = \frac{cn_2}{8\pi}\left(E_{d\perp}^2 + E_{d\parallel}^2\right)\cos\psi$$

муносабатлар орқали ифодаланади. Демак, қайтган оқимнинг тушаётган оқимга нисбати қайтишнинг $r_\perp$ ва $r_\parallel$ амплитуда коэффициентларининг квадратлари орқали аниқланади:

$$r_\perp^2 = \left[\frac{\sin(\varphi-\psi)}{\sin(\varphi+\psi)}\right]^2, \quad r_\parallel^2 = \left[\frac{\operatorname{tg}(\varphi-\psi)}{\operatorname{tg}(\varphi+\psi)}\right]^2 \qquad (135.12)$$

Ёруғлик нормал тушган ($\varphi = \psi = 0$) ҳолда (135.8) ва (135.10) формулалардан ноаниқликларни очиб, $r_\perp$ ва $r_\parallel$ ларни топамиз:

$$r_\perp = r_\parallel = \frac{n-1}{n+1} = \frac{n_2-n_1}{n_2+n_1} \qquad (135.13)$$

Ёруғлик нормал тушганда $r_\perp$ ва $r_\parallel$ қайтиш коэффициентларининг тенг бўлиши жуда равшандир, чунки бу ҳолда $E_{r\perp}$ ҳам $E_{r\parallel}$ ҳам бўлиниш чегарасига параллел бўлиб, физик жиҳатдан аҳамияти бир хил. $r_\perp$ ва $r_\parallel$ ларнинг ишораси аввалгича қайтган ва тушаётган тўлқинлар фазалари орасидаги муносабатни ифодалайди.

$n = 1{,}5$ бўлганда (шиша — ҳаво)

$$r_\perp^2 = r_\parallel^2 = 1/25 = 4\%.$$

Ёруғлик нормал йўналишга жуда яқин бўлган йўналишда тушган ҳолда ҳам унинг кўп сиртлардан қайтиши оқибатида ёруғлик интенсивлиги сезиларли даражада камайиб қолиши мумкин; мураккаб оптик системалар қуришда бу ҳолни эътиборга олишга тўғри келади. Ёруғликнинг бундай исроф бўлишининг олдини олиш чораларидан бири айрим сиртларни Канада бальзами билан елимлашдир; Канада бальзами—шиша чегарасининг нисбий синдириш кўрсаткичи бирга яқин, шунинг учун ёпиштирилган сирт юзида ёруғлик амалда қайтмайди.

Шишанинг эркин сиртида ёруғликнинг қайтишини кўп камайтиришга имкон берадиган метод ишлаб чиқилди (*оптиканинг ёришуви*). Химиявий ишлов бериш йўли билан ёки бошқа модда ялатиш йўли билан шишада сирт қатлами ҳосил қилинади, бу қатламнинг синдириш кўрсаткичи ва қалинлиги шундай танлаб олинадики, бу қатламнинг юқориги ва пастки чегараларидан қайтган нурлар интерференция туфайли бир-бирини сўндирадиган бўлсин (қ. 192-машқ). Қатламнинг константаларини (параметрларини) яхшилаб танлаганда ёруғликнинг қайтишини жуда кўп сусайтириш мумкин. Кўп оптик қисмлардан иборат бўлган, яъни қайтарувчи сиртлари кўп бўлган асбоблар қуришда бу ҳол жуда муҳимдир. Баъзи асбобларда, масалан, перископларда шиша мана шундай

ишланганда ёруғликнинг қайтишига кетадиган исрофлар бир неча марта камаяди.

$\varphi + \psi = \pi/2$ ва $\operatorname{tg}(\varphi + \psi) \to \infty$ бўладиган ҳол айниқса диққатга сазовордир. Тушиш бурчаги

$$\varphi_Б = \operatorname{arctg}\frac{n_2}{n_1} = \operatorname{arctg} n \qquad (135.14)$$

бўлганда юқоридаги шарт бажарилишини кўрсатиш қийин эмас. Тажрибада бундай шартга ҳамма вақт риоя қилиш мумкин. Масалан, синдириш кўрсаткичи $n = 1{,}5$ бўлган шиша учун $\varphi_Б = 56°19'$, сув учун ($n = 1{,}33$) $\varphi_Б = 53°4'$ эканини топамиз (иккала ҳолда ҳам биринчи муҳит ҳаво бўлган, $n_1 = 1$). Тушиш бурчаги $\varphi = \varphi_Б$ бўлганда $E_{r\parallel}$ нинг $r_\parallel$ қайтариш коэффициенти нолга тенг, $r_\perp$ эса

$$r_\perp = -\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}$$

формула орқали ифодаланади (қ. 186-машқ). Шундай қилиб, $\varphi = \varphi_Б$ бўлганда қайтган ёруғлик тушиш текислигига перпендикуляр бўлган текисликда чизиқли қутбланган бўлади. $\varphi = \varphi_Б$ бўлганда $r_\parallel$ қайтариш коэффициентининг нолга айланиши *Брюстер қонуни* дейилади, $\varphi_Б$ бурчак эса *Брюстер бурчаги* дейилади. Брюстер қонуни ва унинг қутбланган ёруғлик ҳосил қилишда қўлланилиши 136-§ да батафсил ўрганилади.

Агар $\varphi \to \pi/2$ (сирпаниб тушиш) бўлса, у ҳолда

$$r_\parallel^2 = r_\perp^2 = 1$$

бўлади, яъни ёруғлик тўла қайтади. Дарё соҳиллари, фонарлар, ботиб бораётган Қуёш ва шу каби буюмларнинг тинч турган сувдаги тасвири равшан бўлиши ўшанга боғлиқ.

$n = 1{,}52$ бўлган ҳолда $r_\perp^2$ ва $r_\parallel^2$ ларнинг φ тушиш бурчагига боғланиш графиклари (I ва II эгри чизиқлар) 23.2-расмда кўрсатилган, бунга мос Брюстер бурчаги $56°40'$ га тенг. II эгри чизиқ қутбланмаган ёруғликнинг қайтиш коэффициентига тегишли. Бу ҳолда

$$E_{r\parallel}^2 = E_{r\perp}^2 \text{ ва}$$

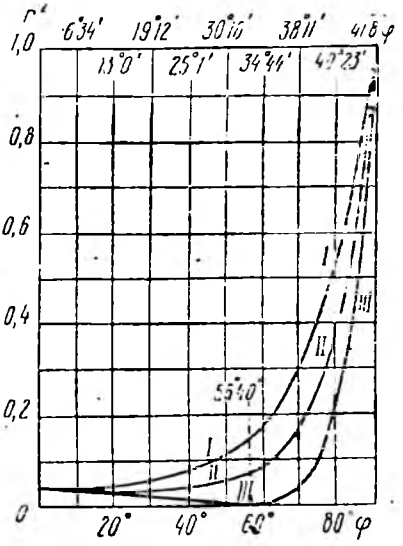
$$I_r = \tfrac{1}{2}(r_\parallel^2 + r_\perp^2) I_i,$$

яъни қайтиш коэффициенти $r_\perp^2$ ва $r_\parallel^2$ ларнинг ўрта арифметик қийматига тенг.

Агар нурни тескари йўналишда, яъни шишадан ҳавога қаратиб юборсак, у ҳолда φ ва ψ бурчакларнинг ўринлари алмашади ва (135.12) муносабатлардан кўриниб турганидек, $r_\parallel^2$ ва $r_\perp^2$ ларнинг қийматлари ўзгармайди. Шунинг учун 23.2-расмдаги графиклар

$n = 1/1{,}52$ бўлган ҳолдаги қайтишга ҳам тегишли (тегишли тушиш бурчаклари диаграмманинг устида кўрсатиб қўйилган).

Нисбий синдириш кўрсаткичи ортганда 23.2-расмдаги графиклар сифат томондан қандай ўзгаришини қайд қилиб ўтамиз. Графикларнинг $\varphi = 0$ га мос келувчи бошланғич нуқтаси (135.13) га асосан юқорига кўчади; $r_{\perp}^2$ нинг графиги монотонлигича қолади. Брюстер бурчаги ортади, $r_{\parallel}^2$ нинг графиги тобора чуқур минимумга эга бўлади ва $\varphi \to \pi/2$ да бирга кескин яқинлашади. Синдириш кўрсаткичининг қиймати етарлича катта бўлганда $r^2 = \frac{1}{2}(r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2)$ ҳам монотон бўлмаган равишда ўзгариб, тушиш бурчаги кичкина бўлганда камаяди ва $\varphi > \varphi_Б$ бўлганда ортади.



23.2- расм. Ёруғликнинг қайтиш коэффициенти r^2 тушиш бурчагининг функцияси сифатида тасвирланиши ($n = 1{,}52$). I — $r_{\perp}^2$ га тегишли график; II — табиий ёруғликка тегишли график; III — $r_{\parallel}^2$ га тегишли график.

Айтиб ўтилган чизиқлар (ёки тегишли формулалар) орқали тасвирланган муносабатлар тажрибада кўп марта текшириб кўрилган ва тажрибада яхшигина тасдиқланган. Буларни тажрибада ҳар хил йўналишда тарқаладиган ёруғлик интенсивлигини тадқиқ этишга имкон берадиган ҳар қандай асбобда (гониометрга қўшилган фотометрда) синаб кўриш мумкин. Бунда одатда $\perp$ ва $\parallel$ компоненталар алоҳида-алоҳида текширилади, шунинг учун ё поляризацион фотометр ёки қутбловчи қўшимча призмаси бор асбоб ишлатилади.

Френель формулаларининг тажрибада тасдиқланиши ёруғликнинг электромагнитик назарияси фойдасига хизмат қиладиган салмоқли далилдир. Масаланинг моҳиятига берилиб кетмасдан, шуни қайд қиламизки, эластик эфир назарияси тасаввурларида ёруғликнинг қайтиши тўғрисидаги масаланинг тўла-тўкис ечилиши бартараф қилиб бўлмайдиган қийинчиликларга дуч келади. Гарчи Френель ўз формулаларини эластик тўлқиннинг икки муҳит чегарасидан ўтишини кўриб чиқишда топган бўлса-да, унинг хулосаси ички зиддиятларга эга бўлиб, ишонтирарли эмас. Юқорида кўрсатиб ўтилганидек, электромагнитик назария эса электр ва магнит кучланганликлари векторларининг чегаравий шартларини анализ

қилишга асосланган оддий ва чиройли усулни кўрсатиб беради. Френель формулаларига қарама-қарши ўлароқ, қайтишнинг геометрик қонунлари ҳар қандай табиатли тўлқинлар учун ҳам тўғри бўлади ва шунинг учун ёруғликнинг эластик ва электромагнитик назарияларидан қайси бири афзал эканини айтиб беролмайди.

136-§. Икки диэлектрик чегараси орқали ўтишда ёруғликнинг қутбланиши. Брюстер қонунининг аёний тасвири

Кўриб турганимиздек, Френель формулалари қайтган ва ўтаётган ёруғликдаги $E_\perp$ ва $E_\parallel$ компоненталардан ҳар бирининг амплитудасини ҳисоблаб топишга имкон беради ва шунинг учун бу формулалардан фойдаланиб қайтган ва синган ёруғликнинг қутбланиш даражаси тўғрисидаги масалани тўлиқ ечиш мумкин. Бизга тажрибадан маълум бўлган ва XVI бобда тавсифланган ҳамма қонунлар Френель формулаларининг ичида бор. Шундай қилиб, электромагнитик назария Малюснинг улуғ кашфиёти сабабини кўрсатиб беради.

Агар ёруғлик табиий ёруғлик бўлса, у ҳолда $\overline{E_\parallel^2} = \overline{E_\perp^2}$ бўлади, яъни кузатиш вақтига нисбатан қисқа бўлган, бироқ атом ичида юз берадиган процессларнинг давом этиш вақтидан узун бўлган вақт ичида электр майдони кучланганлигининг тушиш текислигида ётган ва унга перпендикуляр бўлган компоненталарининг квадратлари ўрта ҳисобда бир-бирига тенг бўлади.

Бироқ қайтган ёруғликда

$$\overline{E_{r\parallel}^2} \neq \overline{E_{r\perp}^2}. \qquad (136.1)$$

Шунинг учун қайтган ёруғлик бирмунча қутбланган бўлади. $\overline{E_{r\perp}^2} \leqslant \overline{E_{r\parallel}^2}$ бўлгани учун тушиш текислигига перпендикуляр бўлган электр векторининг амплитудаси ортиқ бўлади.

Қутбланиш даражасининг ўлчови сифатида

$$\Delta = \frac{I_\perp - I_\parallel}{I_\perp + I_\parallel} 100\,\%$$

нисбатни олиш табиийдир, бу ерда $I_\perp$ ва $I_\parallel$ лар $E_\perp$ ва $E_\parallel$ компоненталарга тегишли интенсивликлар. Δ миқдор *қутбланиш даражаси* деб айтилади. Δ ни процент ҳисобида ифодалаш учун 100 кўпайтувчи киргизилган. Шундай қилиб, $I_\perp = I_\parallel$ (табиий ёруғлик) бўлганда қутбланиш даражаси нолга тенг; агар электр векторининг компоненталаридан биттаси нолга айланса, қутбланиш 100 % га етади. Δ нинг биз берган мана шу таърифида $\Delta = 100\%$ тенглик электр вектори тебранишларининг йўналиши тушиш текислигига перпендикуляр бўлган ҳолдаги тўлиқ қутбланишни билдиради; $\Delta = -100\%$ тенглик эса электр векторининг тебранишлари тушиш текислигида бўлган ҳолдаги тўлиқ қутбланишни билдиради.

Агар $\varphi + \psi = \pi/2$ бўлса, у ҳолда $I_{r\perp} = 0$, $I_{r\parallel} \neq 0$ ва $\Delta = 100\%$ бўлади, яъни қайтган ёруғлик тўлиқ қутбланган, бунда электр вектори тушиш текислигига перпендикуляр (Брюстер қонуни). φ тушиш бурчагининг ҳеч бир қийматида $t_\perp$, $t_\parallel$ ўтказиш коэффициентлари нолга айланмайди, яъни ўтаётган ёруғликнинг тўлиқ қутбланиши мумкин эмас. Бироқ ҳамиша $E^2_{d\parallel} \geqslant E^2_{d\perp}$, яъни $I_{d\parallel} \geqslant I_{d\perp}$ ва $\Delta \leqslant 0$. Бу эса ёруғликнинг қисман қутбланганлигини ва тебранишлар асосан тушиш текислигида юз бераётганлигини билдиради.

Ёруғлик Брюстер бурчаги ҳосил қилиб тушганда қуйидаги тенгликлар тўғри келишини кўриш осон (қ. 187-машқ):

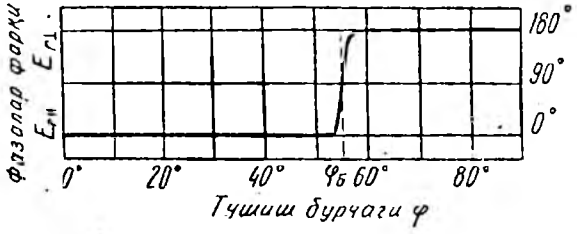
$$\frac{E_{d\perp}}{E_{d\parallel}} = \frac{2n}{1+n^2}, \quad \frac{I_{d\perp}}{I_{d\parallel}} = \frac{4n^2}{(1+n^2)^2},$$

$$\Delta = \frac{4n^2 - (n^2+1)^2}{4n^2 + (n^2+1)^2} = -\frac{(n^2-1)^2}{4n^2 + (n^2+1)^2}. \qquad (136.2)$$

$n = 1{,}5$ бўлганда (ҳаво — шиша) тахминан $\Delta = -8\%$ бўлади, яъни ўтаётган ёруғлик қисман (8%) қутбланган. Агар ёруғлик ясси-параллел пластинка ичига кирса, у ҳолда ёруғлик иккинчи сиртда Брюстер бурчаги ҳосил қилиб синади ва пластинка орқали ўтган ёруғликнинг қутбланиш даражаси яна тахминан 8% ортади. Агар бир неча пластинка бирин-кетин қўйилса (*Столетов стопаси*), у ҳолда стопадаги пластинкалар кўпайган сари ўтаётган ёруғликнинг қутбланиши тез ортади ва буни Френель формулалари воситасида ҳисоблаб чиқариш мумкин (қ. 189-машқ).

Френель формулаларидан шундай хулоса келиб чиқадики (қ. 478-бетдаги жадвал), тушиш бурчаги Брюстер бурчагидан кичик ($\varphi + \psi < \pi/2$) бўлганда $E_{r\parallel}$ ва $E_{r\perp}$ ларнинг фазалари бир хил, $\varphi + \psi > \pi/2$ бўлганда эса уларнинг фазалари қарама-қарши бўлади. Тушиш бурчаги Брюстер бурчагига тенг бўлганда $E_{r\parallel}$ нинг фазаси сакраб 180° га ўзгариши керак (23.3-расм). Ундан ташқари, ёруғлик Брюстер бурчаги остида тушганда қайтган ёруғликда тебранишлар тушиш текислигига перпендикуляр бўлиши керак, чунки $E_{r\parallel} = 0$. Бироқ кузатишлар бу фикрнинг унча тўғри эмаслигини кўрсатади.

Махсус ўтказилган тажрибаларнинг кўрсатишича, Брюстер қонуни унча аниқ бажарилмайди, масалан, қутбланган ёруғлик Брюстер бурчагига яқин бурчак ҳосил қилиб қайтганда ясси қутбланган ёруғлик эмас, балки *эллиптик қутбланган* ёруғлик ҳосил бўлади. Демак, $E_{r\parallel}$ ва $E_{r\perp}$ компоненталар орасида 0 ва 180° дан фарқ қиладиган фазалар фарқи бор, яъни Брюстер бурчаги орқали ўтилганда $E_{r\parallel}$ нинг фазаси анча тез бўлса-да, лекин сакрамасдан муттасил ўзгаради. Фазанинг сакраб ўзгариши 23.3-расмда пунк-

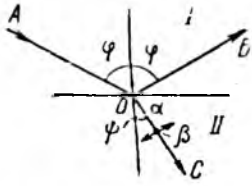


23.3- расм. $\varphi_Б$ Брюстер бурчаги яқинида Френель формулаларидан четга чиқиш.

тир чизиқ билан кўрсатилган; яхлит чизиқ фазанинг ҳақиқатда кўринадиган ўзгаришини ифодалайди. Бундай натижалар чиқишига икки муҳитнинг бўлиниш сиртида ўтиш қатлами борлиги сабабчидир, бу қатламда ε_1 (демак, n_1 ҳам) ε_2 га (n_2 га) сакрамасдан узлуксиз ўзгариш билан тез ўтади.

Брюстер қонунининг физик мазмуни. Френель формулаларини чиқаришда ва уларнинг маъносини тушунтиришда биз модданинг атом ёки молекулалари чиқарадиган иккиламчи тўлқинлар тўғрисидаги тасаввурларга таянмасдан электромагнитик майдонга тегишли чегаравий шартлардан фойдаланган эдик. Ўша тасаввурлардан фойдалансак, биз бу формулаларга физик жиҳатдан жуда аниқ маъно бағишлаган бўлар эдик. Буни биз Брюстер қонунининг физик мазмунини талқин этиш мисолида кўрсатамиз.

Тушаётган тўлқин II муҳитда электронларни тебранма ҳаракатга келтиради (23.4-расм), бу тебранишлар иккиламчи тўлқинлар манбаи бўлиб қолади; ана шу тўлқинлар қайтган ёруғликни ҳосил қилади. Тебранишлар йўналиши ёруғлик тўлқини* электр векторининг йўналиши билан бир хил бўлади; яъни II муҳитда бу йўналиш OC га перпендикуляр бўлади. Биз бу тебранишни бири (α си) AOC текисликда ётадиган ва иккинчиси (β си) унга перпендикуляр бўлган икки тебранишнинг йиғиндиси деб тасаввур этишимиз мумкин. Бошқача айтганда, биз молекуладаги электронларнинг тебранишини ўқлари мос равишда α ва β бўйлаб йўналган икки элементар нурлантиргичлар тебранишларининг суперпозицияси сифатида тасвирлаймиз.



23.4- расм. Брюстер қонунининг физик маъносини тушунтиришга оид.

Энди ёруғлик Брюстер бурчагига тенг бурчак ҳосил қилиб тушяпти, яъни $\varphi + \psi = {}^1/_2\pi$ деб фараз этайлик. Бунда, равшанки, $OB \perp OC$. Бинобарин, $OB \parallel \alpha$. Бироқ тебранаётган электр заряди ўзи

*Соддалик учун биз молекулаларни изотроп деб ҳисоблаймиз.

ҳаракат қилаётган йўналиш бўйлаб электромагнитик тўлқинлар чиқармайди. Шунинг учун ўқи α бўйлаб йўналган нурлаткич OB бўйлаб нур чиқармайди. Шундай қилиб, OB йўналишда ўқи β бўйлаб йўналган нурлаткич юборадиган ёруғлик тарқалади; бу нурлаткичнинг тебранишлар йўналиши OB га перпендикуляр, яъни чизма текислигига перпендикулярдир. Бошқача айтганда, қайтган ёруғлик тўлиқ қутбланган ва ундаги электр майдони кучланганлиги векторининг тебраниши тушиш текислигига перпендикулярдир (Брюст р қонуни).

Агар тушиш бурчаги Брюстер бурчагидан фарқ қилса, у ҳолда OB бўйлаб тарқала оладиган тўлқинда β компонента билан бирга α компонента ҳам бўлар экан; α йўналиш билан қайтган тўлқин йўналиши орасидаги бурчак қанча катта бўлса, α компонентанинг улуши шунча кўпроқ бўлади. Шундай қилиб, қайтган тўлқин қисман қутбланган бўлади ва тушиш бурчаги Брюстер бурчагига яқинлашган сари қутбланиш даражаси ортади.

Тажрибанинг кўрсатишича ва биз айтганча, Брюстер қонуни унча аниқ бажарилмайди. Эҳтимол, қонундан фарқ қилишнинг сабабларидан бири биз молекулаларни изотроп деб ҳисоблаганимиз бўлгандир, чунки ҳамма вақт ҳам молекулалар изотроп бўлавермайди. Айтгандек, Брюстер қонунидан фарқ қилиш сабаблари шу чоққача ҳам унча яхши аниқланган эмас.

XXIV боб

ТЎЛА ИЧКИ ҚАЙТИШ*

137-§. Тўла ички қайтиш ҳодисаси

Тажрибада топилиб, назариядан келиб чиқадиган синиш қонунига асосан, $\sin\psi = \sin\varphi/n$. Агар $n < 1$ бўлса, у ҳолда бу муносабатга асосан, φ тушиш бурчагининг шундай қиймати бўлиши мумкинки, бунда $\sin\psi > 1$ бўлади, бунинг эса маъноси йўқ, чунки бундай формула ҳеч қандай реал тушиш бурчагини аниқламайди. Бундай ҳол φ бурчакнинг $\sin\varphi > n$ шартни қаноатлантирадиган ҳамма қийматларида юз беради; $\sin\varphi > n$ шарт $n < 1$ бўлган ҳолда, яъни ёруғлик кўпроқ синдирувчи муҳитдан камроқ синдирувчи муҳитга (масалан, шишадан ҳавога) ўтганда бўлиши мумкин. $\sin\varphi = n$ шартга мос келувчи φ бурчак *критик бурчак* ёки *лимит бурчак* деб аталади. Маълумки, бундай шароитларда биз синган тўлқинни кўрмаймиз, бутун ёруғлик эса биринчи муҳитга тўла қайтади, шунга мувофиқ равишда бу ҳодиса *тўла ички қайтиш* ҳодисаси деб аталади.

*Бу бобда кўпчилик қоидалар исботланмасдан баён этилади, чунки бунга тегишли материал умумий физика курсига кирмайди. Буларни баён этишдан мақсад улар тўғрисида фақат умумий тасаввур беришдир.

Бу шароитда ψ бурчак маънога эга бўлмагани учун бу ҳолда биз Френелнинг юқорида кўрсатилган шаклдаги формулаларига маъно беролмаймиз, чунки бу формулаларда ψ бурчак бевосита қатнашади. Бироқ биз бу формулаларни ўзгартира оламиз, унинг учун уларга n ни киритамиз. $\sin(\varphi+\psi)$, $\sin(\varphi-\psi)$ ва бошқа ифодаларни очиб чиқиб, $\sin\psi$ ни $\sin\varphi/n$ билан, $\cos\psi$ ни $\pm\sqrt{1-\sin^2\varphi/n^2}$ билан алмаштирамиз. Биз текшираётган ҳолда $\sin\varphi/n$ ифода 1 дан катта, демак, $\sin^2\varphi/n^2>1$, яъни $\cos\psi$ мавҳум бўлиб қолади:

$$\cos\psi=\pm i\sqrt{\frac{\sin^2\varphi}{n^2}-1}. \qquad (137.1)$$

Анализнинг кўрсатишича, плюс ишорага қайтарувчи сиртдан узоқлашган сари амплитуданинг чексиз ортиб бориши мос келади, бундай бўлиши физик жиҳатдан мумкин эмас; шунинг учун бундан буён $\cos\psi$ нинг қуйидаги қийматини олиб қоламиз:

$$\cos\psi=-i\sqrt{\frac{\sin^2\varphi}{n^2}-1}. \qquad (137.2)$$

Тегишли ҳисобларни бажариб, биз E_r ва E_d ни E_l, φ ва n орқали ифодалаймиз, бироқ топилган бу ифодалар ҳақиқий эмас, балки комплекс бўлади. Қайтган ва синган тўлқинлар амплитудаларининг комплекс ифодалари жуда содда маънога эга: комплекс амплитуданинг аргументи тебраниш фазасининг силжишини билдиради (қ. 193-машқ ва 4-§). Шундай қилиб, қайтган ва синган тўлқинлар амплитудаларининг ифодасида комплекс катталиклар пайдо бўлиши бу тўлқинларнинг тушувчи тўлқиндан амплитудалари жиҳатидангина эмас, балки фазалари жиҳатидан ҳам фарқ қилишини билдиради. Қайтган ва синган тўлқинларни алоҳида-алоҳида кўриб чиқамиз.

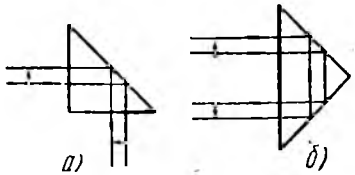
138-§. Қайтган тўлқинни тадқиқ этиш. Эллиптик қутбланиш

Қайтган тўлқинга тегишли муносабатларни тадқиқ этишдан қуйидаги хулосаларни чиқардик.

а. $|E_{r\perp}|^2=|E_{l\perp}|^2$ ва $|E_{l\parallel}|^2=|E_{r\parallel}|^2$ (қ. 196-машқ), демак $|E_{l\perp}|^2+|E_{l\parallel}|^2=|E_{r\perp}|^2+|E_{r\parallel}|^2$, яъни қайтган ёруғликнинг интенсивлиги* тушаётган ёруғликнинг интенсивлигига тенг. Қайтиш қонунига асосан, тушаётган ва қайтган дасталарнинг кесимлари бир-бирига тенг бўлгани учун топилган бу муносабат тушаётган бутун энергиянинг *тўла* қайтишини билдиради. Юқорида айтиб ўтганимиздек, шунинг учун бу ҳодиса *тўла ички қайтиш* деб аталган.

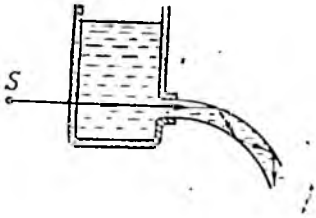
Бу ҳодиса жуда кўп усулда кузатилади ва намойиш қилиб кўрсатилади. Кўпгина оптик қурилмаларда кўп ишлатиладиган

*Майдонлар комплекс шаклда ёзилганда интенсивлик амплитуда модулининг квадратига пропорционал бўлади (қ. 4-§).



24.1- расм. Тўла ички қайтиш призмалари.

а – бурувчи призма, *б*—ағдарма призма.

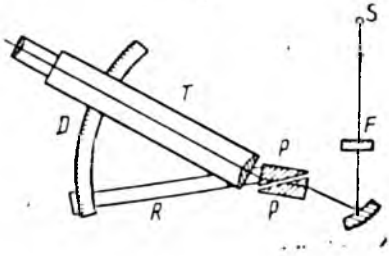


24.2- расм. Суюқлик жараёнида тўла ички қайтиш ҳодисаси.

тўла ички қайтиш призмаси (24.1-а расм) ёки тасвирни ағдарадиган ағдарма призма (24.1-б расм) бунга мисол бўла олади; ички қайтиш призмаси нурларни тўғри бурчак ҳосил қилиб буради.

24.2-расмда тасвирланган демонстрацион тажриба кўрган кишиларни жуда ҳайратга солади; бунинг сабаби ҳам тўла ички қайтиш ҳодисасидир. Ёруглик сув жараёни бўйлаб горизонтал йўналган параллел даста бўлиб тушиб турибди, сув эса идишнинг ён деворидаги тешик орқали эркин оқиб чиқиб турибди. Тўла ички қайтиш ҳодисаси туфайли ёруғлик сув жараёнининг ён сиртидан ташқарига чиқа олмай, сув жараёни бўйлаб боради; сув жараёни эса букилган ёруғлик ўтказгичга (светопроводга) ўхшаб қолади. Ҳақиқатда тасодифий чанг зарралари ва пуфакчаларда сочилиш туфайли ёруғликнинг бир қисми жараённинг ён сиртидан ўтади ва шунинг учун жараён қоронғи қилинган аудиторияда кўринади. Агар сув ўрнида флуоресценцияловчи эритма оқиб турса, жараён янада ёруғроқ бўлади (флуоресценция ёруғлиги ҳамма йўналишда тарқалиб ва критик бурчакдан кичик бурчакларда тўла ички қайтмасдан қисман жараёндан ташқарига чиқади).

Синдириш кўрсаткичини тез ва осон аниқлашга имкон берадиган асбобнинг (Аббе—Пульфрих рефрактометрининг) тузилиши тўла ички қайтиш ҳодисасига асосланган; бу асбобнинг схемаси 24.3-расмда кўрсатилган. Синдириш кўрсаткичи маълум ва имкон бори-



24.3- расм. Аббе рефрактометрининг схемаси.

PP – синдириш кўрсаткичи катта бўлган шиша призмалар, булар орасига тадқиқ этиладиган суюқлик томчиси қўйилади; *S* манбадан келаётган ёруғлик дастаси *F* светофильтр орқали ўтиб, томчи — призма чегарасида тўла ички қайтади; *P* призма *R* ричаг билан бирга *T* труба атрофида айланади; трубанинг призмага нисбатан тутган вазияти *D* ёйдан аниқланади, бу ёй синдириш кўрсаткичининг қийматлари орқали даражалаб қўйилган.

ча катта бўлган шиша билан шиша юзига юпқа қилиб ялатиладиган суюқлик қатлами орасидаги чегарада тўла ички қайтиш ҳодисаси юз беради. Асбобнинг ёруғ чегарани визирлашда трубанинг призмага нисбатан вазиятини аниқловчи шкаласига одатда синдириш кўрсаткичининг қийматлари бевосита ёзиб қўйилади; ёруғ чегара тўла ички қайтиш ҳодисасининг бошланишини кўрсатади. Бундай рефрактометр билан ишлаганда синдириш кўрсаткичи 0,1% дан ортиқ бўлмаган хато билан топилади.

б. $E_{r\perp}$ ва $E_{r\parallel}$ компоненталарнинг фазалари $E_{i\perp}$ ва $E_{i\parallel}$ ларга нисбатан ўзгаради, бу ўзгаришларни мос равишда $\delta_\perp$ ва $\delta_\parallel$ билан белгилаймиз; шуниси борки, $\delta_\perp$ ўзгариш $\delta_\parallel$ дан фарқ қилади, шунинг учун

$$\operatorname{tg}{}^1\!/_2(\delta_\parallel - \delta_\perp) = \frac{\cos\varphi\sqrt{\sin^2\varphi - n^2}}{\sin^2\varphi} \qquad (138.1)$$

(қ. 197-машқ).

Шундай қилиб, агар тушувчи тўлқинда $E_{i\perp}$ билан $E_{i\parallel}$ нинг фазалари бир хил бўлса, қайтган ёруғликда ўзаро перпендикуляр бўлган $E_{r\perp}$ ва $E_{r\parallel}$ компоненталар орасида φ ва n га боғлиқ бўлган фазалар силжиши пайдо бўлади. Бинобарин, тўла ички қайтиш ҳодисаси, худди ёруғликнинг кристалл пластинка орқали ўтишидагидек, *эллиптик қутбланган* ёруғлик олишга имкон беради. Равшанки, тўла ички қайтишда ёруғликни эллиптик қутблантириш учун тушаётган ёруғлик дастаси табиий ёруғлик бўлмай, қутбланган бўлиши, масалан, чизиқли қутбланган бўлиши керак (қ. 109-§).

(138.1) формуладан кўринишича, $\sin\varphi = n$ бўлса, яъни параллел даста роса критик бурчак ҳосил қилиб тушганда тўла ички қайтса, у ҳолда

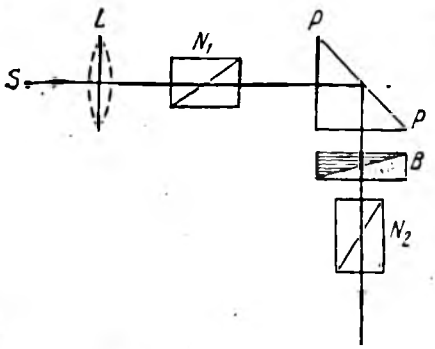
$$\operatorname{tg}{}^1\!/_2(\delta_\parallel - \delta_\perp) = 0$$

бўлади, яъни фазалар силжиши нолга тенг бўлиб, чизиқли қутбланган ёруғлик чизиқли қутбланганича қолиб, эллиптик қутбланган ёруғликка айланмайди.

Чизиқли қутбланган тўлқиннинг тўла ички қайтиш ҳодисасидаги эллиптик қутбланишини одатдаги методлар воситасида тадқиқ этиш мумкин. Бу тажрибанинг схемаси 24.4-расмда кўрсатилган. N_1 қутбловчининг текислиги ёруғликнинг PP ёққа тушиш текислиги билан бирор бурчак ҳосил қилиши керак, албатта.

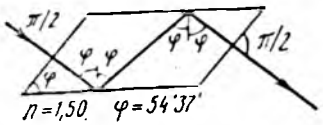
Шиша ($n = 1{,}5$) ишлатилганда φ нинг шундай қийматларини танлаб олиш мумкинки, бунда фазалар силжиши 45° га тенг бўладиган бўлсин, масалан, $\varphi = 48°37'$ ёки $\varphi = 54°37'$ бўлганда фазалар силжиши

$$\delta_\parallel - \delta_\perp = 45°.$$



24.4- расм. Тўла ички қайтиш ҳодисасида ёруғликнинг эллиптик қутбланишини кузатиш.

S — ёруғлик манбаи; L — системага тушаётган дастани параллел даста қиладиган линза; N_1 — қутбловчи (поляризатор); P — тўла ички қайтиш призмаси; B — Бабине компенсатори; N_2 — анализатор.



24.5- расм. Френель параллелепипеди.

Бу бурчак остида шишада икки марта тўла ички қайтиш юз берганда фаза $^1/_2\,\pi$ қадар ўзгаради, яъни бу ҳол чорак тўлқинли пластинка каби таъсир кўрсатади.

Френель синдириш кўрсаткичи тегишлича танлаб олинган шишадан ана шундай ишлайдиган, яъни икки марта тўла ички қайтарадиган параллелепипед ясаган (24.5- расм).

Агар $E_{i\parallel} = E_{i\perp}$ бўлса, у ҳолда тўла ички қайтиш ҳодисасида $|E_{r\perp}| = |E_{r\parallel}|$ бўлади; $\delta_\parallel - \delta_\perp = {}^1/_2\,\pi$ бўлгани учун ёруғлик доиравий қутбланади. Равшанки, бу мақсадда Френелнинг параллелепипедига чизиқли қутбланган ёруғликни шундай йўналтириш керакки, бунда қутбланиш текислиги тушиш текислиги билан 45°бурчак ҳосил қиладиган бўлсин.

Френель параллелепипеди шаклида ишланган чорак тўлқинли пластинка, албатта, тегишли кристалл пластинкаларга қараганда ишлатишга ноқулайроқдир. Бироқ Френель параллелепипеди шу жиҳатдан устун турадики, унинг берадиган фазалар фарқи тўлқин узунликка слюдадан ясалган чорак тўлқинли одатдаги пластинкалар ҳолидагидан камроқ боғлиқ бўлади. Бу мақсадда параллелепипедни дисперсияси жуда оз бўлган шишадан (енгил крондан) ясаш керак, бунинг синдириш кўрсаткичи λ га жуда оз боғлиқ.

139-§. Синган тўлқинни тадқиқ этиш

Синган тўлқинда масала анча мураккабдир. Олдин кўриб ўтганимиздек, бу ҳолда синиш қонуни синган тўлқиннинг тарқалиш йўналиши тўғрисидаги саволга жавоб беролмайди, шунинг учун одатдаги маънодаги синган тўлқин тўғрисида гапириб бўлмайди. Бироқ тўлқиннинг электр ва магнит майдонлари муҳитларнинг ажралиш чегарасида узилмайди, балки иккинчи муҳитда ҳам мавжуд бўлади.

ча катта бўлган шиша билан шиша юзига юпқа қилиб ялатиладиган суюқлик қатлами орасидаги чегарада тўла ички қайтиш ҳодисаси юз беради. Асбобнинг ёруғ чегарани визирлашда трубанинг призмага нисбатан вазиятини аниқловчи шкаласига одатда синдириш кўрсаткичининг қийматлари бевосита ёзиб қўйилади; ёруғ чегара тўла ички қайтиш ҳодисасининг бошланишини кўрсатади. Бундай рефрактометр билан ишлаганда синдириш кўрсаткичи 0,1% дан ортиқ бўлмаган хато билан топилади.

б. $E_{r\perp}$ ва $E_{r\parallel}$ компоненталарнинг фазалари $E_{i\perp}$ ва $E_{i\parallel}$ ларга нисбатан ўзгаради, бу ўзгаришларни мос равишда $\delta_\perp$ ва $\delta_\parallel$ билан белгилаймиз; шуниси борки, $\delta_\perp$ ўзгариш $\delta_\parallel$ дан фарқ қилади, шунинг учун

$$\operatorname{tg}\tfrac{1}{2}(\delta_\parallel - \delta_\perp) = \frac{\cos\varphi\sqrt{\sin^2\varphi - n^2}}{\sin^2\varphi} \qquad (138.1)$$

(қ. 197-машқ).

Шундай қилиб, агар тушувчи тўлқинда $E_{i\perp}$ билан $E_{i\parallel}$ нинг фазалари бир хил бўлса, қайтган ёруғликда ўзаро перпендикуляр бўлган $E_{r\perp}$ ва $E_{r\parallel}$ компоненталар орасида φ ва n га боғлиқ бўлган фазалар силжиши пайдо бўлади. Бинобарин, тўла ички қайтиш ҳодисаси, худди ёруғликнинг кристалл пластинка орқали ўтишидагидек, *эллиптик қутбланган* ёруғлик олишга имкон беради. Равшанки, тўла ички қайтишда ёруғликни эллиптик қутблантириш учун тушаётган ёруғлик дастаси табиий ёруғлик бўлмай, қутбланган бўлиши, масалан, чизиқли қутбланган бўлиши керак (қ. 109-§).

(138.1) формуладан кўринишича, $\sin\varphi = n$ бўлса, яъни параллел даста роса критик бурчак ҳосил қилиб тушганда тўла ички қайтса, у ҳолда

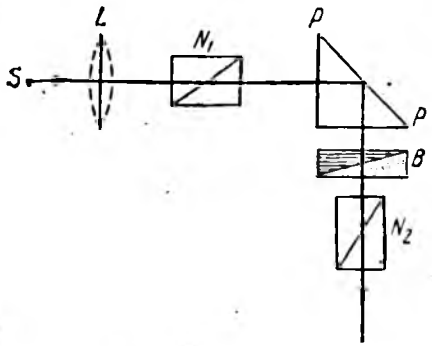
$$\operatorname{tg}\tfrac{1}{2}(\delta_\parallel - \delta_\perp) = 0$$

бўлади, яъни фазалар силжиши нолга тенг бўлиб, чизиқли қутбланган ёруғлик чизиқли қутбланганича қолиб, эллиптик қутбланган ёруғликка айланмайди.

Чизиқли қутбланган тўлқиннинг тўла ички қайтиш ҳодисасидаги эллиптик қутбланишини одатдаги методлар воситасида тадқиқ этиш мумкин. Бу тажрибанинг схемаси 24.4-расмда кўрсатилган. N_1 қутбловчининг текислиги ёруғликнинг PP ёққа тушиш текислиги билан бирор бурчак ҳосил қилиши керак, албатта.

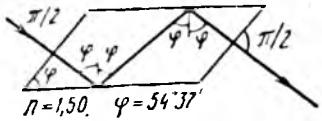
Шиша ($n = 1{,}5$) ишлатилганда φ нинг шундай қийматларини танлаб олиш мумкинки, бунда фазалар силжиши 45° га тенг бўладиган бўлсин, масалан, $\varphi = 48°37'$ ёки $\varphi = 54°37'$ бўлганда фазалар силжиши

$$\delta_\parallel - \delta_\perp = 45°.$$



24.4- расм. Тўла ички қайтиш ҳодисасида ёруғликнинг эллиптик қутбланишини кузатиш.

S — ёруғлик манбаи; *L* — системага тушаётган дастани параллел даста қиладиган линза; N_1 — қутбловчи (поляризатор); *P* — тўла ички қайтиш призмаси; *B* — Бабине компенсатори; N_2 — анализатор.



24.5- расм. Френель параллелепипеди.

Бу бурчак остида шишада икки марта тўла ички қайтиш юз берганда фаза $^1/_2\,\pi$ қадар ўзгаради, яъни бу ҳол чорак тўлқинли пластинка каби таъсир кўрсатади.

Френель синдириш кўрсаткичи тегишлича танлаб олинган шишадан ана шундай ишлайдиган, яъни икки марта тўла ички қайтарадиган параллелепипед ясаган (24.5- расм).

Агар $E_{i\parallel} = E_{i\perp}$ бўлса, у ҳолда тўла ички қайтиш ҳодисасида $|E_{r\perp}| = |E_{r\parallel}|$ бўлади; $\delta_\parallel - \delta_\perp = {}^1/_2\pi$ бўлгани учун ёруғлик доиравий қутбланади. Равшанки, бу мақсадда Френелнинг параллелепипедига чизиқли қутбланган ёруғликни шундай йўналтириш керакки, бунда қутбланиш текислиги тушиш текислиги билан 45°бурчак ҳосил қиладиган бўлсин.

Френель параллелепипеди шаклида ишланган чорак тўлқинли пластинка, албатта, тегишли кристалл пластинкаларга қараганда ишлатишга ноқулайроқдир. Бироқ Френель параллелепипеди шу жиҳатдан устун турадики, унинг берадиган фазалар фарқи тўлқин узунликка слюдадан ясалган чорак тўлқинли одатдаги пластинкалар ҳолидагидан камроқ боғлиқ бўлади. Бу мақсадда параллелепипедни дисперсияси жуда оз бўлган шишадан (енгил крондан) ясаш керак, бунинг синдириш кўрсаткичи λ га жуда оз боғлиқ.

139-§. Синган тўлқинни тадқиқ этиш

Синган тўлқинда масала анча мураккабдир. Олдин кўриб ўтганимиздек, бу ҳолда синиш қонуни синган тўлқиннинг тарқалиш йўналиши тўғрисидаги саволга жавоб беролмайди, шунинг учун одатдаги маънодаги синган тўлқин тўғрисида гапириб бўлмайди. Бироқ тўлқиннинг электр ва магнит майдонлари муҳитларнинг ажралиш чегарасида узилмайди, балки иккинчи муҳитда ҳам мавжуд бўлади.

Бу майдонларни тадқиқ этиш шуни кўрсатадики, иккинчи муҳитга кира борган сари бу майдонлар экспоненциал қонун билан тез камаяди ва тўлқин узунлигига солиштириб бўладиган чуқурликда майдонлар амплитудаси бир неча марта камаяди. Майдонларнинг бунчалик сусайишига ёруғликнинг ютилиши *сабаб* бўлаётгани йўқ, чунки биз иккала муҳитни жуда шаффоф деб фараз қиламиз, шу туфайли тушаётган энергиянинг ҳаммаси биринчи муҳитга *тўлиқ* қайтади.

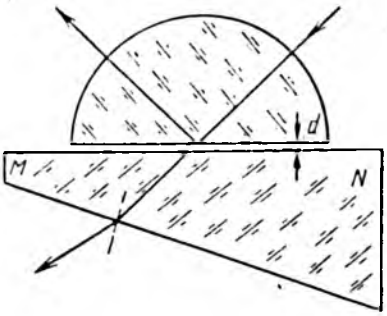
Бу масалани А. А. Эйхенвальд ёруғликнинг электромагнитик назарияси асосида батафсил назарий тадқиқ этди; бу тадқиқот тўла ички қайтиш ҳодисасида энергиянинг ҳаракати манзарасини яққол кўрсатди.

Бу тадқиқотларнинг кўрсатишича, икки муҳит чегарасида энергиянинг ҳаракати шундай бўладики, биринчи муҳитдан иккинчи муҳитга ўтадиган энергия оқими ўрта ҳисобда иккинчи муҳитдан биринчи муҳитга ўтадиган энергия оқимига тенг, тўғри ва тескари оқимларнинг (энергия оқимларининг) кириш ва чиқиш жойлари бўлиниш чегараси бўйлаб бир-бирига нисбатан силжиган бўлади. Оқибатда энергия муҳитларнинг бўлиниш чегараси бўйлаб ҳаракат қилиб, биринчи муҳитга қайтиб чиқади*. Иккинчи муҳитда бирмунча сезиларли майдон қалинлиги ёруғлик тўлқинининг узунлигига солиштирса бўладиган ва φ тушиш бурчагига ҳамда n синдириш кўрсаткичига боғлиқ бўладиган юпқа қатламнигина қамраб олади.

Тўлқининг иккинчи муҳитга ўтиш процессини экспериментал равишда кузатиш мумкин. Тўлқин узунлиги қанча катта бўлса, бундай «ёритилган» қатламнинг қалинлиги шунча катта бўлади ва шунинг учун у узун электромагнитик тўлқинлар воситасида осон ўрганилади. Масалан, Шеффер билан Гросс тўлқин узунлиги $\lambda = 15$ см бўлган электромагнитик тўлқинларни татбиқ этиб, уларнинг тўла ички қайтишини парафин призма ёрдамида кузатдилар. Улар иккинчи муҳитда (ҳавода) ҳам тўлқин майдони борлигини парафин сиртига анча яқин жойга детектор (қабул қилувчи асбоб) жойлаштириб пайқадилар. Квинке бу ҳодисага асосланган тажрибани ёруғлик тўлқинлари билан қуйидаги усулда ўтказди. Ёруғлик майдони иккинчи муҳитда ёруғлик тўлқини узунлигидан кичик масофаларда сезиларли ўлчамларга эриша олади; шунинг учун бу иккинчи муҳитнинг (ҳавонинг) қатламини λ дан юпқа қилиш билан

* Бу ҳолда иккинчи муҳитдаги тўлқин фронти икки муҳитнинг бўлиниш чегараси сиртига перпендикуляр, шунинг учун тўлқин фазасининг тарқалиш йўналиши бу сиртга параллелдир. Энергия ҳаракат қиладиган Пойнтинг — Умов вектори иккинчи муҳитга кириб ва ундан яна чиқиб ўз йўналишини бирин-кетин ўзгартиради. Шунинг учун бу векторга перпендикуляр бўлган E ва H кучланганликлар тўлқиннинг тарқалиш йўналишига ҳамма ерда ҳам катъий перпендикуляр эмас, яъни иккинчи муҳитдаги тўлқин кўндаланг тўлқин эмас (370-бетдаги изоҳга қ.).

биз ёруғлик майдонини шишанинг иккинчи қатламига анча катта амплитуда билан ўтишга мажбур этамиз, шишанинг иккинчи қатламида ёруғлик майдони одатдаги қонунлар бўйича тарқалишда давом этади ва одатдагича тадқиқ этилиши мумкин.

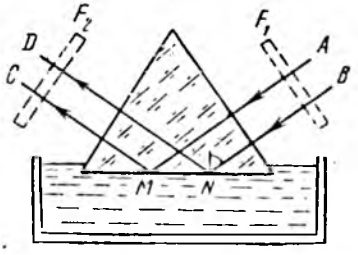


24.6- расм. Тўлқиннинг иккинчи муҳитга ўтиши.

Квинке тажрибасининг схемаси.

Квинке тажрибасининг схемаси 24.6-расмда кўрсатилган. d оралиқ қанча кичик бўлса, иккинчи MN шиша пластинкага шунча кўп ёруғлик ўтади ва ундан шунча кўп ёруғлик ташқарига чиқади. d қалинликни ўзгартириб, бутун система орқали ўтувчи ёруғлик миқдорини ўзгартириш, яъни ёруғликнинг интенсивлигини модуллаш (ўзгартириш) мумкин. Ёруғлик модуляторларидан бири мана шу принцип асосида ясалган. d қалинлик товуш тўлқинлари таъсири остида ўзгаради (нутқ). Шундай қилиб, ёруғлик интенсивлигининг модуляцияси бу товуш тўлқинлари билан уйғун равишда юз беради. Модуляцияланган ёруғликни фотоэлемент орқали қабул қилиш билан биз ўзгарувчи электр токи ҳосил қиламиз, бу токни кучайтириш ва товушни қайта эшиттиришда ундан фойдаланиш мумкин (ёруғлик телефони).

Иккинчи муҳитдаги тўлқинни тадқиқ этишнинг бундан осон ва қизиқарли бўлган бошқа усулини Л. И. Мандельштам ва Зелени топдилар. Бу ҳодиса шиша билан ичида бирор миқдор флуоресценцияланувчи модда эриган суюқлик орасидаги чегарада юз беради. Иккинчи муҳитга ўтувчи тўлқин юпқа қатламда (бу қатламнинг қалинлиги λ дан кичик) анчагина интенсивликка эга бўлади ва унда сезиларли флуоресценция юзага келтиради. Флуоресценцияловчи қатламни кузатиш бизни қизиқтираётган ҳодисани тадқиқ этиш методи ҳисобланади.



24.7- расм. Тўлқиннинг иккинчи муҳитга ўтиши.

Мандельштам — Зелени тажрибасининг схемаси; F_1, F_2 — айқаштириб қўйилган светофильтрлар.

Тажрибанинг схемаси 24.7-расмда кўрсатилган. Шиша билан флуоресценциянинг бўлиниш чегарасига параллел нурлар дастаси критик бурчакдан катта бурчак ҳосил қилиб тушади ва унда тўла ички қайтади. Қайтган ёруғликнинг ҳаммаси MC, ND йўналишда йиғилади. Бироқ призманинг MN қисмига тегиб турган суюқлик

қатламидаги флуоресценциянинг яшил ёруғлиги бошқа йўналишларда ҳам кўринади, бу ҳол эса суюқликнинг юпқа қатламининг ўша қатламга ўтган тўлқин таъсирида флуоресценцияланишини исбот қилади. Агар «айқаштирилган» икки F_1 ва F_2 фильтр қўлланилса, бу ҳодиса янада яхшироқ кўринади; бу фильтрлар манбадан келаётган ёруғликни ўтказмай қўяди. Бироқ F_1 дан ўтган ёруғлик флуоресценция ҳосил қила олади, флуоресценция ёруғлигининг спектрал таркиби уни ҳосил қилган ёруғликнинг таркибидан бошқача бўлади (Стокс қонуни, қ. 216-§). Ўзгарган бу ёруғликни иккинчи F_2 фильтр ўтказади. Шундай қилиб, айқаштирилган фильтрлар манбадан келаётган ёругликни бутунлай тўсиб қолади, бироқ иккинчи муҳитга ўтган тўлқин ҳосил қилган флуоресценция ёруғлиги аниқ кўриниб туради.

XXV боб

МЕТАЛЛАР ОПТИКАСИНИНГ АСОСЛАРИ

140-§. Металлнинг оптик хоссаларининг характеристикаси

Металл сиртидан ёруғлик қайтишининг хусусиятлари металларда атомга заиф боғланган электронларнинг кўп эканлигига боғлиқ; бу электронлар металл атомига шу қадар заиф боғланганки, кўп ҳодисаларда бу электронларни *эркин* электрон деб ҳисоблаш мумкин. Эркин электронларнинг мажбурий тебранишлари туфайли пайдо бўлган иккиламчи тўлқинлар кучли қайтган тўлқин ва металл ичига кирувчи заифгина тўлқин ҳосил қилади; қайтган тўлқинининг интенсивлиги тушаётган тўлқин интенсивлигининг 95% ига (ва ҳатто ундан ортиқ қийматга) етади. Эркин электронлар зичлиги жуда катта (1 $см^3$ га 10^{22} чамасида) бўлгани учун, металлнинг ҳатто жуда юпқа қатламлари ҳам ўзига тушаётган ёруғликнинг кўпроқ қисмини қайтариб, одатда амалда ношаффоф ҳисобланади. Ёруғлик энергиясининг металл ичига ўтувчи қисми ўша ерда ютилади. Ёруғлик тўлқини таъсири остида тебранма ҳаракатга келган эркин электронлар металлнинг ионлари билан ўзаро таъсир қилишади, бунинг натижасида электромагнитик тўлқиндан олинган энергия иссиқликка айланади.

Шундай қилиб, электромагнитик тўлқин металл ичида тез сўниб қолади ва тавсифланган бутун бу процессда одатда металлнинг жуда юпқа қатламигина роль ўйнайди.

Қайтиш туфайли ёруғликнинг қандай улушини металл ўтказмай қўйиши ва унда ютилиши туфайли қандай қисмини тутиб қолиши металлнинг ўтказувчанлигига боғлиқ. Иссиқликка (Жоуль иссиқлигига) кетадиган исрофлар умуман бўлмайдиган идеал ўтказгичда ёруғлик ютилмайди, шунинг учун тушаётган ёруғлик тўлиқ қайтади. Фабри—Перо интерферометрларида ишлатиладиган жуда тоза кумуш пардалар мана шу идеал ўтказгичга яқин келади.

Ёруғликни 98—99% қайтарадиган, атиги 0,5% ютадиган пардалар ясалган. Яхши ўтказгич ҳисобланган натрий каби металлнинг қайтариш қобилияти жуда юқори (99,8% гача) бўлиб, унинг ютиш қобилияти мос равишда жуда кичикдир. Ўтказувчанлиги пастроқ бўлган металларда, масалан, темирда ёруғлик атиги 30—40% қайтарилади, шунинг учун қалинлиги микроннинг улушларича бўлган ношаффоф металл пардаси ўзига тушаётган ёруғликнинг 60% га яқин улушини ютади.

Шундай қилиб, металлнинг ёруғликни яхши қайтаришдек ва оксидлар қопламаган тоза сиртининг айниқса ярқираб кўринишидек характерли хусусияти унинг электр ўтказувчанлигига алоқадордир. Металлнинг электр ўтказувчанлик коэффициенти қанча катта бўлса, унинг ёруғлик қайтариш қобилияти шунча юқори бўлади.

Частоталар унча юқори бўлмаганда (инфрақизил нурлар) металлнинг оптик хусусиятлари асосан эркин электронларнинг характерига боғлиқ бўлади. Бироқ кўзга кўринадиган ва ультрабинафша нурларга ўтилганда хусусий частота билан характерланадиган боғланган электронлар ҳам сезиларли аҳамиятга эга бўла бошлайди; боғланган электронларнинг хусусий частоталари қисқароқ тўлқин узунликлари соҳасида ётади. Бу электронларнинг иштирок этиши туфайли металлга хос бўлмаган оптик хоссалар намоён бўлади. Масалан, кўзга кўринадиган ёруғлик соҳасида қайтариш коэффициенти жуда юқори (95% дан ортиқ) бўлиб, салгина ютадиган кумуш, яъни металлнинг типик оптик хусусиятларига эга бўлган кумуш ультрабинафша нурлар соҳасида жуда ёмон қайтарадиган ва жуда шаффоф бўладиган соҳага эга; $\lambda = 316$ нм яқинида кумушнинг қайтариш қобилияти 4,2% га тушиб қолади, яъни шишадек қайтаради. Қуйида кумушнинг ёруғлик нормал тушган ҳолда турли тўлқин узунликларга оид қайтариш коэффициентлари кўрсатилган:

λ (нм)	251	288	305	316	326	338	
r^2 (%)	34	21,2	9,1	4,2	14,6	55,5	
λ (нм)	357	385	420	450	500	700	1000
r^2 (%)	74,4	81,4	86,6	90,5	91,3	96,0	97,5

Бу маълумотларга мувофиқ равишда, юпқа қатлам тарзидаги кумуш ёруғга тутилганда бинафша рангда кўринади. Худди шунингдек, ишқорий металларнинг кўзга кўринадиган ёруғликни ўтказмайдиган юпқа қатламлари ультрабинафша нурларни ўтказиб юборади ($\lambda = 440$ нм бўлганда цезий, $\lambda = 360$ нм бўлганда рубидий, $\lambda = 315$ нм бўлганда калий, $\lambda = 210$ нм бўлганда натрий, $\lambda = 205$ нм бўлганда литий бу нурларни сезиларли даражада ўтказа бошлайди). Вуд ҳатто ультрабинафша соҳада бу металларда Брюстер бурчагини топишга ва металлдан қайтишда табиий ёруғликни қутблантиришга муяссар бўлди.

Ёруғликнинг металлар орқали ўтиши ва металлардан қайтишининг тўлиқ назарияси бу хусусиятларни ҳисобга олиши керак. Бундай қилиш қийинлигининг сабаби шундаки, металларнинг электрон назарияси квантлар механикасини татбиқ этишни талаб қилади.

141-§. Металларнинг оптик доимийлари ва уларни аниқлаш

Масалани Максвеллнинг электромагнитик назариясига асосланиб содда баён этишда иш металлнинг ўтказувчанлигини эътиборга олишга, яъни Максвелл тенгламаларига электр ўтказувчанликнинг σ коэффициентига боғлиқ бўлган ҳадларни формал равишда киргизишга келтирилади. Бундай ҳолда металл ичида тарқалаётган ёруғлик тўлқини учун шундай ифодага эга бўламизки, бу ифода тўлқин металлнинг ичкарисига кирган сари тўлқиннинг амплитудаси камайишини билдиради. Бошқача айтганда, бу формулалардан тажриба маълумотларига мувофиқ равишда металлда ёруғлик *ютилади*, деган хулоса чиқади. Қалинлиги жуда кичик (dz) бўлган қатламда тушаётган ёруғликнинг қатлам қалинлигига пропорционал бўлган муайян бир қисми, яъни $dI = -\alpha\, I dz$ улуши ютилади. Шунга мувофиқ равишда ёруғлик металлнинг ичкарисига кира боргани сари ёруғликнинг интенсивлиги $I = I_0 \exp(-\alpha z)$ қонун бўйича камаяди, бу формуладаги α — ютилиш коэффициенти бўлиб, у $z = 1/\alpha$ чуқурликда ёруғлик интенсивлиги l марта камайишини билдиради. Агар α ютилиш коэффициенти ўрнига у билан $\varkappa = \alpha\lambda/4\pi$ муносабат орқали боғланган $\varkappa$ катталик киритилса, назарий формулалар жуда содда шаклга келади, бу ерда λ — моддадаги ёруғликнинг тўлқин узунлиги. Агар биз текшираётган модданинг синдириш кўрсаткичи n га тенг бўлса, у ҳолда вакуумдаги тўлқин узунлиги $\lambda_0 = n\lambda$ бўлади ва оқибатда $\alpha = \frac{4\pi}{\lambda_0} n\varkappa$, яъни $I = I_0 \exp\left(-\frac{4\pi}{\lambda_0} n\varkappa z\right)$. Агар $n\varkappa$ миқдор бирга тенг бўлса, у ҳолда қалинлиги бир тўлқин узунлигига тенг бўлган ($z = \lambda_0$) қатламда ёруғликнинг интенсивлиги $e^{4\pi}$ марта, яъни тахминан 10^5 марта камаяди. $n\varkappa > 1$ бўлган ҳолдаги ютишни Планк «металлга оид ютиш» деб аташни таклиф этди. Ҳақиқатан ҳам, спектрнинг кўзга кўринадиган қисмида кўп металлар учун ўтказилган ўлчашларда $n\varkappa$ нинг қиймати 1,5 билан 5 орасида ётади. Узунроқ тўлқинлар соҳасига ўтилганда $n\varkappa$ нинг қийматлари янада кўпроқ ортади; масалан, $\lambda = 6$ мкм бўлганда кумушда $n\varkappa$ нинг қиймати 40 га етади ва λ ортганда янада кўпроқ ортади.

Ёруғлик интенсивлиги ёруғлик тўлқини амплитудасининг *квадратига* пропорционал бўлгани учун, ютилиш оқибатида амплитуда

$$A = A_0 \exp(-{}^1/_2\,\alpha z) = A_0 \exp[-(2\pi/\lambda_0) n\varkappa z]$$

қонун бўйича ўзгаради ва металлдаги ёруғлик тўлқини қуйидаги кўринишда ифодаланади:

$$s = A\cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} z\right) = A_0 \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda_0} n\varkappa z\right)\cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n z\right).$$

Тебранишни комплекс шаклда ёзиб, содда шакл алмаштиришлар бажарилгандан сўнг металлдаги ёруғлик тўлқини қуйидаги шаклда ифодаланади:

$$s = A_0 \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda_0} n\varkappa z\right) \mathrm{Re}\left\{\exp\left[i\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} nz\right)\right]\right\} =$$

$$= A_0 \,\mathrm{Re}\exp\left\{i\left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n(1 - i\varkappa) z\right]\right\}. \qquad (141.1)$$

Шундай қилиб, комплекс ифодадан фойдаланганда металлдаги тўлқинни одатдаги шаклда ёзиш мумкин, бироқ одатдаги n синдириш кўрсаткичи ўрнига формулада комплекс $n' = n(1 - i\varkappa)$ синдириш кўрсаткичи қатнашади; комплекс синдириш кўрсаткичининг мавҳум $(n\varkappa)$ қисми тўлқиннинг ютилишини аниқлайди.

Икки n ва $\varkappa$ параметр металлнинг оптик хоссаларини характерловчи доимийлардир. Максвелл тенгламаларидан металл учун тўлқин тенгламаларни келтириб чиқариш орқали биз металлнинг оптик доимийлари билан унинг электр характеристикалари (ε ва σ) орасидаги муносабатни топамиз:

$$n^2(1 - \varkappa^2) = \varepsilon, \quad n^2\varkappa = \sigma/\nu. \qquad (141.2)$$

Бу ерда ν — ёруғлик частотаси, ε — диэлектрик сингдирувчанлик, σ — электр ўтказувчанлик. Металларнинг σ электр ўтказувчанлиги доимий майдонлар ёки частотаси унча катта бўлмаган майдонлар учунгина осон ўлчанади. ε ни бевосита ўлчаш умуман мумкин эмас. Шунинг учун одатдаги ёки ультрабинафша ёруғлик (юқори частота) учун n ва $\varkappa$ дан иборат оптик доимийларни бу формулалар асосида *ҳисоблаб* топиб бўлмайди. Бироқ n ва $\varkappa$ ни экспериментда аниқлаш мумкин экан, бунинг икки усули бор экан. Биринчи усулни Кундт (1888 й.) топган; Кундт баъзи металлардан синдириш бурчаги жуда кичик бўлган жуда юпқа призмачалар ясаб, бу металларга тегишли n ва $\varkappa$ доимийларни бевосита ўлчаб топди. Анча такомиллашган ва умумийроқ бўлган иккинчи усулни Друде (1889 й.) топган. Бу усул металлардан қайтган ёруғликнинг хоссаларини ўрганишга асосланган. Олдин айтиб ўтилганидек, металлнинг диэлектрикка нисбатан оптик хусусиятлари одатдаги n синдириш кўрсаткичи ўрнига комплекс $n' = n(1 - i\varkappa)$ синдириш кўрсаткичи киритилиши билан ҳиссбга олинади. Шунинг учун металлга оид Френель формулаларида қайтган (ва синган) тўлқиннинг амплитудалари комплекс бўлиб қолади, яъни қайтган (ва синган) ҳамда тушаётган тўлқинларнинг компоненталари орасида фазалар фарқи пайдо бўлади. Фазаларнинг бу фарқи электр векторининг ёруғлик тушиш текислигида

ётган ва унга перпендикуляр бўлган компонентларида бир хил эмас. Шунинг учун қайтган (ва сингган) тўлқинда ўзаро перпендикуляр бўлган $E_{r\parallel}$ ва $E_{r\perp}$ компонентлар орасида фазалар фарқи ҳосил бўлади ва, демак, металл сиртига чизиқли қутбланган ёруғлик тушса, у ҳолда қайтган ёруғлик эллиптик қутбланган бўлади. Қутбланиш характери (эллипснинг эксцентриситети ва жойлашиши) металлнинг оптик хоссаларига, яъни n ва $\varkappa$ га боғлиқ. Друде назарияси бу миқдорларни эллиптик қутбланиш ҳақида экспериментал равишда топиладиган маълумотларга боғлайди ва шундай қилиб металлнинг оптик доимийларини аниқлашга имкон беради. Друде методи билан топилган натижаларни Кундт топган маълумотларга солиштириш мумкин бўлган ҳолларда улар бир-бирига қаноатланарли равишда тўғри келган.

Ёруғлик металл сиртига нормал равишда тушган оддий ҳолда E_r ва E_i орасидаги фазалар фарқини ҳам, қайтариш коэффициентини ҳам ҳисоблаб топиш қийин эмас. Бунинг учун $r_\perp = r_\parallel = -(n-1)/(n+1)$ ифодада n ўрнига $n' = n(1-i\varkappa)$ қўйиш керак:

$$-r_\perp = -r_\parallel = \frac{n(1-i\varkappa)-1}{n(1-i\varkappa)+1} = \frac{(n-1)-i\varkappa n}{(n+1)-i\varkappa n} = |r|\exp(i\delta_r), \quad (141.3)$$

бундан (қ. 198-машқ)

$$\operatorname{tg}\delta_r = \frac{2(n\varkappa)}{1-n^2-(n\varkappa)^2}.$$

Интенсивликка қараб $|r|^2$ қайтариш коэффициентини топиш учун (141.3) ифодани унга қўшма бўлган $|r|\exp(-i\delta r)$ миқдорга кўпайтириш керак (қ. 193-б машқ), натижада қуйидаги ҳосил бўлади:

$$|r|^2 = \frac{(n-1)^2+\varkappa^2 n^2}{(n+1)^2+\varkappa^2 n^2}. \quad (141.4)$$

(141.4) дан кўринишича, қайтариш коэффициентини интенсивликка қараб ўлчашдан металлнинг оптик доимийларини аниқлашда фойдаланиш мумкин.

Бир қатор металларнинг $\lambda = 589{,}3$ нм бўлган ҳолдаги $n\varkappa$, n ва $|r|^2$ ларининг қийматлари кўрсатилган қуйидаги жадвал (141.4) муносабатнинг қай даражада тўғри эканлигини текшириб кўришга имкон беради.

Бу жадвалдаги маълумотларни электр ўтказувчанликнинг одатдаги қийматларига (қ. 141.2) бевосита солиштириш қаноатланарли натижа бермайди, шундай бўлиши биз учун тасодифий эмас. (141.2) формулаларни чиқаришда биз металлни электронлари эркин электронлар (ўтказувчанлик электронлари) деб ҳисоблаш мумкин

Жадвал

Баъзи металларнинг $\lambda = 589{,}3$ нм бўлган ҳолдаги оптик доимийлари

Металл	$n\varkappa$	n	$\lvert r\rvert^2$, %
Натрий	2,61	0,05	99,8
Кумуш	3,64	0,18	95,0
Магний	4,12	0,37	92,9
Олтин	2,82	0,37	85,1
Олтин, электролитик	2,83	0,47	81,5
Симоб	4,41	1,62	73,3
Мис, қуйма	2,62	0,64	70,1
Никель, қуйма	3,32	1,79	62,0
Никель, электролитик	3,48	2,01	62,1
Никель, чанглантирилган	1,97	1,30	43,3
Темир, чанглантирилган	1,63	1,51	32,6

бўладиган система сифатида тасаввур этганмиз; қиёсан юқори частотали соҳага (кўзга кўринадиган ва ультрабинафша ёруғлик) тегишли оптик ҳодисалар эса боғлиқ электронларнинг (қутбланувчанлик электронларининг) таъсирига сезиларли даражада боғлиқ бўлади, бу тўғрида дисперсияга бағишланган бобда бирмунча тўлароқ маълумот берилади. Ҳақиқатан ҳам, масалан, мис учун электр ўтказувчанликнинг статик қийматини $\sigma = 5{,}14 \cdot 10^{17}\ с^{-1}$ деб олиб, сариқ ёругликда, яъни $\nu = 5 \cdot 10^{14}\ с^{-1}$ да $\sigma/\nu = 1000$ эканлигини топамиз, ваҳоланки $n^2\varkappa = 1{,}67$. Худди шунингдек, симобга тегишли $n^2\varkappa$ кўпайтма натрийга тегишли кўпайтмадан анча ортиқ бўлгани ҳолда натрийнинг одатдаги электр ўтказувчанлиги симобникидан беқиёс даражада ортиқ. Агар n ва $\varkappa$ ни пастроқ частоталар (инфрақизил частоталар) учун аниқланса, бу муносабатларни текшириб кўриш мумкин; паст частоталар соҳасида металларнинг оптик хоссалари учун эркин электронлар асосий аҳамиятга эга. Масалан, $\lambda = 12$ мкм бўлганда металлнинг оптик доимийлари билан электр ўтказувчанлиги орасидаги назарий муносабат тажрибада яхши тасдиқланади.

Металлар оптикасининг замонавий квант назарияси янада мураккаб муносабатларга олиб келадики, булар тажриба маълумотларига жуда яхши тўғри келади.

АНИЗОТРОП МУҲИТЛАР ОПТИКАСИ

XXVI боб

КРИСТАЛЛАР ОПТИКАСИНИНГ АСОСЛАРИ

142-§. Анизотроп муҳитлар

Биз ёруғликнинг кристалларда тарқалишини характерлайдиган муҳим фактлар билан танишиб чиқдик. Кристалл муҳитнинг шиша ёки сувга ўхшаган муҳитдан асосий фарқи нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисасидадир; юқорида кўриб ўтганимиздек, бу ҳодиса ўзаро перпендикуляр текисликларда қутбланган икки ёруғлик тўлқинининг кристаллда тарқалиш тезлиги фарқ қилгани туфайли юз беради. Ёруғликнинг кристаллда турли йўналишларда турлича тезлик билан тарқалиши, яъни кристалл муҳитнинг *оптик анизотропияси* ҳам мана шу хусусиятга боғлиқ. Одатда муҳит бирор хоссасига нисбатан анизотроп бўлса, у бошқа хоссалари жиҳатидан ҳам анизотроп бўлади. Бироқ шундай ҳоллар ҳам бўладики, муҳит бир ҳодисалар туркумига нисбатан изотроп бўлгани ҳолда бошқа ҳодисаларда анизотроп муҳит бўлади. Масалан, тош туз оптик хоссалари жиҳатидан изотроп бўлиб, унинг қирраси ва диагонали бўйича механик хоссалари турлича бўлади.

Реал муҳитнинг анизотропияси бу муҳитни ташкил этган атом ёки молекулаларнинг хусусиятларига боғлиқ: бу атом ёки молекулаларнинг ўзи анизотроп системалар бўлиши, яъни уларнинг хоссалари атом ёки молекула ичидаги йўналишга боғлиқ бўлиши мумкин. Бироқ бунда шуни эсда тутиш керакки, яккаланган атомнинг хоссалари муҳитнинг хоссаларини белгилай олмайди. Биринчидан, шуни назарда тутиш керакки, атомлар (ёки молекулалар) бирикиб бир бутун нарса, масалан, кристалл ҳосил қилганда тегишли ионларга (ёки молекуляр группаларга) айланиши мумкин, булар эса кристалл панжаранинг тугунларида жойлашган бўлади. Масалан, Рентген нурларининг дифракцияси воситасида ўтказилган тадқиқотлар шу нарсани аниқ кўрсатдики, ишқорий-галоид тузларнинг, масалан, NaCl тош туз ёки KCl сильвиннинг кристаллари куб панжара бўлиб, унинг тугунларида галоиднинг Cl^- *ионлари* ва ишқорий металлнинг Na^+ (ёки K^+) *ионлари* туради, бу ионларнинг хоссалари нейтрал атомларнинг хоссаларидан кўп фарқ қилади. Бундан ташқари, ҳар бир бундай зарра (атом, ион ва ҳоказо) унинг атрофидаги зарраларнинг майдонида туради, бу майдон ўша ат-

рофдаги зарраларнинг жойлашишига боғлиқ бўлиб, турли йўналишларда турлича бўлиши мумкин. Шунинг учун кристаллнинг хоссалари унинг структурасига кўп боғлиқ бўлади. Масалан, $CaCO_3$ кальций карбонат исланд шпати ва арагонит каби икки кристалл формада маълум бўлиб, бу формалар бир-биридан элементларининг жойлашиш тартиби жиҳатидан фарқ қилади ва шунинг учун уларнинг хоссалари турличадир. Исланд шпатининг зичлиги 2,72 бўлиб, у оптик жиҳатдан бир ўқли кристалл ҳисобланади, арагонитнинг зичлиги 2,93 бўлиб, у оптик жиҳатдан икки ўқли кристалл ҳисобланади.

Муҳитнинг анизотропияси унинг зарраларининг анизотропияси туфайли ҳам, зарраларнинг бир-бирига нисбатан жойлашиши туфайли ҳам ҳосил бўлади. Бунда изотроп муҳит анизотроп зарралардан ясалган бўлиши, анизотроп муҳит эса изотроп зарралардан ясалган бўлиши мумкин; худди шунингдек, бошқа комбинациялар бўлиши ҳам мумкин. Масалан, водороднинг H_2 молекуласи анизотропдир, яъни бу молекуланинг икки водород атомини туташтирувчи чизиқ бўйлаб олинган хоссалари бу чизиққа перпендикуляр бўлган йўналишдаги хоссаларидан фарқ қилади, яъни электроннинг берилган электр кучи таъсирида ўқ бўйлаб кўчиши ўққа перпендикуляр йўналишдаги кўчишидан бошқача бўлади. Шунга қарамасдан водород гази анизотроплик хоссаларига эга эмас: водород молекулалари тартибсиз жойлашгани туфайли газнинг ўртача қилиб олинган хоссалари ҳамма йўналишларда бир хил чиқади. Агар мана шундай анизотроп молекулалар маълум тартибда жойлашса, у ҳолда бутун модда анизотроп бўлади.

Кўпинча молекулалар ўртасидаги кучлар таъсири остида моддадаги молекулалар маълум тартибда жойлашади (кристаллар); баъзан молекулалар ташқи таъсир туфайли ҳам маълум тартибда жойлашади (сунъий анизотропия). Кристалл жисмларнинг ҳам изотроплик хоссалари сақланиб қолиши мумкин, бунда атом группалари бирор мунтазам тартибда жойлашган бўлади. Масалан, юқорида айтиб ўтганимиздек, тош туз ёки сильвин кристаллари Na^+(ёки K^+) ва Cl^- ионлардан тузилган куб панжара бўлганн ҳолда оптик жиҳатдан изотроп муҳит деб ҳисобланиши мумкин*. Чунки панжара тузилган ионларнинг ўзи изотроплик хоссаларига эга бўлиши билан бирга куб панжаранинг тугунларида симметрик жойлашгани учун атрофдаги зарраларнинг таъсири йўналишга боғлиқ бўлмайди. Агар тош туз ёки сильвин кристали бир йўналишда сиқиб деформацияланса, у ҳолда ионларнинг жойлашиш симметрияси бузилиб, кристаллар нурни иккига ажратиб синдирадиган бўлиб қолади.

* Бу ерда биз фазовий дисперсия эффектлари деб аталувчи эффектларни эътиборга олмаймиз. Улар 149-§ да баён этилган.

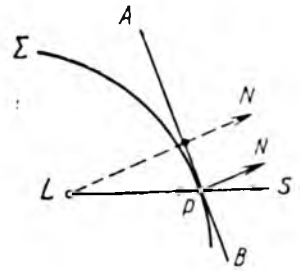
Шу нарса ажойибки, тош туз ва сильвиннинг нурни иккига ажратиб синдиришининг ишораси қарама-қарши. Кристаллнинг деформацияланиши натижасида молекулалар орасидаги кучлар ўзгаришини ҳисобга олиш бу фарқни сифат томондан изоҳлаб беради; бироқ бу ҳодисаларни миқдорий жиҳатдан талқин этиш учун бу ҳолда ташқи сиқиш таъсири остида *ионларнинг ўзида* ҳам бирор анизотропия юзага келади деб ҳисоблашга тўғри келади.

Иккинчи томондан, кристаллнинг анизотроп бўлишига ионларнинг кристалл панжарада анизотроп равишда жойлашиши туфайли молекулалар орасидаги кучларнинг турли йўналишларда турлича бўлиши сабаб бўлган ҳоллар кўп, бунда ионларнинг ўзини жуда изотроп деб ҳисоблаш мумкин. Масалан, тетраэдрик кристалларнинг нурни иккига ажратиб синдиришининг кўп қисми уларнинг таркибидаги атомларнинг анизотропиясига эмас, балки кристалларнинг структурасига боғлиқ эканлиги кўрсатилган.

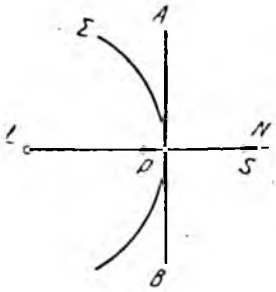
Муҳитнинг анизотропияси оптик жиҳатдан шуни билдирадики, муҳит ўзига тушаётган ёруғликни турли йўналишлар бўйича турлича сезади. Бу сезиш ёруғлик тўлқинининг майдони таъсири остида электр зарядларининг кўчишидан иборат. Оптик жиҳатдан анизотроп муҳитларда тайинли кучланганлик майдонида кўчиш катталиги йўналишга боғлиқ бўлади, яъни муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ва демак, синдириш кўрсаткичи ёруғлик тўлқини электр векторининг турли йўналишлари учун турлича бўлади. Бошқача сўз билан айтганда, синдириш кўрсаткичи ва демак, ёруғликнинг тезлиги ёруғлик тўлқинининг тарқалиш йўналишига ва қутбланиш текислигига боғлиқ. Шунинг учун анизотроп муҳитда тўлқин сирти, яъни L нуқтадан чиқаётган ёруғлик тўлқини t вақтда етиб борадиган сирт сферик сиртдан фарқ қилади; изотроп муҳитда эса бу сирт сфера бўлиб, унда v тарқалиш тезлиги йўналишга боғлиқ эмас.

Шу муносабат билан жуда муҳим бўлган бир нарсани айтиб ўтамиз. Тўлқин фронти ҳар бир нуқтада тўлқин сиртига уринма бўлган текислик билан, тўлқиннинг тарқалиш йўналиши эса бу сиртга ўтказилган нормал билан характерланади. Тўлқин сирти сфера шаклида бўлган изотроп муҳит ҳолида тўлқинга ўтказилган нормал нур билан, яъни ёруғлик тўлқини тарқаладиган чизиқ билан устма-уст тушади; бу чизиқ тўлқиннинг Σ сиртидаги тегишли P нуқтага L нуқтадан ўтказилган радиус-вектор билан тасвирланади (26.1-расм). Бироқ анизотроп муҳитда тўлқин сирти сферадан фарқ қилади (26.2-расм), бу ҳолда бир хил фазали сиртнинг тарқалиш йўналиши (тўлқиннинг Σ сиртига ўтказилган N нормаль) энергиянинг тарқалиш йўналишини кўрсатувчи (LP радиус-вектор) S нур билан устма-уст тушмайди.

Шундай қилиб, анизотроп муҳитда фазанинг тарқалиш йўналиши (N нормаль) энергиянинг тарқалиш йўналишидан (S нурдан) фарқ қилинади.



26.1- расм. Изотроп муҳитда S нур тўлқинга ўтказилган N нормаль билан бир хил йўналади.



26.2- расм. Анизотроп муҳитда S нур ва тўлқинга ўтказилган N нормаль.

Тўлқиннинг кристалл панжарада тарқалиши тўғрисидаги масалани тўлиқ ҳал қилиш учун, 135-§ да айтилганидек, панжара ташкил этувчи марказлар тарқатаётган иккиламчи тўлқинларнинг интерференциясини ҳисобга олиш керак. Бироқ бу масалани ҳал қилиш ўрнига Максвелл тенгламаларини муҳитнинг ε диэлектрик сингдирувчанлиги ва, демак, синдириш кўрсаткичининг ($n^2 = \varepsilon$) кристалл структура туфайли юзага келган хусусиятларини эътиборга олиб ечиб, Максвелл назариясининг формал усулидан фойдаланиш керак. Диэлектрик сингдирувчанликнинг анизотропияси туфайли электр кучланганлигининг $\boldsymbol{E}$ вектори билан электр индукциясининг $\boldsymbol{D}$ вектори ўртасидаги муносабат изотроп муҳитлардагидан мураккаброқ бўлади. Изотроп жисмда бу муносабат $\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E}$ тенглик билан ифодаланади, бу ерда ε — йўналишга боғлиқ бўлмаган скаляр ўзгармас миқдор*. Шунинг учун $\boldsymbol{D}$ векторнинг йўналиши $\boldsymbol{E}$ векторнинг йўналиши билан бир хил бўлади. Анизотроп муҳитда эса, умуман айтганда, бу муносабат ўринли бўлмайди.

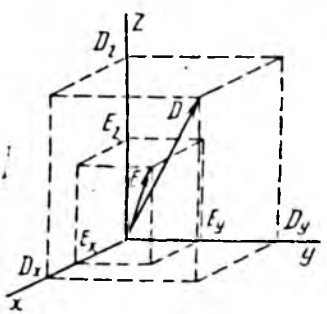
Анизотроп муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлигига тегишли бўлган умумий қонуниятлар диэлектрик сингдирувчанлик қийматларнинг бутун тўпламини бош ўқлари α, β, γ бўлган уч ўқли эллипсоид ёрдамида тасвирлашга келтирилади. Диэлектрик сингдирувчанликнинг ҳар қандай йўналишга оид қийматлари бу эллипсоиднинг марказидан мазкур йўналиш бўйлаб ўтказилган радиус-векторнинг узунли-

* ε диэлектрик синдирувчанлик электр майдонининг частотасига боғлиқ бўлиши мумкин. Биз ҳозирча фақат монохроматик ёруғликни ўрганамиз; ε нинг частотага боғланишини XXVIII бобгача ўрганмай турамиз.

ги орқали ифодаланади*. Диэлектрик сингдирувчанликнинг бу эллипсоидининг ўқларига мос келган учта α, β, γ қиймати кристаллда ўзаро перпендикуляр бўлган учта бош йўналишни кўрсатади; бош йўналишларда электр индукциясининг $\boldsymbol{D}$ вектори билан электр кучланганлигининг $\boldsymbol{E}$ вектори бир хил йўналишга эга. Бу бош йўналишларни x, y, z координата ўқлари қилиб танлаб оламиз; диэлектрик сингдирувчанликнинг тегишли қийматларини юқорида ёзилган α, β, γ ўрнига ε_x, ε_y, ε_z билан белгилаш қулай. Биз бу қийматларни диэлектрик сингдирувчанликнинг *бош* қийматлари деб атаймиз. $\boldsymbol{D}$ ва $\boldsymbol{E}$ векторларнинг мос компонентларини D_x, D_y, D_z ва E_x, E_y, E_z билан белгилаб, биз бош йўналишларнинг юқорида тилга олинган хоссасини (яъни $\boldsymbol{D}$ ва $\boldsymbol{E}$ векторлар йўналишининг бир хил бўлишини) қуйидаги муносабатлар тарзида ифодалашимиз мумкин:

$$D_x = \varepsilon_x E_x, \quad D_y = \varepsilon_y E_y, \quad D_z = \varepsilon_z E_z.$$

ε_x, ε_y, ε_z лар бир-бирига тенг бўлмагани учун кристаллда бош йўналишлардан бошқа ҳамма йўналишларда $\boldsymbol{D}$ билан $\boldsymbol{E}$ нинг йўналишлари бир хил бўлмайди**. Ҳақиқатан ҳам, кучланганлиги E бўлган электр майдони бирор йўналиш бўйлаб таъсир қилаётган бўлса, индукциянинг бунга мос қийматини қуйидагича топиш мумкин. E майдонни бош ўқлар бўйлаб E_x, E_y, E_z компонентларга ёямиз. Бу компонентларнинг ҳар бири туфайли индукциянинг бу ўқлар бўйлаб олинган $D_x = \varepsilon_x E_x$, $D_y = \varepsilon_y D_y$, $D_z = \varepsilon_z E_z$ компонентлари пайдо бўлади. Натижавий $\boldsymbol{D}$ вектор оддийгина ясаш йўли билан топилади. 26.3-расмдан кўринишича, ε_x, ε_y ва ε_z бир-бирига тенг бўлмаса, $\boldsymbol{E}$ билан $\boldsymbol{D}$ нинг йўналиши бир хил бўлмайди. Аксинча, агар $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z = \varepsilon$ бўлса, у ҳолда $\boldsymbol{E}$ ва $\boldsymbol{D}$ нинг йўналиши ҳамиша бир хил бўлади ва ҳар қандай йўналишда $\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E}$ бўлади, яъни муҳит изотроп муҳит бўлади. Диэлектрик сингдирувчанлик энг кичик бўладиган ўқ x ўқ деб, энг катта бўладиган ўқ z ўқ



26.3- расм. Анизотроп муҳитда $\boldsymbol{E}$ ва $\boldsymbol{D}$ векторларнинг йўналиши бир хил бўлмайди.

*Қийматларининг тўплами эллипсоид шаклида тасвирланадиган бундай миқдорлар *иккинчи ранг тензорлари* деб аталади. Шундай қилиб, муҳитнинг оптик анизотропияси диэлектрик сингдирувчанликнинг тензори (яъни диэлектрик сингдирувчанликнинг эллипсоиди) билан характерланади.

** $\boldsymbol{E}$ билан $\boldsymbol{D}$ нинг йўналиши бир хил бўлмай қолиши кристаллар оптикасида ниҳоятда катта аҳамиятга эга; бу масалани биз кейинроқ кўриб чиқамиз.

деб, оралиқ қийматга эга бўладиган ўқ y ўқ деб олинади. Шундай қилиб, координата ўқлари

$$\varepsilon_x \leqslant \varepsilon_y \leqslant \varepsilon_z \qquad (142.1)$$

шартга мос келадиган қилиб танланган.

Тўлиқ молекуляр назария муҳит молекулаларининг тузилиши ва махсус равишда жойлашиши туфайли эга бўлган хусусиятларига асосланиб, учта бош диэлектрик сингдирувчанликнинг ε_x, ε_y, ε_z қийматларини ҳисоблаб топишга ва диэлектрик сингдирувчанлик эллипсоидининг ўқларининг кристаллографик ўқларга нисбатан қандай жойлашишини топишга имкон бериши керак.

143- §. Анизотроп муҳитнинг оптик хоссалари

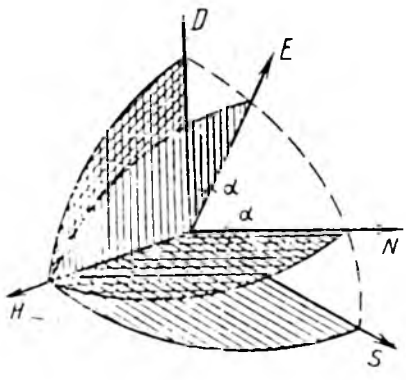
D билан E орасидаги муносабатдан, яъни анизотроп муҳитни характерловчи муносабатдан фойдаланиб, бундан буён Максвеллнинг формал назариясини тегишли тенгламалар тузиб татбиқ этиш мумкин, бунда координата ўқларини диэлектрик сингдирувчанликнинг бош йўналишлари бўйлаб олган қулай бўлади. Тегишли тадқиқотларни ўтказиб ўтирмасдан фақат натижаларни айтиб қўя қоламиз. Максвеллнинг анизотроп муҳитга тегишли тенгламаларининг ечилиши унинг изотроп муҳитга оид тенгламаларини ечишдан қуйидаги баъзи бир хусусиятлари билан фарқ қилади.

1. Тайинли бир N йўналиш бўйлаб турли фазавий тезликларга эга бўлган чизиқли қутбланган икки тўлқин тарқалиши мумкин, бу фазавий тезликлар D индукция векторининг икки хил йўналишига мос келади.

Тебранишнинг бу икки махсус йўналиши муҳитнинг (кристаллнинг) хоссаларига боғлиқ бўлиб, бир-бирига перпендикуляр бўлади. Тебранишлари бу йўналишлардан бирига параллел бўлган қутбланган тўлқин ўз тезлигида тарқалиб ясси қутбланганлигича қолаверади. Агар бошланғич тебранишнинг йўналиши бу махсус йўналишлар билан бурчак ҳосил қилса, у ҳолда тебранишни турли тезликда тарқаладиган ва, демак, фазалар фарқига эга бўладиган икки тебранишга ажратиш мумкин. Тебранишнинг турлича иккита тезликка мос бўлган иккита махсус йўналиши (яъни иккита бош* йўналиши) борлиги туфайли *нурнинг иккига ажралиб синиш* ҳодисаси юз беради (қ. XVI—XVIII боб.).

2. Тўлқин фронтининг текислигида, яъни N га перпендикуляр бўлган текисликда электр индукциясининг D вектори ва магнит

*Тебранишнинг бу бош йўналишларини ёки кристаллда тўлқин қутбланишининг бош йўналишларини кристаллнинг диэлектрик сингдирувчанлик эллипсоидининг ўқлари билан аниқланадиган бош йўналишлардан фарқ қилиш керак.



26.4- расм. E, D, H, S ва N векторларнинг бир-бирига нисбатан жойлашиши.

H вектор қолган векторларнинг ҳаммаси ётган текисликка нормал равишда йўналади.

майдони кучланганлигининг H вектори ётади, бу H вектор магнит индукциясининг $B = \mu H$ вектори билан бир хил йўналади, чунки оптикада кўпчилик муҳитларнинг μ си 1 га тенг. Электр майдони кучланганлигининг E вектори D вектордан бошқача йўналгани учун N билан 90° дан фарқ қиладиган бурчак ҳосил қилади*. Иккала E ва D вектор H га перпендикуляр бўлиб, векторларнинг умумий жойлашиши 26.4- расмга тўғри келади. Айтилган гаплар ва 26.4- расмдаги чизма юқорида тилга олинган чизиқли қутбланган тўлқинларнинг ҳар бирига алоҳида-алоҳида тегишли.

Агар N нормаль диэлектрик сингдирувчанлик эллипсоидининг бош кесимида (масалан, xOy да) ётса, у ҳолда D векторнинг махсус йўналишларидан бири ўша кесимнинг ўзида ётади, иккинчи йўналиш эса унга перпендикуляр кесимда, яъни учинчи (O_z) ўққа параллел бўлиб ётади. Иккинчи махсус йўналиш учун D ва E векторлар параллел, биринчи махсус йўналиш учун параллел эмас. Агар N нормаль эллипсоиднинг ўқларидан бири бўйлаб йўналган бўлса, D вектор тебранишларининг махсус йўналишлари қолган икки ўққа мос келади ва иккала тўлқинда D ва E векторлар параллел бўлади. Бинобарин, изотроп муҳитлардагидан фарқли ўлароқ, юқорида тилга олинган алоҳида ҳоллардагина D ва E векторларнинг йўналиши бир хил бўлади ва улар N га перпендикуляр бўлади.

Шундай қилиб, N бўйлаб тарқалаётган тўлқин фронтининг текислиги DH текисликдир. Бироқ тўлқин фронтининг DH текислигига нисбатан α бурчакка оғишган EH текислик ҳам муҳим аҳамиятга эга, чунки унга ўтказилган нормаль тўлқин элтаётган нур энергияси оқимининг йўналишини (Умов —Пойнтингнинг S векторини), яъни ёруглик нурининг йўналишини аниқлайди. Изотроп муҳитда нур билан тўлқин фронтига ўтказилган *нормаль* устма-уст тушган, чунки E ва D векторлар бир хил йўналган. Анизотроп муҳитда эса юқорида айтиб ўтилган хусусий ҳоллардагина шундай бўлади.

Демак, тўлқин фазасининг (N нормаль бўйлаб) тарқалиш йўналиши ва тўлқин энергиясининг (S нур бўйлаб) тарқалиш йўна-

*Шундай қилиб, E вектор тўлқиннинг N тарқалиш йўналишига перпендикуляр эмас, яъни тўлқин кўндаланг тўлқин тушунчасига берилган маънода қатъий кўндаланг тўлқин эмас (қ. 370- бетдаги изоҳ).

лиши бир хил эмас. Электромагнитик майдонни анизотроп муҳитда тадқиқ этиш йўли билан топилган бу хулосани биз илгари анизотроп муҳитдаги тўлқин сиртининг шаклини қуруқ қараб чиқиб (қ. 142- §) ҳам топган эдик. Фазанинг нормаль бўйлаб ўлчанган q тезлиги ёруғлик энергиясининг нур бўйлаб ўлчанган v тезлигидан (нурий тезликдан) фарқ қилади, чунки $q = v\cos\alpha$ (қ. 201- машқ). Фронт тезлигининг нурни иккига ажратиб синдиришга сабаб бўлаётган икки q' ва q'' қийматига (булар нормаль бўйича йўналган) энергия тарқалиши тезлигининг иккита v' ва v'' қийматлари мос келади.

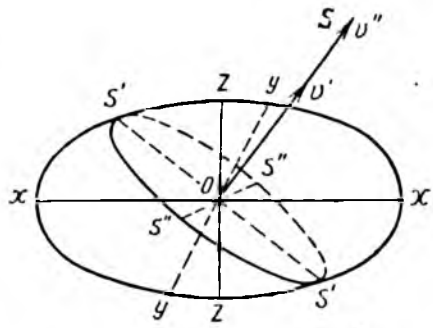
3. Кристаллда бирор йўналишда ёруғлик тарқалишини ҳамда тегишли (D ёки E) векторлар тебранишларининг йўналишларини характерловчи икки тезликни (q' ва q'' ёки v' ва v'') оддий қоидалар ёрдамида топиш мумкин. Бу қоидаларни, шунингдек ёруғликнинг кристалларда тарқалиши тўғрисидаги масаланинг бутун ечимини биринчи бўлиб Френель кўрсатиб берган; бу қоидаларни ёруғликнинг электромагнитик назариясига нисбатан қуйидагича таърифлаш мумкин.

Кристаллда v' ва v'' нурий тезликларни топиш учун Френель эллипсоиди деб аталадиган ёрдамчи сиртдан фойдаланамиз. Френель эллипсоиди

$$\varepsilon_x x^2 + \varepsilon_y y^2 + \varepsilon_z z^2 = 1 \qquad (143.1)$$

тенглама билан ифодаланади. Бу ерда ε_x, ε_y, ε_z — диэлектрик сингдирувчанликнинг бош қийматлари бўлиб, эллипсоиднинг тенгламаси бош ўқларга нисбатан ёзилган.

Френелнинг кўрсатишича, Френель эллипсоиди кристаллдаги ҳар қандай йўналишда v' ва v'' нурий тезликларни қуйидаги чизма ёрдамида аниқлашга хизмат қилади. Эллипсоидда ёруғлик тарқалаётган S йўналишга перпендикуляр бўлган кесим ўтказамиз (26.5-расм). Умуман айтганда, бу кесим эллипс бўлади, унинг $S'S'$ ва $S''S''$ бош ўқлари ўзаро перпендикулярдир. Бу ўқларнинг йўналишлари ўзаро перпендикуляр равишда қутбланган ва OS бўйлаб йўналаётган



26.5- расм. v' ва v'' ни Френель эллипсоиди ёрдамида топиш.

xx, yy, zz — эллипсоиднинг бош ўқлари; OS — нурларнинг тарқалиш йўналиши; $S'S''S'S''$ — OS га перпендикуляр бўлган эллиптик кесим бўлиб, унинг $S'S'$ ва $S''S''$ бош ўқлари E вектор тебранишларининг йўналишини ва ёруғлик тарқалишининг v' ва v'' тезликларини (нурий тезликларни) аниқлайди.

икки тўлқиннинг $\boldsymbol{E}$ векторининг тебраниш йўналишини билдиради, ярим ўқларнинг узунликлари ($OS' = v'$, $OS'' = v''$) бу икки тўлқиннинг ёруғликнинг вакуумдаги c тезлигига нисбатан нурий тезлигини билдиради.

Фазанинг (N нормаль бўйлаб) тарқалиш тезликлари тўғрисида ҳам шу тариқа тасаввур ҳосил қилиш мумкин. Бу мақсадда Френель эллипсоиди билан боғланган ёрдамчи сиртдан фойдаланамиз; бу сирт ҳам эллипсоид шаклида бўлиб, индекслар эллипсоиди (ёки нормаллар эллипсоиди) деб аталади, тенгламаси эса қуйидагича ёзилади:

$$\frac{x^2}{\varepsilon_x} + \frac{y^2}{\varepsilon_y} + \frac{z^2}{\varepsilon_z} = 1. \qquad (143.2)$$

Индекслар эллипсоидида ҳам олдингига ўхшаган кесим ўтказиб, эллипсоиднинг ҳар қандай ON тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлган эллиптик кесими $\boldsymbol{D}$ векторнинг ўзаро перпендикуляр йўналган икки тебранишини кўрсатишини аниқлаймиз, бу тебранишлар эллипснинг ўқлари билан устма-уст тушади. *Нормал тезликлар* деб аталувчи тегишли q' ва q'' тезликларнинг қийматлари бу эллипснинг ярим ўқлари узунлигига тескари пропорционалдир.

144- §. Тўлқин сирти ва нормаллар сирти

Агар нурий тезликнинг ҳамма йўналишлардаги қийматларини кристаллнинг хоссалари тўғрисидаги маълумотлардан фойдаланиб ёки экспериментал равишда аниқласак, у ҳолда кристаллнинг O нуқтасидан чиқиб тарқалаётган ёруғлик тўлқини t пайтда етиб борадиган сиртни ясаш мумкин. Бунинг учун ҳар қандай йўналишда $v't$ ва $v''t$ ларга пропорционал бўлган кесмалар олиш керак, бу ерда v' ва v'' — нурий тезлик. Умуман айтганда, шакли анчагина мураккаб бўлган икки паллали сирт ҳосил бўлади.

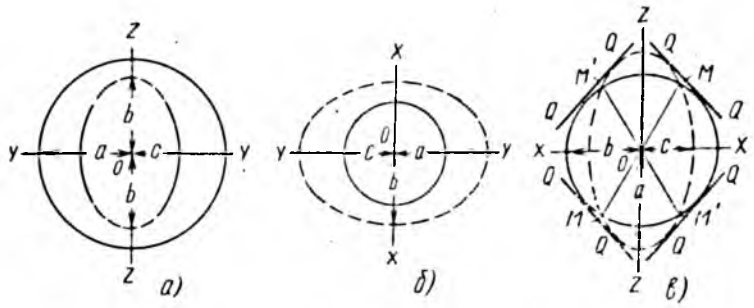
Олдинги параграфда бажарилган ясашлардан фойдаланиб, тўлқин (нур) сиртининг Френель эллипсоидидаги бош ўқларга нормал (перпендикуляр) бўлган учта бош қирқимига қараб тўлқин сиртининг шакли тўғрисида тасаввур ҳосил қилиш мумкин. Френель эллипсоидининг ярим ўқларини a, b ва c билан белгилаймиз, яъни

$$a = 1/\sqrt{\varepsilon_x},\ b = 1/\sqrt{\varepsilon_y},\ c = 1/\sqrt{\varepsilon_z}$$

деб олиб, (142.1) шартга асосан,

$$a \geqslant b \geqslant c \qquad (144.1)$$

ни топамиз. Даставвал тўлқин сиртининг XX ўққа нормал бўлган, яъни YOZ текисликда ётган қирқимини кўриб чиқамиз. Френель ясашларидан фойдаланиб, нурлар OZ ўқ бўйлаб a ва b нинг узунликлари билан аниқланадиган тезликларда тарқалишини топамиз (26.6-а расм). OY ўқ бўйлаб йўналган тегишли тезликлар a ва c га тенг



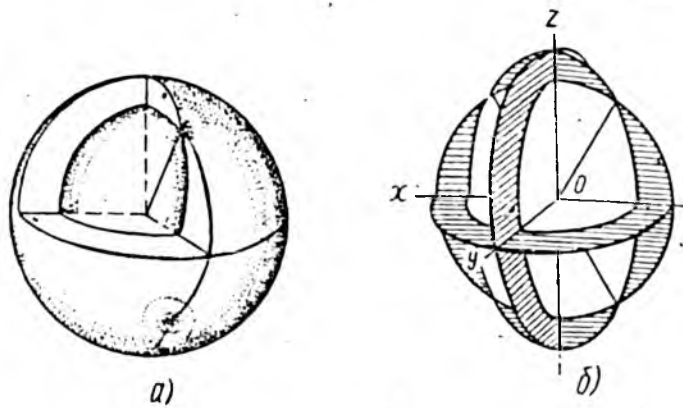
26.6- расм. Икки ўқли кристаллда тўлқин сирти.
Тўлқиннинг Френель эллипсоидидаги бош ўқларга перпендикуляр бўлган кесимлари.

бўлади. Френель эллипсоидининг кесимини OX ўқ атрофида бурсак, бу кесимнинг нормали OZ билан OY орасидаги барча вазиятларда бўлиб ўтади; бунда кўриб чиқилаётган қирқимга тегишли қўш нурий тезликларнинг барча қийматлари топилади; Френель кесимидаги ўқлардан бири ҳамиша OX ўқ бўлгани учун, бу нурий тезликлардан бири бутун YOZ қирқимда a га тенг бўлади, иккинчиси эса b билан c орасидаги барча қийматларни қабул қилади. Радиуси a бўлган айланадан ҳамда ярим ўқлари b ва c бўлган эллипсдан иборат қирқим (қ. 26.6- а расм) ана шундай қилиб ҳосил қилинади, бунда ҳар бир жуфт нурдаги тебранишлар йўналиши ўзаро перпендикуляр бўлгани ҳолда нуқта ва штрихлар билан белгиланган.

Тўлқин сиртининг Френель эллипсоидидаги энг кичик OZ ўққа перпендикуляр бўлган қирқимини ҳам (XOY текислик) худди шунга ўхшаш йўл билан топамиз: Френель кесимини OZ ўқ атрофида айлантириб, ярим ўқлари a ва b бўлган эллипс ичида ётган c радиусли айланадан иборат кесим (қ. 26.6- б расм) ҳосил қиламиз.

Кесимни OY ўқ атрофида айлантириш натижасида ўртанчи OY ўққа перпендикуляр бўлган қирқим ҳосил бўлади, бу қирқим радиуси b бўлган айланадан ҳамда ярим ўқлари a ва c бўлган эллипсдан иборат бўлади; равшанки, бу чизиқлар 26.6- в расмда кўрсатилгандек кесишади, чунки $a > b > c$.

26.7- а ва б расмлардан тўлқин сирти тўғрисида янада яққол тасаввур ҳосил қилиш мумкин, бу расмларда тўлқин сиртининг уч ўлчовли модели ва учта бош кесимининг перспектив тасвири кўрсатилган. Ташқи сирт бир оз эллипсоидга ўхшайди, бироқ унда 26-6- в расмдаги M ва M' нуқталарга мос келадиган нуқталарда воронкага ўхшаган тўртта чуқурча бўлиб, булар олманинг чуқурларига ўхшайди. 26.6- в расмдаги M ва M' кесишиш нуқталари 26.7- расмда ташқи ва ички коваклар учрашадиган нуқталарга мос келади, оқибатда MM ва $M'M'$ йўналишлар бўйлаб ёруғлик тўлқини тарқалишининг ик-



23.7- расм. Икки ўқли кристаллда тўлқин сиртининг уч ўлчовли модели (*а*) ва унинг учта бош текисликларининг перспектив тасвири (*б*).

кала тезлиги бир хил бўлади ($v' = v''$). Бу йўналишлар кристаллнинг оптик ўқлари* деб аталади; бу ўқлар кристаллнинг бош йўналишларига нисбатан симметрик равишда жойлашади.

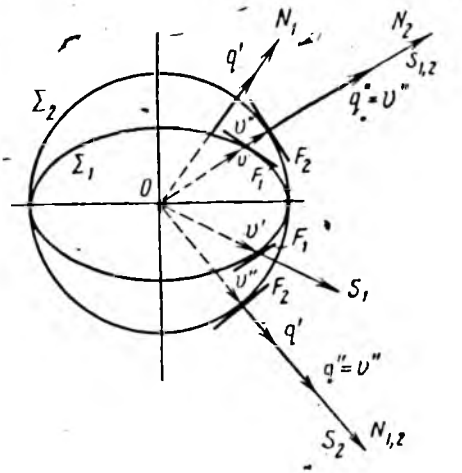
Ўқлар орасидаги бурчак катталиги ҳар хил кристалларда ҳар хил бўлади. Масалан, KNO_3 да бу бурчак 7° 12′ га, $FeSO_4$ да 85° 27′ га тенг. Чегаравий ҳолда ўқлар орасидаги бурчак нолга тенг бўлиб қолиб, иккала ўқ бир бўлиб қўшилиб кетади. Бундай кристаллар (кварц, исланд шпати ва бошқалар) *бир ўқли* кристаллар дейилади. Бир ўқли кристалларда M ва M' нуқталар устма-уст тушади ва икки паллали сирт айланиш эллипсоиди ва умумий a (ёки b) диаметрли шар тўпламига айланади, яъни бир ўқли кристаллнинг ўқи a (ёки b) бўлган тўлқин сирти ҳосил бўлади.

Тасвирланган сирт ёруғлик тўлқинининг сиртидир, у *нур сирти* деб ҳам аталади. Тўлқин сиртининг ҳар қандай нуқтасига O нуқтадан ўтказилган радиус-вектор (26.8-расмнинг юқориги қисми) нур йўналишини кўрсатади. Сиртларнинг нур билан кесишган нуқтасида сиртларга уринма қилиб ўтказилган F_1 ва F_2 текисликлар тўлқин фронтларининг текисликларидир. *Айни бир* $S_{1,2}$ йўналиш бўйлаб v' ва v'' тезликлар билан кетаётган икки нурга фронтларнинг бир-бирига параллел бўлмаган икки текислиги (уларнинг нормаллари N_1 ва N_2) мос келади, бу текисликлар q' ва q'' тезликлар билан тарқалади. Аксинча, исталган $N_{1,2}$ йўналиш бўйлаб (қ. 26.8-расмнинг пастки қисми) тўлқинларнинг турли хил q' ва q'' тезликлар билан тарқаладиган иккита параллел фронти боради, бу фронт-

* Бу ўқлар баъзан *биринчи тур оптик ўқлар* ёки *бирадиаллар* деб аталади, бу билан уларнинг нурий тезликлар тенг бўлишига мос келиши таъкидланади.

ларга бир-бири билан бирор бурчак ҳосил қиладиган v' ва v'' тезликли иккита S_1 ва S_2 нур мос келади.

Нур сирти (яъни нурий тезликларга пропорционал бўлган кесмалар учларининг геометрик ўрни) билан бирга *нормаллар сиртини* (яъни нормал тезликларга пропорционал бўлган кесмалар учларининг геометрик ўрнини) ҳам ясаш мумкин. Умуман айтганда S билан N орасидаги бурчак унча катта бўлмагани учун бу сиртларнинг шакллари бир-биридан кўп фарқ қилмайди. Икки ўқли кристалл учун яна икки паллали мураккаб сирт ҳосил бўлади, унинг паллалари учрашадиган нуқталар (26.6-в расмдаги M ва M'га ўхшаган нуқталар) тўртта бўлади. Бу нуқталарни жуфт-жуфти билан туташтирадиган йўналишлар (MM, $M'M'$ ларга ўхшаган йўналишлар) нормал тезликлар тенглашадиган йўналишлар бўлиб, улар *иккинчи тур оптик ўқлар* ёки *бинормаллар* деб аталади. Бу ўқларнинг йўналишлари, умуман айтганда, биринчи тур ўқлар йўналишидан оз фарқ қилади.



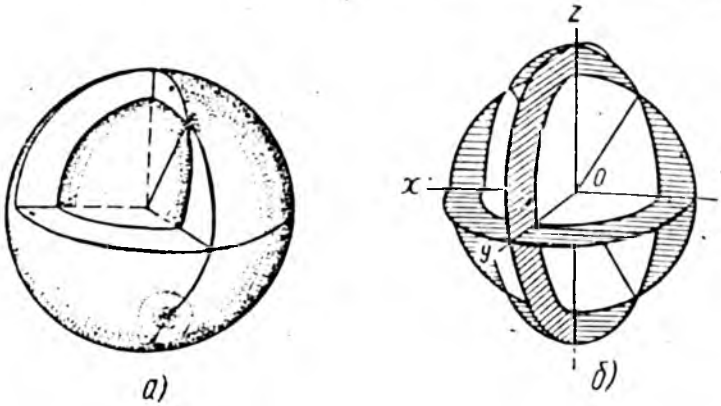
26.6- расм. Анизотроп муҳитда S нурлар билан N нормаллар орасидаги муносабат.

Чизмани соддалаштириш мақсадида F_1 тўлқин сиртига ўтказилган N_1 нормаль ва q' нормал тезлик S_1 билан Σ_1 сиртнинг кесишиш нуқтасига нисбатан чапга силжитилган.

Нормаллар сиртини нур сиртини ўзгартириш йўли билан ясагандан кўра, ишни индекслар эллипсоидига асосланиб ҳамда q' ва q'' ларнинг қўш қийматларини аниқлаш учун Френель ясашларидан фойдаланиб нормаллар сиртини ясашдан бошлаш мумкин эди. Нормаллар сиртини, яъни нормал тезликлар учларининг геометрик ўрнини ясаб бўлгач, уни тегишлича ўзгартириш йўли билан нур сиртини (яъни нурий тезликлар учларининг геометрик ўрнини) ясаш мумкин эди.

145- §. Бир ўқли ва икки ўқли кристаллар

Бундан олдинги параграфларда баён этилган материал кристаллар оптикасининг масаласини ечишни бирор ёрдамчи сиртлар ясашга келтириш мумкинлигини кўрсатади. Биз бу сиртлардан иккитасини: Френель эллипсоидини (нурлар учун) ва индекслар эллипсоидини



25.7- расм. Икки ўқли кристаллда тўлқин сиртининг уч ўлчовли модели (*а*) ва унинг учта бош текисликларининг перспектив тасвири (*б*).

кала тезлиги бир хил бўлади ($v' = v''$). Бу йўналишлар кристаллнинг оптик ўқлари* деб аталади; бу ўқлар кристаллнинг бош йўналишларига нисбатан симметрик равишда жойлашади.

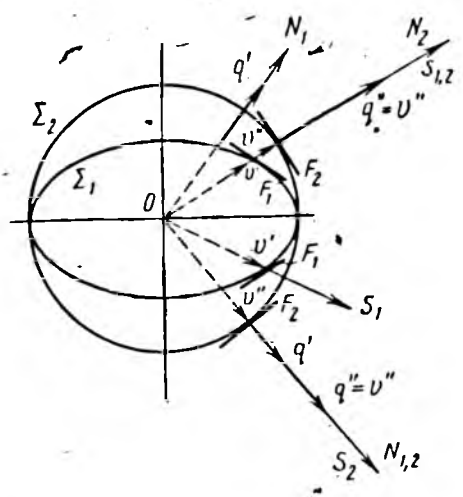
Ўқлар орасидаги бурчак катталиги ҳар хил кристалларда ҳар хил бўлади. Масалан, KNO_3 да бу бурчак 7° 12′ га, $FeSO_4$ да 85° 27′ га тенг. Чегаравий ҳолда ўқлар орасидаги бурчак нолга тенг бўлиб қолиб, иккала ўқ бир бўлиб қўшилиб кетади. Бундай кристаллар (кварц, исланд шпати ва бошқалар) *бир ўқли* кристаллар дейилади. Бир ўқли кристалларда M ва M' нуқталар устма-уст тушади ва икки паллали сирт айланиш эллипсоиди ва умумий a (ёки b) диаметрли шар тўпламига айланади, яъни бир ўқли кристаллнинг ўқи a (ёки b) бўлган тўлқин сирти ҳосил бўлади.

Тасвирланган сирт ёруғлик тўлқинининг сиртидир, у *нур сирти* деб ҳам аталади. Тўлқин сиртининг ҳар қандай нуқтасига O нуқтадан ўтказилган радиус-вектор (26.8- расмнинг юқориги қисми) нур йўналишини кўрсатади. Сиртларнинг нур билан кесишган нуқтасида сиртларга уринма қилиб ўтказилган F_1 ва F_2 текисликлар тўлқин фронтларининг текисликларидир. *Айни бир* $S_{1,2}$ йўналиш бўйлаб v' ва v'' тезликлар билан кетаётган икки нурга фронтларнинг бир-бирига параллел бўлмаган икки текислиги (уларнинг нормаллари N_1 ва N_2) мос келади, бу текисликлар q' ва q'' тезликлар билан тарқалади. Аксинча, исталган $N_{1,2}$ йўналиш бўйлаб (қ. 26.8-расмнинг пастки қисми) тўлқинларнинг турли хил q' ва q'' тезликлар билан тарқаладиган иккита параллел фронти боради, бу фронт-

* Бу ўқлар баъзан *биринчи тур оптик ўқлар* ёки *бирадиаллар* деб аталади, чунки улар билан уларнинг нурий тезликлар тенг бўлишига мос келиши таъкидланади.

ларга бир-бири билан бирор бурчак ҳосил қиладиган v' ва v'' тезликли иккита S_1 ва S_2 нур мос келади.

Нур сирти (яъни нурий тезликларга пропорционал бўлган кесмалар учларининг геометрик ўрни) билан бирга *нормаллар сиртини* (яъни нормал тезликларга пропорционал бўлган кесмалар учларининг геометрик ўрнини) ҳам ясаш мумкин. Умуман айтганда S билан N орасидаги бурчак унча катта бўлмагани учун бу сиртларнинг шакллари бир-биридан кўп фарқ қилмайди. Икки ўқли кристалл учун яна икки паллали мураккаб сирт ҳосил бўлади, унинг паллалари учрашадиган нуқталар (26.6-в расмдаги M ва M'га ўхшаган нуқталар) тўртта бўлади. Бу нуқталарни жуфт-жуфти билан туташтирадиган йўналишлар (MM, $M'M'$ ларга ўхшаган йўналишлар) нормал тезликлар тенглашадиган йўналишлар бўлиб, улар *иккинчи тур оптик ўқлар* ёки *бинормаллар* дейб аталади. Бу ўқларнинг йўналишлари, умуман айтганда, биринчи тур ўқлар йўналишидан оз фарқ қилади.



26.6- расм. Анизотроп муҳитда S нурлар билан N нормаллар орасидаги муносабат.

Чизмани соддалаштириш мақсадида F_1 тўлқин сиртига ўтказилган N_1 нормаль ва q' нормал тезлик S_1 билан Σ_1 сиртнинг кесишиш нуқтасига нисбатан чапга силжитилган.

Нормаллар сиртини нур сиртини ўзгартириш йўли билан ясагандан кўра, ишни индекслар эллипсоидига асосланиб ҳамда q' ва q'' ларнинг қўш қийматларини аниқлаш учун Френель ясашларидан фойдаланиб нормаллар сиртини ясашдан бошлаш мумкин эди. Нормаллар сиртини, яъни нормал тезликлар учларининг геометрик ўрнини ясаб бўлгач, уни тегишлича ўзгартириш йўли билан нур сиртини (яъни нурий тезликлар учларининг геометрик ўрнини) ясаш мумкин эди.

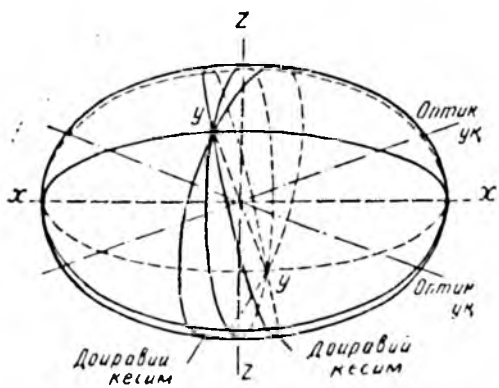
145- §. Бир ўқли ва икки ўқли кристаллар

Бундан олдинги параграфларда баён этилган материал кристаллар оптикасининг масаласини ечишни бирор ёрдамчи сиртлар ясашга келтириш мумкинлигини кўрсатади. Биз бу сиртлардан иккитасини: Френель эллипсоидини (нурлар учун) ва индекслар эллипсоидини

(нормаллар учун) кўриб чиқдик. Равшанки, ёрдамчи сиртларнинг ҳаммаси бир-бирига боғлиқ, шунинг учун улардан биттаси маълум бўлса, бирмунча қийин йўл билан қолганларини ҳам топиш мумкин. Шунга қарамасдан турли сиртларни татбиқ этиш мос келган ёрдамчи сиртнинг хоссаларини муҳокама қилиш йўли билан осон ҳал қилинадиган айрим конкрет масалаларни таҳлил этишда фойдали бўлиб чиқиши мумкин.

Кристаллдаги биринчи тур оптик ўқлар йўналишини геометрик жиҳатдан Френель эллипсоиди ёрдамида топиш қийин эмас. Биринчи тур оптик ўқлар кристаллдаги шундай йўналишларки, бу йўналишлар бўйлаб иккала нурий тезлик бир-бирига тенг бўлади, ($v' = v''$). Шунинг учун Френель қоидасига асосан (қ. 143-§), эллипсоиднинг биринчи тур оптик ўққа перпендикуляр бўлган кесимида ярим ўқлар бир-бирига тенг бўлиши керак. Бошқача айтганда, бу кесим доира шаклида бўлади. Шундай қилиб, биринчи тур оптик ўқ йўналиши Френель эллипсоидининг *доиравий* кесимига перпендикуляр бўлган чизиққа мос келади. Эллипсоидда унинг бош ўқларига нисбатан симметрик жойлашган доиравий кесимлари *иккитадан* ортиқ бўлмаганлиги сабабли энг умумий ҳолда кристаллнинг *иккита* оптик ўқи бўлади, бу ўқлар орасидаги бурчак эллипсоиднинг шаклига, яъни кристаллнинг хоссаларига (26.9-расм) боғлиқ бўлади.

Икки ўқли кристаллар борлигини 1815 йилда Брюстер аниқлаган; Брюстер нурларнинг иккига ажралиб заиф синишини аниқлаш мақсадида 1811 йилда Араго кашф этган ҳодисадан, яъни айқашган кутбловчилар орасида туриб нурни иккига ажратиб синдирувчи моддаларнинг рангдор бўлиб кўриниш ҳодисасидан фойдаланди (қ. 148-§). Брюстер 150 дан ортиқ кристалларни ўрганиб чиқиб, Гюйгенс ясашлари татбиқ этиладиган кварц ёки исланд шпатига ўхшаган кристаллар билан бирга кристалларнинг бошқа тури борлигини топган; бу кристалларда нурнинг иккига ажралиб синиши юз бермайдиган йўналишлар иккита бўлади ва шунинг учун улар *икки ўқли* кристаллар дейилади. Шу нарса ажойибки, Брюстер кристалл симметриясининг қандай



26.9- расм. Оптик ўқлар йўналишини Френель эллипсоиди ёки индекслар эллипсоиди ёрдамида аниқлаш.

Оптик ўқлар эллипсоиднинг доиравий кесимларига перпендикуляр йўналган.

турлари икки ўқли кристалларга, қандай турлари бир ўқли кристалларга тегишли эканини бу масаланинг ҳозирги замондаги талқинига бутунлай мувофиқ келадиган тарзда соф эмпирик равишда аниқлаган.

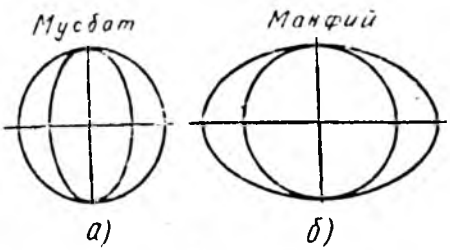
Икки ўқли кристалларнинг кашф этилиши жуда катта назарий аҳамиятга эга бўлиб, дастлаб ўша вақтда яратилаётган тўлқин назарияга қарши қаратилган кучли дастак бўлди. Бир ўқли кристалларда нурнинг иккига ажралиб синишини тўлқин тасаввурлар асосида талқин этишга ёрдам берган Гюйгенс чизмалари икки ўқли кристалларга татбиқ этилмас экан ва шундай қилиб, тўлқин назариянинг асосий дастакларидан бири ўз аҳамиятини йўқотиб қўйди. Френель ўзининг кристаллооптикасини ривожлантиргандан кейингина бориб Брюстер кашфиёти тўлқин тасаввурларнинг жуда ажойиб далилларига айланди.

Агар эллипсоиднинг иккала доиравий кесими *устма-уст* тушса, у ҳолда иккала ўқ бир бўлиб қолиб, кристалл бир ўқли кристалл бўлади. Бу ҳолда эллипсоид айланиш эллипсоиди бўлади, кристаллнинг оптик ўқи йўналишини кўрсатувчи айланиш ўқи кристаллнинг бош йўналишларидан бири билан устма-уст тушади. Мумкин бўлган икки $c < b = a$ ва $c = b < a$ ҳол бир ўқли *мусбат* (масалан, кварц) ва *манфий* (масалан, исланд шпати) кристалларга мос келади*. Ниҳоят, $a = b = c$ бўлганда Френель эллипсоиди сферага айланади: унинг ҳамма кесимлари доира бўлади, яъни ҳар қандай йўналиш бўйлаб иккала нурий тезлик бир-бирига тенг бўлади ($v' = v''$): муҳит оптик жиҳатдан изотроп бўлиб, нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисаси юз бермайди. Иккинчи тартибли ўқларнинг йўналиши ва сони тўғрисидаги масалани ҳам шу тариқа кўриб чиқиш мумкин, бунинг учун индекслар эллипсоидига асосланиш керак.

Кристалл бир ўқли бўлган ҳолда оптик ўқлар орасидаги бурчак нолга айланади ва устма-уст тушган икки ўқ шундай бир йўналишни аниқлайдики, бу йўналиш бўйлаб кристаллда тўлқин фақат бир тезлик билан тарқалади. Шунинг учун бир ўқли кристалларда тўлқин сиртининг шакли икки ўқли кристаллардагига нисбатан анча оддий бўлиб, бир-бирига уринувчи икки сиртдан иборат бўлади: бири сфера (оддий нур учун), иккинчиси айланиш эллипсоиди (ғайриоддий нур учун). Бу сиртларнинг уриниш нуқталари оптик ўқда ётади. $c < b = a$ бўлган мусбат кристаллар учун тўлқин сирти сферага *ички чизилган* айланиш эллипсоиди бўлади (қ. 26.10-а расм). $c = b < a$ бўлган манфий кристаллар учун тўлқин сирти сферага *ташқи чизилган* айланиш эллипсоиди бўлади (қ. 26.10-б расм).

Мусбат кристалларда эллипсоиднинг кичик ярим ўқи йўналишига тегишли синдириш кўрсаткичи, манфий кристалларда эллип-

* Баъзан (142.1) ва (144.1) шартдан фарқли равишда оптик ўқни мусбат кристаллар учун ҳам, манфий кристаллар учун ҳам z ўқ деб аталади.



26.10- расм. Бир ўқли мусбат (*а*) ва манфий (*б*) кристаллнинг тўлкин сиртларининг кесими.

сонднинг катта ярим ўқи йўналишига тегишли синдириш кўрсаткичи ғайриоддий нурнинг синиш кўрсаткичи деб аталади*.

Синдириш кўрсаткичининг ($\lambda = 589{,}3$ нм га оид) қийматлари қуйидагича: исланд шпатида оддий нур учун $n_o = 1{,}658$ ва ғайриоддий нур учун $n_e = 1{,}486$; кварцда $n_o = 1{,}543$, $n_e = 1{,}552$.

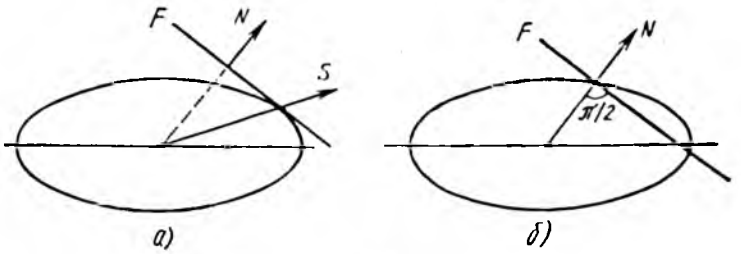
Синдириш кўрсаткичлари янада кескин фарқ қиладиган кристаллар ҳам бор. $NaNO_3$ натрон селитрасида $n_o = 1{,}585$, $n_e = 1{,}337$. Селитра намга ва механик зарбларга чидамли бўлмагани учун уни оптик асбобларда ишлатиш қийин.

Кристалл ичида оддий ва ғайриоддий нурлар характерининг турлича бўлиши бу нурларнинг электр векторининг оптик ўққа нисбатан йўналишлари ҳар хил бўлишига мос келади. Оддий нурда электр вектори ҳамиша оптик ўққа перпендикуляр равишда жойлашади, чунки электр вектори оптик ўқ ётган бош текисликка перпендикуляр йўналади. Шунинг учун оддий нурнинг йўналиши ҳар қандай бўлганда унинг электр вектори ҳамиша оптик ўққа нисбатан бир хил жойлашади ва оддий нурнинг тезлиги йўналишга боғлиқ бўлмайди. Ғайриоддий нурнинг электр вектори бош текисликда, яъни оптик ўқ ётган текисликда ётади. Шунинг учун, умуман айтганда, ғайриоддий нурнинг электр вектори нурнинг йўналишига қараб оптик ўқ билан бирор бурчак (нолдан 90° гача) ҳосил қилади.

146- §. Анизотроп муҳитларда Гюйгенс чизмалари

Одатда дарсликларда синиш қонунлари бир ўқли кристаллда ғайриоддий нурга ва икки ўқли кристаллда иккала нурга татбиқ этилмайди, деб ёзилади. Бу даъво тўғри бўлишига қарамай, унинг салбий томони ҳам бор: бу даъво синиш қонунига бўйсунадиган оддий чизма ёруғлик нурининг тарқалиш йўналиши тўғрисидаги масалага *татбиқ этилмаслигини* кўрсатади. Агар бунинг ўрнига бошқа ҳеч қандай қоида берилмаса, кристаллар оптикасининг энг

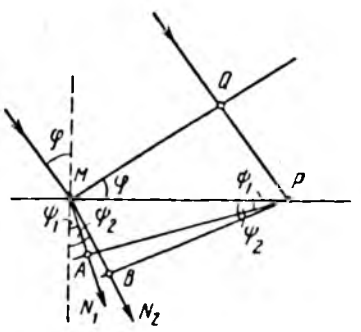
* Аниқроқ қилиб айтганда, ғайриоддий нурлар тарқалиш йўналишига қараб n_o дан n_e гача бўлган турли синиш кўрсаткичига эга бўлади.



26.11- расм. Тўлқин фронти нур сиртига уринади (*а*) ва нормаллар сиртини кесиб ўтади (*б*).

содда масалаларини ечиш ҳам қийин бўлади. Бироқ синган ёруғлик тўлқинининг тарқалиш йўналишини топишнинг анча умумий усули, масалан, Гюйгенс принципига асосланган чизма ясаш усули бор; бу чизманинг изотроп муҳитга доир натижаси Декарт—Снеллий қонунидир. Шуни эслатиб ўтамизки, Гюйгенснинг ўзи ёруғликнинг нурни иккига ажратиб синдирувчи жисмларда (исланд шпатида) тарқалиши тўғрисидаги масалани бу усул ёрдамида ўрганиб, ниҳоятда муҳим натижаларга эришди. Ёруғликнинг анизотроп муҳитларда тарқалиши тўғрисидаги масалага Гюйгенс чизмаларини татбиқ этиш содда ва самарали восита ҳисобланади. Гюйгенс чизмаларида қатнашадиган сирт нормаллар сирти эмас, балки нур сиртидир. Ҳақиқатан ҳам, Гюйгенс принципига асосан, тўлқин (ясси тўлқин) фронтини топиш учун Гюйгенс сиртига уринма бўлган текислик ўтказилади. Тўлқин фронти эса нур сиртига *уринма*, (26.11-а расм) бўлиб, нормаллар сиртини *кесиб* ўтади (26.11-б расм).

Гюйгенс чизмаларидан тўлқин фронтининг вазиятини ва демак, нурлар йўналишини эмас, балки *нормаллар* йўналишини бевосита топиш мумкин эканлигини кўрсатиш қийин эмас. Бунда синиш қонунлари нормалларга нисбатан анизотроп муҳитларда ҳам одатдагича таърифланади, масалан, 1) иккала сиртга (тўлқин сиртига) ўтказилган нормаллар тушиш текислигида ётади, 2) тўлқин фронтларининг нормаллари билан бўлиниш сиртига ўтказилган пер-



26.12- расм. Анизотроп муҳитда нормаллар йўналишини Гюйгенс чизмалари ёрдамида топиш.

пендикуляр орасида ҳосил бўлган бурчаклар синусларининг нисбати бўлиниш чегарасидан икки тарафда ётган муҳитлардаги нормал тезликлар нисбатига тенг. Ҳақиқатан ҳам, фронти биринчи муҳитда MQ бўлган ясси тўлқин (26.12-расм) бўлиниш текислигига тушаётган бўлсин. Иккинчи муҳитда синган тўлқинларнинг иккала фронти иккинчи муҳитдаги нур сиртларига уринма бўлган ва тушаётган тўлқиннинг фронти билан бўлиниш сирти кесишадиган чизиқ орқали ўтадиган текисликлар бўлади; тушаётган тўлқин фронти билан бўлиниш сирти кесишадиган чизиқнинг изи 26.12-расмда P нуқта билан кўрсатилган. Бу чизиқ тўлқиннинг тушиш текислигига перпендикуляр; шунинг учун синган тўлқинларнинг иккала фронти бу чизиқ орқали ўтувчи текислик сифатида тушиш текислигига перпендикуляр бўлади. Бинобарин, нур сиртларининг шакли ҳар қандай бўлганда ҳам буларга ўтказилган иккала нормаль тушиш текислигида ётади. Шундай қилиб, синишнинг биринчи қонуни *нормаллар* учун ҳамиша тўғри бўлади. 26.12- расмда M нуқтадан ўтказилган нормалларнинг фронт текисликлари билан кесишган нуқталари A ва B билан кўрсатилган. Юқорида исбот этилганига асосан, бу нуқталар чизма текислигида (тушиш текислигида) ётади. Тўлқин фронтининг нур сиртлари билан кесишиш нуқталари, умуман айтганда, тушиш текислигида бўлмаслиги мумкин ва шунинг учун улар чизмада кўрсатилган эмас.

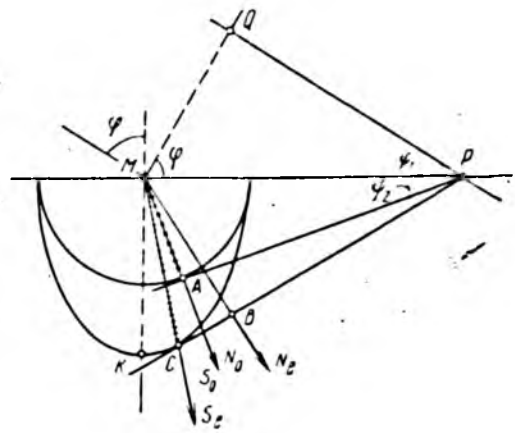
Иккинчи муҳитда тўлқин фронтлари PA ва PB вазиятларга (қ. 26. 12-расм) етиб боргунча ўтган вақтни τ билан, ёруғликнинг биринчи муҳитдаги (вакуумдаги) тезлигини c_0 билан, синган иккала тўлқиннинг нормал тезликларини q' ва q'' билан белгилаб, одатдагича

$$QP = c_0\tau = MP\sin\varphi,$$
$$MA = q'\tau = MP\sin\psi_1,$$
$$MB = q''\tau = MP\sin\psi_2$$

ёки

$$\frac{\sin\varphi}{\sin\psi_1} = \frac{c_0}{q'}, \quad \frac{\sin\varphi}{\sin\psi_2} = \frac{c_0}{q''}$$

эканлигини, яъни нормаллар учун синишнинг иккинчи қонуни ҳам тўғри бўлишини топамиз. Бизнинг бу мулоҳазаларимиз бир ўқли кристалларга ҳам, икки ўқли кристалларга ҳам бир хилда тегишлидир. Агар биз Гюйгенс чизмалари воситасида *нурларнинг* йўналишини топмоқчи бўлсак, у ҳолда бу чизмаларни фазовий моделлар ёрдамида бажаришимиз керак бўлар эди, чунки тўлқин фронти билан нур сиртининг кесишиш нуқталари, умуман айтганда, тушиш текислигида ётмайди. Шу тариқа *нурлар* йўналишини ясаб, биз буларга нисбатан Декарт—Снеллийнинг синиш қонунлари кучга эга эмас эканлигига ишонч ҳосил қилган бўлар эдик. Гарчи



26.13- расм. Бир ўқли манфий кристаллда ғайриоддий тўлқиннинг нормали ҳамиша оддий тўлқин нормалидан кам синади, бироқ ғайриоддий нур оддий нурдан кўпроқ синиши ҳам мумкин.

тажрибада биз асбобларга таъсир қиладиган ёруғлик энергияси тарқаладиган йўлдан иборат бўлган нурларнинг йўналишини бевосита аниқлай олсак ҳам, Гюйгенснинг нормалларга оид осон бажариладиган чизмалари масалани тўғри ечишни кўп ҳолларда ниҳоятда енгиллаштиради. Масалан, бир ўқли манфий кристаллда ғайриоддий тўлқиннинг тезлиги оддий тўлқиннинг тезлигидан катта бўлади ва демак, ғайриоддий тўлқин оддий тўлқинга қараганда *камроқ* синиши керак. Бироқ бу фикр айни нормаллар учун тўғри; *нурларнинг* йўналиши эса бошқачадир; ғайриоддий *нур* бир ўқли манфий кристаллда оддий нурдан кўра кўпроқ синган ҳоллар бўлиши ҳам мумкин.

Бу ҳол 26.13-расмда тасвирланган. Кристалл шундай кесиб олинган бўлсинки, оптик ўқ кристаллнинг ёқ текислигида ётган, MK эса Френель эллипсоидининг бош йўналишларидан бири бўлсин. Бундай ҳолда нурлар ва синган иккала тўлқиннинг нормаллари тушиш текислигида ётади, синган ғайриоддий тўлқиннинг N_e нормали оддий тўлқиннинг N_o нормалидан кўра *кам* синади, ғайриоддий S_e нур оддий S_o нурга қараганда *кўпроқ* синади. 202-а, б, в машқларда берилган бир неча ҳолларни мана шу тарнқа кўриб чиқиб, бу усулнинг самарали эканлигига ишонч ҳосил қиламиз.

147- §. Ёруғликнинг бир ўқли кристалларда тарқалишига доир экспериментал маълумотлар

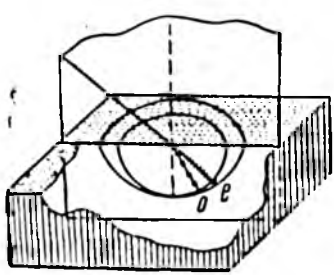
Олдинги параграфларда баён этилган умумий мулоҳазалардан сўнг биз энди ёруғликнинг бир ўқли кристаллда тарқалиш характерини кузатиш маълумотларига асосланиб муфассал кўриб чиқамиз. Биз тўлқинга ўтказилган нормални эмас, балки *нурнинг* ха-

рактерини бевосита кузатаётганимиз учун биз чиқарган хулосалар нур сиртига тегишли бўлади. Бундай кузатиш мақсадларида ёруғликни табиий кристаллдан эмас, балки оптик ўққа нисбатан маълум тарзда кесиб олинган исланд шпатининг пластинкаси орқали ўтказамиз.

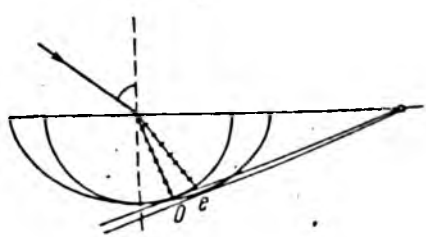
1 ҳол. Пластинка оптик ўққа *перпендикуляр* равишда кесиб олинган. Ёруғлик оптик ўққа нисбатан ҳар хил тушган ҳолларда ёруғликнинг бундай пластинкада синишини кўриб чиқамиз.

а. Табиий ёруғлик нури оптик ўқ бўйлаб йўналган. Бу ҳолда ёруғлик иккига ажралиб синмай, нур пластинкадан йўналишини ўзгартирмай чиқади. Бунда ёруғлик табиий ёруғлик бўлганича қолаверади. Ҳақиқатан ҳам, бу ҳолда оптик ўқ ва тўлқин нормали орқали ўтувчи бош текисликнинг вазияти ноаниқ бўлади, бинобарин, иккала нурда тебранишлар йўналиши ҳам ноаниқдир, шунинг учун бу нурларни бир-биридан фарқ қилиб бўлмайди.

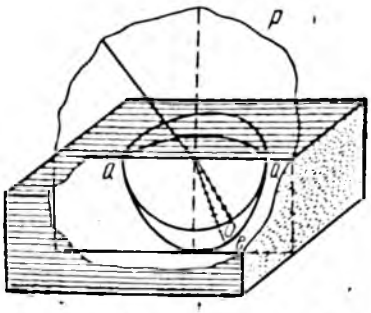
б. Табиий ёруғлик нури оптик ўққа нисбатан қия тушади (26.14 ва 26.15- расм). Бу ҳолда нур иккига ажралиб синади; агар тушаётган ёруғлик дастаси етарлича ингичка бўлиб, кристалл пластинка етарлича қалин бўлса, пластинкадан айрим-айрим иккита даста чиқади, бу дасталар тушаётган дастага параллел бўлади ва ўзаро перпендикуляр йўналишларда қутбланади. Агар φ тушиш бурчаги ўзгартирилса, у ҳолда ψ_o ва ψ_e синиш бурчаклари ҳам ўзгаради. Николь ёки поляроид ёрдамида ўтказилган кузатишларнинг кўрсатишича, тебранишининг йўналиши бу ҳолда тушиш текислиги билан устма-уст тушган бош текисликка перпендикуляр бўлган нур ψ_o бурчак остида $\sin\varphi/\sin\psi_o$ нисбат тушиш бурчагига боғлиқ бўлмайдиган бўлиб синади. Тебранишининг йўналиши бош текисликда ётган нур ҳолида $\sin\varphi/\sin\psi_e$ нисбат тушиш бурчагига боғлиқ равишда ўзгаради. Юқорида айтиб ўтилганидек, бу



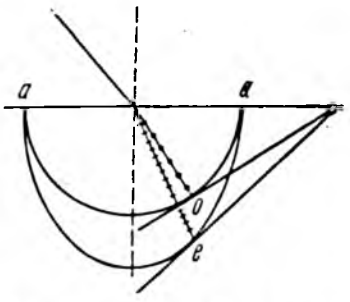
26.14- расм. Оптик ўкка перпендикуляр равишда кесиб олинган бир ўкли кристалл пластинкасидан ёруғлик ўтиши.



26.15. расм- 26.14- расмда тасвирланган ҳолга оид Гюйгенс чизмаси.



26.16- расм. Оптик ўққа параллел қилиб кесиб олинган бир ўқли кристалл пластинкасидан ёруғлик ўтиши; тушиш текислиги кристаллнинг бош текислиги билан устма-уст тушади.



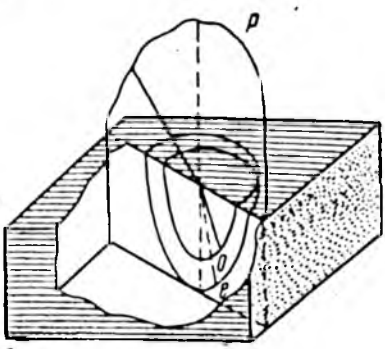
26.17- расм. 26.16- расмда тасвирланган ҳолга оид Гюйгенс чизмаси.

нурларнинг биринчиси *оддий* нур деб, иккинчиси *ғайриоддий* нур деб аталади. Шундай қилиб, оддий нурнинг n_o синиш кўрсаткичи кристалл ичидаги ҳар қандай йўналишда бир хил бўлади, ғайриоддий нурнинг n_e синиш кўрсаткичи ёруғликнинг кристалл ичида қайси йўналишда тарқалишига боғлиқ бўлади. Шунинг учун ғайриоддий нурнинг тезлиги ҳам нурнинг кристалл ичидаги йўналишига боғлиқ бўлади.

II ҳол. Пластинка оптик ўққа *параллел* равишда кесиб олинган. Бундай пластинкада ёруғликнинг синиш тажрибаси қуйидагиларни кўрсатади.

а. *Р* тушиш текислиги бош текислик билан устма-уст тушган (26.16 ва 26.17-расм).

Иккала *о* ва *е* нур тушаётган нур билан бир текисликда ётади (тушиш ва синиш текислиги). Оддий нурдаги тебранишлар йўналиши бош текисликка (тушиш текислигига) перпендикуляр, яъни нурнинг йўналиши ҳар қандай бўлганда бу тебранишлар оптик ўққа перпендикуляр бўлади, *о* тўлқинининг сирти тушиш текислиги билан айлана бўйлаб кесишади. Ғайриоддий нурдаги тебранишлар йўналиши бош текисликда (яъни тушиш текислигида) ётади ва нурнинг йўналишига боғлиқ равишда оптик ўқ билан ҳар хил бурчак ҳосил қилади. Шунинг учун ғайриоддий нурнинг синиш кўрсаткичи турли йўналишларда турлича бўлади, оқибатда *е* тўлқин сиртининг тушиш текислиги билан кесишмаси эллипс шаклида бўлади. *аа* ўқ бўйлаб эллипс билан доира умумий диаметрга эга бўлади, яъни иккала нур оптик ўқ бўйлаб бир хил тезлик билан тарқалади. Доира билан эллипс ўртасидаги муносабат орттирилган: $n_o = 1{,}658$, n_e эса тушиш бурчагига қараб 1,658 билан 1,486 орасида ётади.



26.18- расм. 26.16- расмдагининг худди ўзи, бироқ тушиш текислиги кристаллнинг бош текислигига нисбатан қия туради.

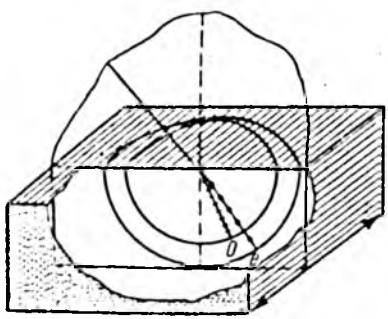
Синган нурларни ясаш шуни кўрсатадики, бу ҳолда манфий кристаллда ғайриоддий нур оддий нурдан кўра *кўпроқ* синади (мусбат кристаллда бунинг акси бўлади).

б. *P* тушиш текислиги бош текисликка қия туради.

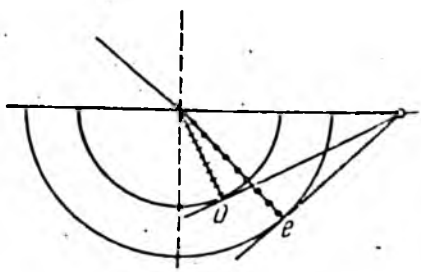
o нур сингандан сўнг тушиш текислигида қолаверади (26.18-расм), *e* нур эса бу текисликдан чиқади. *o* нурнинг тезлиги йўналишга боғлиқ эмас, *e* нурнинг тезлиги эса йўналишга боғлиқ. Бу ҳолда тебранишлар йўналишини ва ўқ йўналишини текисликдаги чизмада тасвирлаш қийин.

в. *P* тушиш текислиги бош текисликка перпендикуляр туради.

Иккала *o* ва *e* нур тушиш текислигида қолаверади (26.19 ва 26.20-расм). Оддий *o* нурдаги тебранишлар бош текисликка перпендикуляр, яъни тушиш текислигида юз беради ва нурнинг йўналиши ҳар қандай бўлганда ҳам тебранишлар оптик ўққа *перпендикуляр* бўлади. Ғайриоддий *e* нурдаги тебранишлар бош текисликда бўлади, яъни тушиш текислигига перпендикуляр бўлади. Чизмадан кўринишича, бу ҳолда ғайриоддий нурдаги тебранишлар нурнинг йўналиши ҳар қандай бўлганда ҳам оптик ўққа *параллел* бўлади, яъни бу ҳолда *ғайриоддий* нурнинг синиш коэффициенти



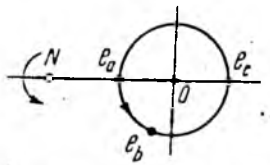
26.19- расм. 26.16- расмдагининг худди ўзи, бироқ тушиш текислиги кристаллнинг бош текислигига перпендикуляр туради.



26.20- расм. 26.19- расмда тасвирланган ҳолга оид Гюйгенс чизмаси.

йўналишга боғлиқ бўлмай, 1,486 га тенг бўлади. Тушиш текислиги тўлқиннинг иккала сиртини айлана бўйича кесади.

Хусусий ҳолларни (а, б, в ларни) кўриб бўлгач, оптик ўққа параллел қилиб кесиб олинган пластинкани унинг сиртига нормал (тик) бўлган чизиқ атрофида бурганда ҳодиса қандай кечишини кузатиш қийин эмас. Агар пластинка нормалининг экрандаги изи *N* нуқта билан кўрсатилса, 26.16-расмда кўрсатилган ҳолда оддий ва ғайриоддий нурларнинг жойлашиши *o* ва e_a нуқталар билан тасвирланади (26.21-расм). Пластинка *N* нормал атрофида айлантирилганда оддий *o* нурнинг вазияти изотроп пластинкадаги каби ўзгармайди. Ғайриоддий *e* нур изининг вазияти эса ўзгаради. Пластинкани 26.18-расмга мос келадиган вазиятга бурганда *e* нурнинг учи *No* текисликдан чиқади ва унинг вазияти e_b нуқта билан (қ. 26.21-расм) тасвирланади. Пластинкани 26.19-расмда кўрсатилганга мос келадиган вазиятга қадар бурганда *e* нур яна *No* текисликка тушиб қолади, бироқ бу ҳолда *o* нуқтадан бошқа томонда e_c нуқта билан тасвирланган вазиятда бўлади; пластинка яна бурилаверса, *e* нур *No* текисликдан чиқади ва пластинка 180° га бурилиб 26.16-расмдаги вазиятга келганда *e* нур *o* нуқта атрофида тўлиқ айланиб чиқиб, у яна e_a вазиятга келади. Пластинка яна бурилаверса, ҳодисалар такрорланади. Шундай қилиб, пластинкани нормаль атрофида тўлиқ бурганда *e* нур *o* нуқта атрофида *икки марта* айланиб чиқади, бунда у тушиш текислигидан тўрт марта (икки марта *o* нуқтадан бир томонда, икки марта *o* нуқтадан бошқа томонда) ўтади.

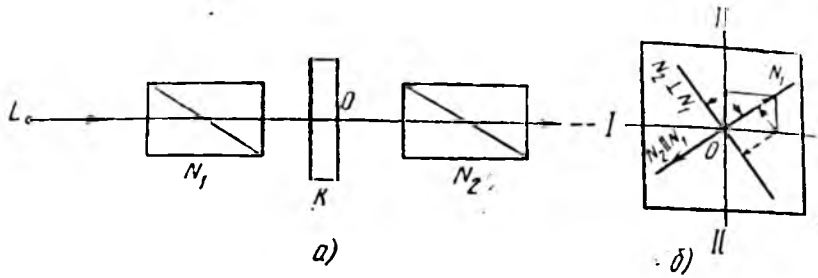


26.21-расм. Оптик ўққа параллел қилиб кесиб олинган кристалл пластинкаси нормаль атрофида бир марта тўлиқ айланганда ғайриоддий нур оддий нур атрофидан икки марта айланиб ўтади.

148- §. Кристалл пластинкаларнинг ранглари ва қутбланган нурларнинг интерференцияси

а. Параллел нурларда юз берадиган ҳодисалар. *K* кристалл пластинкани N_1 ва N_2 поляризаторлар орасига қўйиб (26.22-расм), қуйидаги интерференцион ҳодисаларни кузатиш мумкин.

Светофильтр орқали қаралганда қалинлиги нотекис бўлган пластинканинг сиртида ёруғ ва қора доғлар кўринади. Поляризаторлардан бирини 90° бурганда ёруғ жойлар қора бўлади, қора жойлар ёруғ бўлади. Пластинкага оқ ёруғлик туширилганда пластинканинг сирти рангдор бўлиб жимирлаб кетади; поляризаторлардан бирини 90° бурганда ранглар қўшимча рангларга алмашади. Агар поляризаторлардан бирини олиб ташласак, интерференцион манзаранинг



26.22- расм. Кристалл пластинканинг параллел нурлардаги рангларини кузатиш схемаси (*а*) ва тебранишларни пластинканинг бош йўналишлари бўйлаб ёйиш диаграммаси (*б*).

ҳар қандай изи йўқолиб, пластинканинг юзи бир текис ёритилиб қолади.

Бу ҳодисаларнинг маъносини тушуниш қийин эмас. N_1 поляризатордан чиқаётган ясси қутбланган ёруғлик кристалл пластинкага тушганда ҳар хил тезлик билан тарқаладиган иккита когерент тўлқин ҳосил қилади; бу тўлқинларнинг фазалар фарқи пластинканинг қалинлигига ва иккала дастанинг синиш кўрсаткичларининг турлича бўлишига боғлиқ. Бу тўлқинлардаги тебранишлар ўзаро перпендикуляр бўлгани учун ёруғлик эллиптик равишда қутбланади. Кристалл пластинканинг қалинлиги турлича бўлган жойларига мос келган нуқталарда эллипснинг шакли ва жойлашиши турлича бўлиши мумкин, бироқ натижавий ёруғликнинг *интенсивлиги* ҳамма жойда бир хил, шунинг учун пластинка текис ёритилганга ўхшаб кўринади. Кристалл пластинканинг орқасига иккинчи N_2 поляризатор қўйилса, у ҳолда ҳар бир тўлқиндан тебранишларнинг N_2 поляризаторнинг бош текислигига параллел бўлган тузувчисигина ўтади. Шундай қилиб, иккала тўлқинда бир текисликда ётадиган тебранишларгина қолади. Демак, N_1 поляризатор қутбланган ёруғлик ҳосил қилади, бу ҳол эса ўзаро таъсири кузатилиши керак бўлган тўлқинлар *когерентлигига* сабаб бўлади; келган тўлқин ажралган компонентлар K кристалл пластинка туфайли бирор *фазалар фарқига* эга бўлади; N_2 эса тебранишлари маълум бир текисликда ётадиган тўлқинларнигина ўтказади. Равшанки, фазаларнинг бу фарқи тарқалаётган ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиб, спектрнинг турли қисмларига тегишли тўлқинлар учун турличадир.

Кристалл пластинкадаги икки тўлқинда бўлаётган тебраниш йўналишларини *I* ва *II* билан белгилаймиз; у ҳолда поляризаторлардан биринг бурилиш аҳамиятини 26.22- б расм аниқ кўрсатади. Агар $N_2 \parallel N_1$ бўлса, у ҳолда иккала нур иккинчи поляризатордан K пластинкада эга бўлган фазалар фарқи билан чиқади. Агар $N_2 \perp N_1$

бўлса, *I* ва *II* тебранишларни N_1 нинг бош текислигига проекциялаганда π га тенг бўлган қўшимча фазалар фарқи берилади. Шунинг учун $N_2 \parallel N_1$ ва $N_2 \perp N_1$ бўлганда кузатилаётган манзараларда ёритилганлик тақсимотлари бир-бирига нисбатан тўлдирувчи бўлади, яъни ёритилганлик максимумлари минимумлар билан алмашади ва ҳоказо.

Агар *I* ва *II* йўналишлар N_1 ёки N_2 нинг бош текисликларида ётса, у ҳолда аппаратдан фақат битта тўлқин чиқади ва интерференция юз бермайди. Ҳақиқатан ҳам, N_1 ва N_2 нинг вазиятларини ўзгартирмай пластинкани айлантирганда *I* ёки *II* йўналишлар N_1 ёки N_2 нинг бош текисликларидан бирига параллел бўлиб қолган ҳолларда интерференцион манзара йўқолиши тажрибада кўрилади. Кристалл пластинкадаги *I* ва *II* бош йўналишларни шу йўл билан аниқлаш осон.

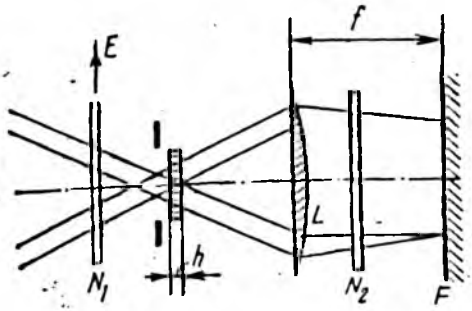
Тавсиф этилган бу ҳодисалар модданинг синдириш кўрсаткичлари фарқини аниқлашнинг жуда сезгир усулини яратишга имкон беради. Бу усулларни 1811 йилда Араго кашф этди ва улар «хроматик қутбланиш» деган ном олди, бироқ бу ном сингишиб кетган бўлса-да, физика нуқтаи назаридан унча маъқул эмас.

Агар айқаштирилган N_1 ва N_2 поляризаторлар ўртасига оптик жиҳатдан анизотропияси жуда заиф бўлган модда қатлами қўйилса, монохроматик ёруғлик ишлатилганда майдон бирмунча ёришади ёки оқ ёруғлик ишлатилганда майдон жимжимадор бўлади. Буюм (пластинка) бурилганда интерференцион манзара ўзгаради. Одатда изотроп бўлиб, бироқ сиқиш ёки нотекис иситиш оқибатида бирмунча деформацияланган шиша парчаларида ёки бошқа материалларда заиф анизотропликни мана шу усул билан пайқаш мумкин (қ. XXVII боб).

б. Йиғилувчи дасталарда юз берадиган ҳодисалар. Йиғилувчи ёруғлик дасталарида мураккаброқ интерференцион манзаралар ҳосил бўлади. Бу ҳолда тўлқин пластинка орқали ўтганда оддий ва ғайриоддий тўлқинлар орасида ҳосил бўладиган фазалар фарқини тақрибан қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{h}{\cos \psi} (n_1 - n_2), \qquad (148.1)$$

бу ерда h—пластинканинг қалинлиги, ψ—тўлқин нормали билан пластинка сиртига ўтказилган нормаль орасидаги бурчак (яъни $h/\cos\psi$ — ёруғликнинг пластинка ичидаги йўлининг геометрик узунлиги), n_1 ва n_2—тайинли бир йўналишдаги иккала тўлқиннинг синиш кўрсаткичлари. Ҳатто пластинка ясси-параллел пластинка (h ўзгармас) бўлган ҳолда ҳам тўлқин нормалларининг оғмалиги турлича бўлган тўлқинлар учун δ турлича бўлиб, пластинканинг ўзидан ўтаётган ёруғлик дасталарига нисбатан тутган вазиятига боғлиқ бўлади, чунки n_1 билан n_2 орасидаги айирма пластинканинг мана шу вазиятига боғлиқ. Пластинкани керакли вазиятда тутишга имкон берадиган схема 26.23-расмда кўрсатилган.



26.23- расм. Кристалл пластинканинг йиғилувчи нурлардаги рангларини кузатиш схемаси.

Кенг ёруғлик манбаидан келаётган йиғилувчи дасталар конуси бир ўқли кристаллдан оптик ўққа параллел қилиб кесиб олинган пластинкага тушаётган энг оддий ҳолни кўриб чиқамиз; бунда конуснинг ўқи кристаллнинг оптик ўқи билан устма-уст тушади. У ҳолда ψ ўзгармас бўлганда фазалар фарқи ҳам ўзгармайди, чунки ёруғлик дасталари кристалл ўқига нисбатан симметрик жойлашган бўлгани туфайли $n_1 - n_2$ айирма фақат ψ нинг қийматига боғлиқ бўлади. Шундай қилиб, юқорида айтиб ўтганимиздек, оддий ва ғайриоддий тўлқинларнинг фазалар фарқи h ўзгармас бўлганда ψ бурчакнинг қиймати билан аниқланади.

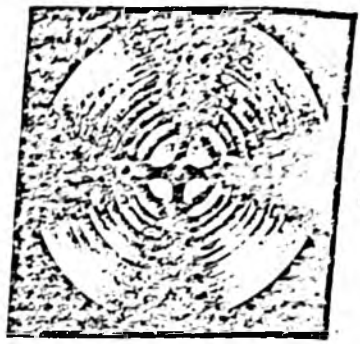
Бинобарин, биз тенг оғмалик полосалари ҳосил бўладиган интерференцияга маълум даражада ўхшша бўлган интерференция билан иш кўрамиз. Интерференцион манзарани L бъекти внинг F фокал текислигида ўша текисликда жойлашган экранда кузатиш мумкин.

Бироқ бу ҳодиса қутбланган ёруғликда юз бераётгани учун унинг ўзига хос томонлари бўлади. Интерференцион манзара аксиал симметрияга эга бўлишини ва объективнинг фокал текислигида ёруғ ва қора концентрик айланалар шаклида бўлишини олдиндан айтиш мумкин. Ёруғ айланалар пластинкадан шундай тўлқинларнинг чиқишига мос келадики, бу тўлқинлар анализаторнинг бош йўналиши билан бир хил бўлган қутбланишли натижавий тебраниш ҳосил қиладиган бўлиб қутбланган (қ. 26.22-б расм). Қора айланалар шундай тўлқинларга мос келадики, уларнинг натижавий вектори анализатор ўтказиб юборадиган тебранишлар йўналишига нормал бўлади.

Бироқ экранда кўринадиган интерференцион манзара концентрик айланалардангина иборат бўлиб қолмайди. Тажрибанинг кўрсатишича, поляризатор билан анализатор бир хил вазиятда жойлашган бўлса, концентрик интерференцион полосалар системаси юзига ёруғ «мальтия салби» тушади; поляризатор билан анализатор айқаштириб қўйилганда интерференцион ҳалқалар юзига қора «мальтия салби» тушади (26.24-расм). Салб интерференция юз бермайдиган соҳадан иборат. Бу йўналишларда қутбланган фақат битта тўлқин (оддий ёки ғайриоддий тўлқин) тарқалади.

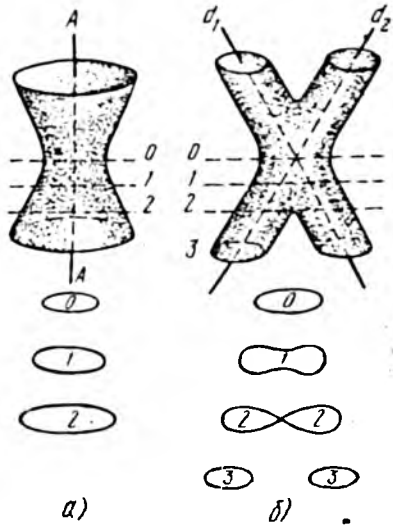
Агар пластинка оптик ўққа қиялатиб кесиб олинган бўлса, у ҳолда $n_1 - n_2$ айирма ψ нинг тайинли қийматида турли азимутларда ётувчи нурлар учун турлича бўлган бўлар эди, чунки нурлар

оптик ўқ билан турли бурчаклар ҳосил қилган бўлар эди. Интерференцион манзара юқорида кўриб ўтилгандан бошқача шаклда бўлар эди, чунки сиртнинг δ си ўзгармас (яъни $\delta = const$) бўлган нуқталари тўплами бу ҳолда концентрик айланалар бўлмас эди.

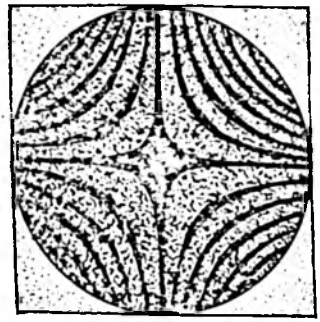


26.24- расм. Оптик ўққа перпендикуляр қилиб кесиб олинган бир ўқли кристалл пластинкаси учун изохроталар шакли.

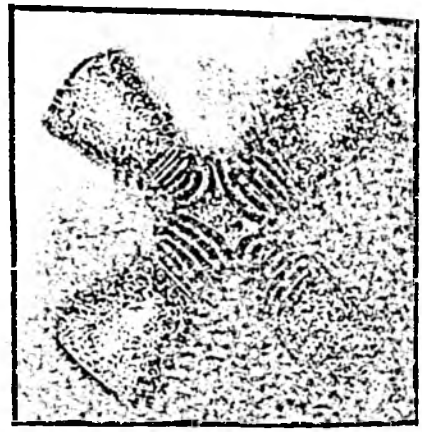
Кристалл сиртининг δ си ўзгармас бўлган нуқталарининг геометрик ўрни *изохроматик* эгри чизиқ (бир хил ранг эгри чизиғи) деб аталади. Агар нурлар конусининг учи бўлмиш O нуқта орқали (кристалл ичида) барча мумкин бўлган йўналишлар (нурлар) ўтказилиб, бу йўналишларда тайинли фазалар фарқига мос келувчи нуқталар топилса, бу нуқталарнинг геометрик ўрни *изохроматик сирт* бўлади. Бир ўқли кристаллда бу сирт (тахминан) айланиш гиперболоиди бўлиб, унинг ўқи кристаллнинг ўқи билан устма-уст тушади (26.25-а расм). Бундай сиртларнинг пластинка текислиги билан кесишмаси изохроталардан иборатдир. Пластинка оптик ўққа перпендикуляр қилиб кесиб олинган ҳолда изохроталар айлана бўлади: оптик ўққа параллел қилиб кесиб олинган пластинка учун изороталар (тахминан) гипербола бўлади. F экрандаги манзара (26.23-расм) кристалл текислигининг тасвири эмас: экраннинг бирор нуқтасидаги ёритилганлик пластинкадан тайинли бир йўналишда чиққан тўлқинларни характерлайди. Изохроматик сирт ясашда қатнашган O нуқта сифатида кристаллнинг биринчи текислигидаги ихтиёрий нуқтани танлаб олиш мумкин. Бироқ F экрандаги интерференцион полосалар изохроматик сиртни кристалл пластинканинг иккинчи текислигидаги ихтиёрий нуқтаси орқали ўтувчи сирт деб қабул қилиш мумкин.



26.25- расм. Изохроматик сиртлар ва уларнинг бир ўқли кристаллардаги (*а*) ва икки ўқли кристаллардаги (*б*) кесимлари.



26.26- расм. Бир ўқли кристаллнинг оптик ўққа параллел қилиб кесиб олинган пластинкаси учун изохроматалар шакли.



26.27- расм. Икки ўқли кристаллнинг ўқлар орасидаги бурчак биссектрисасига перпендикуляр қилиб кесиб олинган пластинкаси учун изохроматалар шакли.

кислиги кесганда ҳосил бўлган кесимга ўхшаган умумий кўринишда бўлади; бу полосалар кўпинча изохроматик чизиқлар ёки изохроматалар деб аталади.

26.24 ва 26.26-расмлар оптик ўққа перпендикуляр ва параллел қилиб кесиб олинган бир ўқли кристаллга тегишли. Изохроматик сиртнинг хоссаларига тегишли айтилган гапларга асосан, полосалар ҳалқа ёки гиперболалар шаклида бўлади.

Маълумки, икки ўқли кристалларда иккита йўналиш бўлиб, булар бўйлаб иккала ёруғлик нурининг тезлиги бир хил бўлади; икки ўқли кристалларда изохроматик сирт бир-бирига қўшилиб кетган цилиндрларга ўхшайди, бу цилиндрларнинг ўқи кристаллнинг оптик ўқлари билан устма-уст тушади (қ. 26.25-б расм). Оптик ўқларга параллел қилиб кесиб олинган пластинка учун изохроматалар гиперболалар шаклида бўлади; ўқлар орасидаги бурчакнинг биссектрисасига перпендикуляр қилиб кесиб олинган пластинка учун изохроматалар лемнискаталар* шаклида бўлади, лемнискаталарнинг қутблари оптик ўқларнинг (синиш туфайли) кўринма чиқиш жойлари бўлади. Ўқлар орасидаги бурчак биссектрисасига перпендикуляр қилиб кесиб олинган бир ўқли пластинкани характерлайдиган қора (ёруғ) салб ўрнига лемнискатанинг қутбларидан ўтадиган икки гиперболага эга бўламиз (26.27-расм). Пластинкалар

* Лемниската — ҳар бир M нуқтаси P ва P' нуқталардан $MP \cdot MP' = \text{const}$ шартни қаноатлантирадиган маъсофада турган эгри чизиқдир; P ва P' нуқталар лемнискатанинг қутблари деб аталади.

бурилганда бу гиперболалар ўзгаради ва пластинкаларнинг икки вазиятида қора (ёруғ) салбнинг устига тушиб қўшилиб кетади. Лемнискаталар қутбларининг вазиятига қараб икки ўқли кристаллнинг оптик ўқларининг кўринма йўналишини аниқлаш мумкин, синишга тегишли тузатма киритиб, ўқлар орасидаги ҳақиқий бурчакни топиш мумкин.

149- §. Фазовий дисперсия эффектлари. Куб кристалларнинг оптик анизотропияси

Куб кристаллар ниҳоят даражада симметрик бўлгани туфайли оптик жиҳатдан изотроп бўлиши кераклиги 142-§ да айтиб ўтилган эди. Бироқ яқинда мис купоросининг Cu_2O куб кристалида ютилишнинг ёруғлик қутбланишига боғлиқлиги (Е. Ф. Гросс ва А. А. Каплянский, 1960 й.) ва кремнийнинг куб кристалида синдириш кўрсаткичининг анизотропияси (Пастернак ва Ведам, 1971 й.) аниқланди. Шундай бошқа ҳодисалар ҳам маълумки, уларни тавсифлаш учун D электр индукцияси билан E электр кучланганлиги орасидаги муносабат (142-§) етарли эмас. Бу эффектларга кристалларнинг осон кузатиладиган табиий оптик активлиги (гиротропияси) энг яхши мисол бўла олади; бу ҳодиса XXX бобда баён этилади.

Юқорида тилга олинган ҳодисаларнинг формал сабабини қуйидагича изоҳлаб бериш мумкин. 142- § да кристаллнинг бирор r нуқтасидаги $D(r)$ индукцияси электр майдонининг ўша нуқтадаги $E(r)$ кучланганлигининг қиймати билан бир қийматли аниқланади, деб ошкор бўлмаган ҳолда фараз қилинган эди:

$$D_i(r) = \sum_j \varepsilon_{ij}'(\omega)\, E_j(r), \qquad (149.1)$$

бу ерда $D_i(r)$, $E_i(r)$—$D(r)$, $E(r)$ векторларнинг Декарт координаталаридаги ташкил этувчилари, ε_{ij} — диэлектрик сингдирувчанлик тензорининг компоненталари, i, j индекслар x, y, z координата ўқларини билдиради. Ҳақиқатда эса $D(r)$ билан $E(r)$ орасидаги бундай локал боғланиш ҳамма вақт ҳам етарли эмас, чунки $D(r)$ индукция кристаллнинг r нуқта яқинида жойлашган бошқа r' нуқталаридаги $E(r')$ қийматларига ҳам боғлиқ.

$D(r)$ билан $E(r)$ орасида локал бўлмаган боғланиш борлиги кристаллнинг энг содда моделини сифат томондан қараб чиқишда кўринади; кристаллнинг энг содда моделига асосан, кристалл панжара ҳосил қилувчи зарралар (атомлар, молекулалар, ионлар) ўзларининг мувозанат вазиятлари атрофида тебранib ва, бизнинг мақсадимиз учун энг муҳими, бир-бири билан ўзаро таъсирлашиб туради. Электр майдони зарядларни мувозанат вазиятидан силжитади. Кристалл панжаранинг турли ячейкаларида жойлашган зарралар орасидаги ўзаро таъсир натижасида бирор заррада зарядлар силжи-

ши туфайли қўшни зарраларда ва узоқроқ жойлашган зарраларда зарядлар қўшимча равишда силжийди. Шунинг учун муҳитнинг $P(r)$ қутбланиши ва

$$D(r) = E(r) + 4\pi P(r)$$

индукцияси кучланганликнинг тайинли бир нуқтадаги қийматигагина эмас, балки бу нуқтанинг атрофидаги қийматларига ҳам боғлиқ бўлади. Бу мулоҳазалар асимметрик молекулалардан тузилган изотроп муҳитларга ҳам тегишли (163, 164-§).

Зарраларнинг ўзаро таъсир соҳасининг a ўлчами унча катта эмас, у кристалл доимийси чамасидаги миқдордир ($a \sim 10^{-8} - 10^{-7}$ см). Спектрнинг оптик соҳасидаги λ тўлқин узунлиги a дан анча ортиқ бўлиб, таъсир соҳаси ичида майдон сезиларли даражада ўзгара олмайди. Шунинг учун зарраларнинг ўзаро таъсирини тавсифлаш учун қўшни r' нуқталардаги электр майдонини Декарт координаталарида r нуқтага нисбатан ҳисобланган силжишлар даражалари бўйича Тейлор қаторига ёйиш ва ёйилманинг дастлабки ҳадлари билан кифояланиш керак. Бу айтилганларга асосан, индукция билан кучланганлик ўртасидаги муносабатни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин деган хулосага келамиз:

$$D_i(r) = \sum_l \varepsilon_{il}(\omega) E_l(r) + \sum_{l,l} \gamma_{ill}(\omega) \frac{\partial E_l}{\partial x_l} + \\ + \sum_{l,l,m} \alpha_{illm}(\omega) \frac{\partial^2 E_l}{\partial x_l \partial x_m}, \qquad (149.2)$$

бу ерда x_i, x_l, x_m — r векторнинг Декарт координаталаридаги компоненталари, ҳосилалар эса r нуқтада ҳисобланади. (149.2) ифодадаги биринчи йиғиндини $D(r)$ билан $E(r)$ ўртасидаги локал муносабатга (қ. (149.1)) мос келади; XXVI бобда олдин кўриб ўтилган ва XXVII бобда энди кўриладиган барча ҳодисалар ўша йиғинди билан тавсифланади. (149.2) даги иккинчи ва учинчи йиғиндилар ўзаро таъсир эффектларини ҳисобга олади, бунда учинчи ва тўртинчи ранг $\gamma_{ijl}(\omega)$ ва $\alpha_{illm}(\omega)$ тензорлари r координатага боғлиқ эмас, чунки кристалл бир жинсли.

Кристалларнинг оптик хоссаларини тадқиқ этишда одатда ясси қутблик тўлқинлари ишлатилади. Бу ҳолда (149.2) муносабат жуда соддалашади. Тебранишларнинг комплекс ёзувидан фойдаланиш қулай, бу ёзувга мувофиқ, ясси монохроматик тўлқинлар

$$D(r, t) = D_0 \exp[-i(\omega t - kr)],\ E(r, t) = E_0 \exp[-i\omega t - kr)] \qquad (149.3)$$

шаклда тасвирланади, бу ерда k — тўлқин вектори, D_0 ва E_0 — ўзгармас комплекс векторлар; (149.3) дан

$$\frac{\partial E_l}{\partial x_l} = i k_l E_l$$

эканлиги келиб чиққани сабабли (149.2) формула

$$D_l(r, t) = \sum \varepsilon_{il}(\omega, k) E_l(r, t) \qquad (149.4)$$

кўринишга келади, бу ерда $\varepsilon_{ij}(\omega, k)$ тензор

$$\varepsilon_{ij}(\omega, k) = \varepsilon_{ij}(\omega) + i\sum_{l} \gamma_{ijl}(\omega) k_l - \sum_{l,m} \alpha_{ijlm}(\omega) k_l k_m \qquad (149.5)$$

муносабат орқали ифодаланади.

Шундай қилиб, тўлқинлар ясси монохроматик тўлқинлар бўлган ҳолда $D(r, t)$ билан $E(r, t)$ ўртасидаги боғланиш классик кристаллооптикадаги каби иккинчи ранг тензори орқали ифодаланади ((149.1) билан солиштиринг). Бироқ юқорида тушунтириб ўтилган нолокаллик ҳолида диэлектрик сингдирувчанликнинг $\varepsilon_{ij}(\omega, k)$ тензори фақат ёруғликнинг частотасигагина эмас, балки k тўлқин векторига ҳам (яъни тўлқин узунлигига ($k = 2\pi/\lambda$) ҳам, ёруғликнинг тарқалиш йўналишига ҳам) боғлиқ бўлади. $\varepsilon_{ij}(\omega, k)$ нинг k га боғланиши *муҳитнинг фазовий дисперсияси** деб аталади. Майдоннинг индукцияси билан кучланганлиги ўртасидаги муносабатнинг нолокаллик факти ҳам мана шу термин орқали ифодаланади, чунки нолокаллик $\varepsilon_{ij}(\omega, k)$ нинг k га боғланишининг сўз билан айтилган бошқача таърифидир.

Фазовий дисперсиянинг юқорида муҳокама қилинган сабабига мувофиқ, равишда $\gamma_{ijl}(\omega)$ ва $\alpha_{ijlm}(\omega)$ тензорларнинг қиймати тартиб эътибори билан мос равишда a ва a^2 га тенг (a — таъсир соҳасининг ўлчами). Агар $a = 10^{-7}$ см, $\lambda = 300$ нм деб олсак, у ҳолда $a/\lambda \approx 3 \cdot 10^{-3}$, $(a/\lambda)^2 \approx 10^{-5}$ бўлади. (149.5) ифодадаги биринчи ҳадга алоқадор бўлган иккига ажралиб синишга оддий ва ғайриоддий тўлқинлар синиш кўрсаткичларининг фарқи тартиб эътибори билан 10^{-1} га тенг бўлиши тўғри келади. Шундай қилиб, фазовий дисперсия эффектлари анча заиф бўлиб, кўпчилик масалаларни текширганда бу эффектларни эътиборга олмаса ҳам бўлади. Кристалларда юз берадиган қатор оптик ҳодисаларни соддалаштирилган (149.1) муносабатлар ёрдамида тасвирлаш мумкинлигининг сабаби ана шунда. Шунга қарамасдан, фақат фазовий дисперсия орқали аниқланадиган ва ҳар хил нуқтаи назарлардан қизиқиш уйғотадиган ҳодисалар ҳам бор.

Куб кристаллар ва изотроп муҳитлар учун $\varepsilon_{ij}(\omega)$ тензор скалярга келтирилади, яъни

$$\varepsilon_{ij}(\omega) = \varepsilon(\omega)\ \delta_{ij},$$

---

*«Фазовий дисперсия» терминининг келиб чиқиш сабаби бундай. Одатдаги дисперсияда муҳитнинг оптик характеристикалари ёруғликнинг частота тасига боғлиқ бўлади. Одатдаги дисперсияда частотага боғланиш, яъни $\varepsilon(\omega)$ боғланиш муҳит зарралари ёруғлик билан бўладиган ўзаро таъсирга нисбатан инерцион эканлигини билдиради, бунинг натижасида муҳитнинг тайинли t пайтдаги қутбланиши майдоннинг олдинги t' пайтдаги ($t' \neq t$) қийматларига боғлиқ бўлади. Бошқача сўз билан айтганда, $D(r, t)$ билан $E(r, t)$ орасида вақт бўйича локал бўлмаган боғланиш бор. Бу нуқтаи назардан қараганда, фазовий дисперсия одатдаги (вақтга боғлиқ) дисперсиянинг фазовий ўхшатмасидир.

бу ерда δ_{ij} — Кронекер символи ($i = j$ бўлганда $\delta_{ij} = 1$; $i \neq j$ бўлганда $\delta_{ij} = 0$). Бу ҳолда γ_{ijl} тензор қуйидагига тенг бўлади:

$$\gamma_{ijl}(\omega) = \gamma(\omega) e_{ijl},$$

бу ерда $\gamma(\omega)$ — скаляр бўлиб, e_{ijl} — бутунлай антисимметрик бўлган учинчи ранг тензоридир (i, j, l индекслар орасида бир хиллари бўлганда e_{ijl} ифода нолга тенг, бу индекслар 1, 2, 3 рақамларидан жуфт ёки тоқ ўрин алмаштиришлар орқали ҳосил қилинганига қараб e_{ijl} ифода $+1$ га ёки -1 га тенг бўлади).

Агар $\varepsilon_{ij}(\omega, \boldsymbol{k})$ нинг (149.5) ифодасидаги дастлабки иккита қўшилувчигина эътиборга олинса, у ҳолда

$$\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r},t) = \varepsilon(\omega)\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}.t) + i\gamma(\omega)[\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}.t), \boldsymbol{k}] \qquad (149.6)$$

бўлишига ишонч ҳосил қилиш осон. $[\boldsymbol{E}, \boldsymbol{k}]$ вектор $\boldsymbol{E}$ га ҳам, $\boldsymbol{k}$ га ҳам перпендикулярдир. Ундан ташқари, i кўпайтувчи (149.6) даги иккинчи ҳаднинг биринчи ҳадга нисбатан фазаси $1/2\pi$ қадар силжиганини билдиради. Шунинг учун (149.6) даги иккинчи ҳад ўнг ва чап доиравий қутбланишли тўлқинлар учун фазавий тезликлари фарқ қилишига, яъни табиий оптик активликка сабаб бўлади (қ. XXX боб).

Симметрия марказига эга бўлган муҳитларда $\gamma(\omega)$ миқдор айнан нолга айланишини кўрсатиш мумкин. Бу ҳолда фазовий дисперсия $\varepsilon_{ij}(\omega, \boldsymbol{k})$ нинг (149.5) ифодасида $\boldsymbol{k}$ векторнинг (тўлқин векторининг) ташкил этувчиларига квадратик равишда боғлиқ бўлган ҳадлар туфайлигина содир бўлади. Бу ташкил этувчилар куб кристалларнинг заиф анизотропияси бўлишига сабаб бўлади. Ҳақиқатан ҳам, юқорида айтиб ўтилганидек, куб кристалларда $\varepsilon_{ij}(\omega)$ тензор скалярга келтирилади, яъни унинг бош қийматлари бир хил бўлади. Агар (149.5) даги учинчи йиғиндини эътиборга олсак, у ҳолда диэлектрик сингдирувчанликнинг тўлиқ $\varepsilon_{ij}(\omega, \boldsymbol{k})$ тензорининг бош қийматлари турли бўлиб қолади, бу ҳолда муҳитни анизотроп муҳит деб ҳисоблашга тўғри келади.

Куб кристаллар анизотропиясини кузатишнинг мураккаб бўлишига эффектнинг ниҳоятда заиф эканлиги сабаб бўлади. Юқорида ўтказилган тажрибалардан олинган маълумотларга асосан, бу ҳолда анизотропия панжара доимийсининг тўлқин узунлигига бўлган нисбати билан аниқланади ва бу миқдорнинг тартиби 10^{-6}—10^{-5} га тенг. Шунинг учун бу эффект, шу параграфнинг бошида айтиб ўтганимиздек, 1960 йилга келибгина аниқланди, бироқ бу ҳодисанинг бўлиши мумкинлигини Лоренц 1878 йилдаёқ айтган эди.

Фазовий дисперсия юқорида тилга олинган ҳодисалардан ташқари бошқа ҳодисаларга ҳам сабаб бўлади. Жумладан, фазовий

дисперсияли кристаллда тайинли бир йўналишда иккита эмас, балки фазавий тезликлари турлича бўлган уч ёки тўрт тўлқин (гиротроп муҳитларда уч тўлқин ва инверсия марказига эга бўлган муҳитларда тўрт тўлқин) тарқалар экан. Ҳисобнинг кўрсатишича, янги тўлқинлар кристаллнинг ютиш полосалари частоталарига яқин бўлган ω частоталарда сезиларли бўлиши мумкин.

XXVII боб

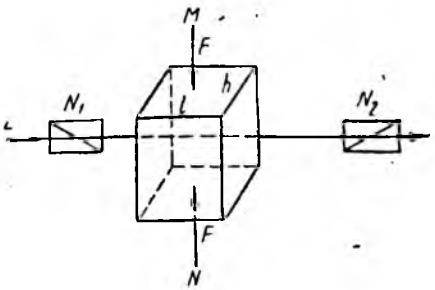
СУНЪИЙ АНИЗОТРОПИЯ

150- §. Муқаддима

Оптик жиҳатдан изотроп бўлган жисмларнинг аксариятида «статистик» изотропия бўлади: бундай жисмларнинг изотропияси бу жисмларни ташкил этган молекулаларнинг хаотик жойлашиши оқибатидаги ўртача ҳисобнинг натижасидир. Айрим молекулалар ёки молекулаларнинг группалари анизотроп бўлиши мумкин, бироқ бу микроскопик анизотропия айрим группаларнинг тасодифий ўзаро жойлашиши туфайли ўрта ҳисобда текислашиб кетади ва муҳит макроскопик жиҳатдан изотроплигича қолаверади. Бироқ бирор ташқи таъсир аниқ асосий йўналиш берса, анизотроп элементлар (молекулалар ёки молекула группалари) қайта группалашиб, муҳит макроскопик жиҳатдан анизотроп муҳитга айланади. Шундай ҳоллар ҳам юз бериши мумкинки, етарлича кучли бўлган ташқи таъсирлар бошда изотроп бўлган элементларни деформациялаб, дастлаб бўлмаган микроскопик анизотропияни вужудга келтириши мумкин. Тош тузни ёки сильвинни бир томонлама сиққанда шундай ҳол юз бериши мумкин (қ. 142-§). Одатдагича босим беришда ёки нотекис иситишда (иссиқликдан кенгайиш ва чиниқтиришда) бўладиган механик деформацияларда, ташқаридан бериладиган электр ва магнит майдонларида етарли ташқи таъсирлар намоён бўлиши мумкин. Суюқликлар ёки анизотроп элементлари кучли бўлган пластик жисмлар оққанда намоён бўладиган жуда заиф таъсирлар сунъий анизотропия яратиш учун етарли бўладиган ҳоллар ҳам маълум.

151- §. Деформацияларда пайдо бўладиган анизотропия

Механик деформацияларда нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисасини Зеебек (1813 й.) ва Брюстер (1815 й.) кашф этган эдилар. Жисмни бир томонлама, масалан, MN бўйлаб (27.1-расм) сиқиш ёки чўзишда бу йўналиш *сезиларли* бўлиб қолиб, оптик ўқ вазифасини ўтайди. Шу тариқа деформацияланган жисмнинг оптик хоссалари *бир ўқли* кристаллнинг хоссаларига мос келади. MN йўналишида ва унга перпендикуляр йўналишда юз берадиган тебраниш-



27.1- расм. Деформацияланишда нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисасини кузатишда асбобларни жойлаштириш схемаси.

ларга тегишли n_e ва n_o синдириш кўрсаткичлари бир-биридан максимал равишда фарқ қилади.

Сунъий анизотропияни ўрганиш тажрибасининг схемаси кристалларда нурнинг иккига ажралиб синишини ўргатишдаги схема билан бир хилдир (қ. 27.1- расм); N_1 ва N_2 поляризаторларнинг бош текисликлари жисмнинг «ўқи» билан бурчак (яхшиси 45°) ҳосил қилиши керак, албатта.

Тажрибанинг кўрсатишича, анизотропия ўлчови бўлган $n_o - n_e$ айирма $P = F/S = F/lh$ кучланиш катталигига, яъни юз бирлигига тўғри келган куч катталигига пропорционалдир:

$$n_o - n_e = kP, \qquad (151.1)$$

бу ерда k — модданинг константаси.

Нурлар қалинлиги l бўлган модда қатламидан ўтганда эга бўладиган йўл фарқи қуйидагига тенг бўлади:

$$\delta = l(n_o - n_e) = kPl, \qquad (151.2)$$

одатдагича йўл фаркини тўлқин узунликлари орқали ифодалаб,

$$\delta_1 = \frac{\delta}{\lambda} = \frac{k}{\lambda}\, Pl = CPl \qquad (151.3)$$

эканини топамиз, бу ерда $C = k/\lambda$ — моддани характерловчи миқдор.

Синдириш кўрсаткичларининг $n_o - n_e$ айирмаси материалга қараб мусбат ёки манфий бўлиши мумкин. Ундан ташқари, n_o ва n_e лар тўлқин узунлигига боғлиқ (нурнинг иккига ажралиб синишининг дисперсияси) бўлади, шу туфайли оқ ёруғликда поляризаторлар айқаштириб кузатилганда сунъий анизотроп жисм жуда рангдор бўлиб кўринади. Ранг тақсимоти кучланишлар тақсимотининг энг яхши белгиси (сифат жиҳатдан) бўлиши мумкин; ундан ташқари, рангдор майдонларнинг пайдо бўлиши анизотропия намоён бўлишининг монохроматик ёруғликда бўладиган ёришишдан кўра жуда сезгир белгиси ҳисобланади.

Сунъий анизотропияни қайд қилиш шаффоф жисмларда пайдо бўладиган кучланишларни кузатишнинг жуда сезгир методи ҳисобланади. Етарли даражада секинлик билан совитилмаган шиша (уланган ва прессланган) буюмларда пайдо бўладиган кучланишларни кузатишда бу усул самарали равишда қўлланилади. Афсуски,

техник жиҳатдан муҳим ҳисобланган материалларнинг аксарияти (металлар) ношаффоф бўлганидан бу усул уларга бевосита қўлланилмайди. Бироқ шаффоф материаллардан (целлулоид, ксилонит ва бошқалардан) ясалган сунъий моделларда пайдо бўладиган кучланишларни тадқиқ этишнинг оптик усуллари кейинги вақтларда айниқса кенг қулоч ёйди. Бундай материалдан, одатда, тадқиқ этиладиган деталнинг кичрайтирилган модели ясалади, ҳақиқатда бўлиши мумкин бўлган нагрузкани ўхшашлик принципига мувофиқ тасвирлайдиган нагрузка берилади ва айқаштирилган поляризаторлар ўртасидаги манзарага қараб пайдо бўладиган кучланишлар, уларнинг тақсимоти ва модель қисмларининг бир-бирига нисбатан муносабатига боғланиши ва бошқа характеристикалар ўрганилади. Гарчи ўлчаб топилган $\overline{n}_o - n_e$ миқдорни P кучланиш катталигига боғловчи ва юқорида тилга олинган эмпирик қонуниятлар оптик манзарага қараб нагрузканинг модель бўйича миқдорий тақсимоти тўғрисида хулоса чиқаришга имкон берса-да, амалда бундай ҳисобларни бажариш ниҳоятда қийин. Ҳисоблаш методикасига ҳам, эксперимент тартибига ҳам бир қатор такомиллаштиришлар киритилган бўлишига қарамай, бу усул асосан сифат томондан аҳамиятга эгадир. Бироқ бу усул мана шу шаклида ҳам тажрибали кишилар қўлида янги конструкцияларни ҳисоб қилиш соҳасидаги дастлабки ишларни анча камайтириб кўп наф келтиради. Ҳозирги вақтда бу методни татбиқ этишга бағишланган адабиёт жуда кўп.

152- §. Электр майдонида нурнинг иккига ажралиб синиши (Керр ҳодисаси)

а. Умумий маълумотлар. Ташқи электр майдони таъсири остида анизотропия пайдо бўлиши олдинги параграфда ўрганилган ҳодисаларга қараганда назарий томондан чуқурроқ ўрганилган ва шу сабабли умуман анизотропиянинг моҳиятини тушуниш учун ҳам, молекуляр структурани тадқиқ этишга алоқадор бўлган масалалар учун ҳам катта аҳамиятга эга бўлган ҳодисадир. Бунинг сабаби аввало шундаки, Керр ҳодисаси назарий жиҳатдан баён этиш учун анча оддий бўлган шароитларда масалан, газларда кузатилган, ваҳоланки дастлабки кузатишлар қаттиқ жисм ва суюқликларда ўтказилган; қаттиқ жисм ва суюқликларда бу эффект анча кучли бўлади. Ундан ташқари, бир жинсли ташқи электр майдонининг молекулаларга кўрсатадиган таъсирининг моҳияти механик деформациялар эффектига қараганда осон ва тушунарлидир; механик деформация эффектларини баён қилиш молекулалар орасида деформациялар туфайли ўзгарадиган электромагнитик майдонларнинг молекулаларга кўрсатадиган таъсирини тадқиқ этишни, яъни яхши ўрганилмаган жуда мураккаб факторнинг таъсирини тадқиқ этишни талаб қилади.

Шу билан бирга Керр ҳодисаси кейинги йилларда ниҳоятда му-

ҳим илмий ва илмий-техник соҳаларда татбиқ этилади; булар Керр ҳодисасининг амалда инерциясиз юз беришига, яъни ташқи майдоннинг жуда тез бўладиган ўзгаришлари орқасидан боришига асосланади. Шундай қилиб, электр майдонида нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисаси назарий томондан ҳам, амалий томондан ҳам жуда муҳим ва қизиқарли ҳодисалар жумласига киради. 2-§ да эслатиб ўтилганидек, бундай тажрибалар ўтказиш кераклиги тўғрисида Ломоносов ҳам ёзган эди (1756 й.); Юнг (1800 й.) суюқликнинг синдириш қобилиятига электрланиш таъсир кўрсатишини топишга уриниш беҳуда кетганлигини айтади; бу ҳодисалар 1875 йилга келибгина Керр тажрибаларида аниқланди. Керр кўпгина *суюқ* диэлектриклар электр майдони таъсири остида анизотроп бўлиб қолишини кўрсатган. Суюқ диэлектриклар билан ўтказилган тажрибалар ҳал қилувчи аҳамиятга эга, чунки суюқ моддаларда электр майдони таъсири остида пайдо бўлиши мумкин бўлган деформация (электрострикция) нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисасини юзага келтирмайди*, шунинг учун суюқлик билан ўтказиладиган тажрибаларда электрооптик ҳодисалар соф ҳолда бўлади. Керр тавсифлаб берган эффект электр майдони таъсирида модданинг оптик хоссалари ўзгариши мумкин эканлигининг биринчи далили бўлиб қолди.

Фарадей кашф этган машҳур ҳодиса (магнит майдонида қутбланиш текислигининг айланиш ҳодисаси, 1846 й.) билан бир қаторда Керр ҳодисаси ёруғликнинг электромагнитик назариясини асослашда муҳим роль ўйнади; маълумки. Фарадей ҳодисаси тадқиқ этилган биринчи магнитооптик эффект эди. Бундан анча кейин (1930 й. ва ундан кейин) буғ ва газларда электр майдони таъсири остида нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисаси кузатилди. Бу ҳолдаги ўлчаш ишлари эффектнинг заифлиги туфайли суюқликлардаги ўлчаш ишларидан кўп қийин бўлиб, шунга қарамасдан ҳодисанинг назарияси камроқ писандалар билан қўлланилади.

6. Кузатиш методлари ва экспериментал маълумотлар. Электр майдони таъсирида модда оптик жиҳатдан бир ўқли кристаллга ўхшаб қолади; бу кристаллнинг оптик ўқи электр кучланганлигининг йўналиши (яъни симметрия ўқи) бўйлаб йўналади.

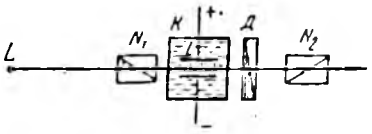
Бу ҳодиса 27.2-расмдаги схема бўйича кузатилади. N_1 ва N_2 поляризаторларнинг бош текисликлари майдон йўналиши билан нолдан фарқли (яхшиси 45°) бурчак ҳосил қилади.

Агар поляризаторлар айқаштириб қўйилган бўлиб, электр майдони берилган бўлмаса, бу системадан ёруғлик ўтмайди. Электр майдони берилганда конденсатор пластинкалари орасидаги суюқлик нурни иккига ажратиб синдирадиган бўлиб қолади ва оқибатда

* Нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисаси кўзга ташланадиган жуда қовушоқ суюқликлар (масалан, сув шимдирилган желатин) булар жумласига кирмайди.

K дан чиқадиган ёруғлик эллиптик равишда қутбланган бўлади ва уни $Д$ компенсатор ёрдамида тадқиқ этиш мумкин.

Тажрибанинг кўрсатишича, λ тўлқин узунлиги тайинли бўлган монохроматик ёруғликда синдириш кўрсаткичларининг $n_e - n_o$ айирмаси E майдон кучланганлигининг квадратига пропорционал бўлади:



27.2- расм. Электр майдонида нурнинг иккита ажралиб синиш ходисасини кузатишда асбобларни жойлаштириш схемаси.

$$n_e - n_o = kE^2, \qquad (152.1)$$

демак, нурларнинг l йўлда эга бўладиган йўл фарқи қуйидагига тенг бўлади:

$$\delta = l(n_e - n_o) = klE^2 \qquad (152.2)$$

(бу ерда ва бундан кейин майдон бир жинсли деб, нур эса майдон йўналишига перпендикуляр йўналади деб фараз этилади).

Бу айирмани тўлқин узунликлари орқали ифодалаб, фаза силжишини топамиз:

$$\varphi = 2\pi\delta/\lambda = 2\pi BlE^2 \qquad (152.3)$$

бу ерда $B = k/\lambda$ — Керр доимийси.

δ нинг E га квадратик боғлиқ бўлишидан *фаза силжиши майдон йўналишига боғлиқ эмаслиги* кўринади.

Кўпчилик суюқликларда $n_e > n_o$, яъни $B > 0$: уларнинг анизотропияси мусбат кристаллнинг анизотропиясига мос келади. Бироқ B доимийнинг қиймати манфий бўлган ($B < 0$) суюқликлар ҳам бор (масалан, этил эфири, кўп мойлар ва спиртлар). Керр доимийсининг сон қийматлари турли хил моддалар учун жуда хилма-хилдир. Маълум бўлган моддалар ичида B доимийнинг қиймати энг катта бўлган модда нитробензолдир*: $B = 2 \cdot 10^{-5}$ СГСЭ. Демак, масалан, узунлиги $l = 5$ см бўлган пластинкалари орасидаги масофа $d = 1$ мм бўлган конденсатор пластинкаларига 1500 В потенциаллар фарқи қўйилган бўлса, яъни майдоннинг кучланганлиги 15000 В/см = 50 СГСЭ бўлса, у ҳолда нитробензолда фазалар фарқи $1/2\ \pi$ га етади, бошқача сўз билан айтганда, Керрнинг бундай конденсатори чорак тўлқинли пластинка каби ишлайди. Равшанки, бундан ҳам кам фазалар фарқини топиш қийин эмас, демак, нитробензол билан ўтказиладиган тажрибаларда сезгирликка алоқадор бўлган қийинчиликлар бўлмайди. Шунинг учун нитробензол барча техник қурилмаларда кенг қўлланилади.

* Биз Керр доимийси айтиб ўтилган қийматлеридан 10^6 марта зиёд бўлган баъзи материалларни (масалан, соғ тупроқнинг бентонит деб аталадиган бир навининг коллоид эритмасини) ўрганмаймиз. Бу материаллар техника учун бирмунча қизиқиш уйғотади.

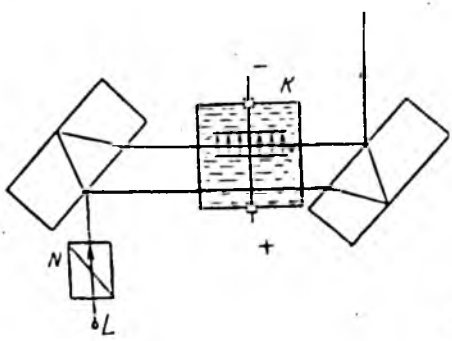
Бошқа суюқликларда Керр доимийсининг қиймати анча кичик; масалан, хлорбензолда $B = 10 \cdot 10^{-7}$, сувда $B = 5 \cdot 10^{-7}$, углерод-сульфидда $B = 3{,}5 \cdot 10^{-7}$, бензолда $B = 0{,}5 \cdot 10^{-7}$ СГСЭ. Газларда Керр доимийси янада кичик. Масалан, буғ ҳолидаги углерод-сульфидда босим 900 мм сим. уст. ва температура 57° С бўлганда $B = 3{,}6 \cdot 10^{-10}$, буғ ҳолидаги нитробензолда $B = 27 \cdot 10^{-10}$, азот газида атиги $B = 0{,}4 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ.

$\lambda = 546{,}0$ нм тўлқин узунликка (яшил чизиққа) тегишли бўлган бу маълумотлардан газларда Керр ҳодисасини тадқиқ этиш нақадар қийин эканлиги кўриниб турибди. Бу турдаги дастлабки ўлчашларда пластинкаларининг узунлиги 50 см ва улар орасидаги масофаси 4 мм га яқин бўлган конденсатор ишлатилган бўлиб, бу пластинкаларга 15000—20000 В потенциаллар фарқи қўйилган, шунинг учун майдоннинг кучланганлиги 40000—50000 В/см га етиб, ҳосил бўлган йўл фарқи махсус анализаторлар воситасида тўлқин узунлигининг $5 \cdot 10^{-6}$ улуши аниқлигида ўлчанган.

Тўлқин узунлиги камайганда (дисперсия) Керр доимийси ортади ва температура кўтарилганда кўп камайиб кетади.

Одатдаги кузатиш схемасида фақат $n_e - n_o$ айирма аниқланади; бироқ n_e ва n_o ларнинг қийматларини айрим-айрим ҳисоблаш ҳам мумкин. Бу мақсадда $n_e - n$ айирма ёки $n_o - n$ айирма, яъни ғайриоддий (ёки оддий) нурнинг синиш кўрсаткичи билан электр майдонидан *ташқаридаги* модданинг синдириш кўрсаткичи орасидаги айирма ўлчанади.

Бу айирмаларни интерференцион метод билан 27.3- расмдаги схема бўйича аниқлаш мумкин. Л. И. Мандельштам кашф этган бу методнинг моҳияти қуйидагидан иборат: Жамен интерферометридаги нурлардан бири электр майдонига (K идиш ичидаги конденсатор пластинкалари орасидаги электр майдонига) қўйилган суюқликдан ўтказилади, иккинчи нур эса электр майдонидан ташқаридаги суюқликка юборилади. Электр майдони берилганда интерференцион полосаларнинг силжишини ўлчаб, N поляризаторнинг бошланғич вазиятига боғлиқ равишда $n_e - n$ ёки $n_o - n$ айирмани аниқлаймиз. Агар ёруғликнинг электр майдони вектор ташқи майдонга параллел равишда («оптик ўқ» бўйлаб) тебранса, у ҳолда полосаларнинг кўринма силжиши $n_e - n$ миқдорни аниқлайди; поляризатор 90° га бурилганда полосаларнинг кўринма



27.3- расм. Нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисасида $(n_e - n)$ ёки $(n_o - n)$ айирмани кузатишнинг интерференцион методи.

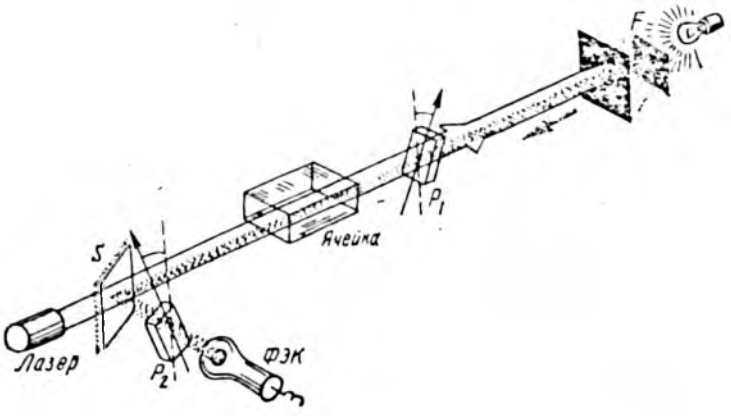
силжиши $n_o - n$ миқдорни аниқлайди. $n_e - n$ ва $n_o - n$ миқдорларни кўп моддалар учун синчиклаб ўлчаш натижасида

$$\frac{(n_e - n)}{(n_o - n)} = -2 \qquad (152.4)$$

эканлиги топилган.

в. Кучли ёруғлик импульсининг электр майдони туфайли юз берган Керр ҳодисаси. Юқорида изотроп муҳитда ўзгармас электр майдони таъсири остида нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисаси юз бериши тўғрисида гапириб келдик. Ўзгарувчан электр майдонида ва ҳатто ёруғлик тўлқинининг майдонида ҳам ўшандай ҳодиса юз беради.

Лазерлар техникасининг ривожланиши электр майдонининг кучланганлиги жуда катта қийматларга эришадиган ёруғлик импульслари чиқаришга имкон берди (қ. XL боб); кучли ёруғлик импульсининг майдони таъсири остида суюқликларда нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисаси юз бериши экспериментда исбот этилди. Бу турдаги дастлабки тажрибада (Майер ва Жирэ, 1964 й.) ёруғлик импульсининг давом этиш вақти $5{,}5 \cdot 10^{-8}$ с, энергияси 0,14 Ж, кучланганликнинг ўрта квадратик қиймати $\sqrt{\overline{E^2}} = 39$ кВ/см бўлган. Бу тажрибанинг принципиал схемаси 27.4- расмда кўрсатилган. F светофильтрдан ўтгач, зангори ёруғлик ($\lambda \approx 500$ нм) ўнгдан чапга томон юриб, ичига текширилаётган суюқлик қуйилган ячейка орқали ўтади ва S пластинкадан қайтиб, $ФЭК$ фотокўпайтиргичга тушади. Поляризаторлар 27.4- расмдаги каби айқаштириб қўйилганда зангори ёруғлик ФЭК га тушолмайди.



27.4- расм. Кучли ёруғлик импульси таъсири остида нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисасини юзага келтириш тажрибасининг принципиал схемаси.

Агар бундай қурилмага чапдан ўнгга томон кучли ёруғлик импульси кирса, бу импульс суюқликда нурнинг иккига ажралиб сиқиш ҳодисасини юзага келтиради ва суюқлик қуйиб қўйилган ячейкадан импульс ўтиб турган вақт давомида зангори ёруғлик ФЭҚ га тушиб туради. B доимийни аниқлаш учун лазер импульсининг майдони таъсири остида пайдо бўладиган δ йўл фарқи (қ. (152.2)) ўлчанади, кейин эса ичидаги суюқлиги ва узунлиги аввалгича бўлган ячейкага ўзгармас майдон билан таъсир этиб, ўша йўл фарқи ҳосил қилинади. Суюқликнинг молекулалари диполсиз бўлган ҳолда майдоннинг кучланганликлари деярли бир хил бўлганда тенг йўл фарқлари ҳосил бўлар экан; бу эса Керр доимийси статик майдонда ҳам, ёруғлик частотасидек частотали майдонда ҳам бир хил бўлишини билдиради.

Бироқ суюқликнинг молекулалари диполли молекулалар бўлганда натижа жуда бошқача бўлар экан. Масалан, нитробензолда Керр доимийси ёруғлик частотасидек частотали майдон таъсирида статик ёки квазистатик майдон ҳолидаги қийматидан тахминан 100 марта кичик бўлади.

г. Керр ҳодисаси назариясининг асослари. Молекуляр нуқтаи назардан қараганда Керр ҳодисасига у юз берадиган суюқлик ёки газлар молекулаларининг оптик анизотропияси сабаб бўлади. Бундай анизотроп молекулалар ёруғлик тўлқинининг майдонида унинг электр векторига нисбатан қандай жойлашган бўлишига қараб оз ёки кўп даражада қутбланади. Бироқ муҳитни ташкил этган молекулалар одатдаги шароитда жуда хаотик жойлашган бўлади, шунинг учун электр векторининг йўналиши ҳар қандай бўлган ёруғлик тўлқини тарқалганда ҳар қандай йўналишда ўрта ҳисобда бир хил шароитда бўлади: муҳит макроскопик жиҳатдан изотропик бўлади. Бироқ етарлича кучли электр майдони таъсир этганда муҳитнинг молекулалари асосан бир йўналишда жойлашиб қолса, унда муҳитдаги баъзи йўналиш бошқаларидагига қараганда кўпроқ қутбланиш бўладиган йўналишга айланиб қолади. Шунинг учун ёруғлик тўлқинларининг тарқалиш тезлиги ҳам муҳит ичидаги тўлқинининг электр векторининг қандай жойлашишига, яъни ёруғлик тўлқинларининг тарқалиш йўналишига ва қутбланиш характерига боғлиқ бўлади: муҳит анизотроп муҳит бўлиб қолади.

Ташқи электр майдони симметрия ўқи бўлиб ҳисобланган учун майдон бўйлаб олинган йўналишдаги ва унга перпендикуляр йўналишдаги диэлектрик сингдирувчанликлар ҳар хил бўлади: бироқ майдон йўналишига перпендикуляр бўлган барча йўналишлар тенг ҳуқуқлидир. Координата ўқларини майдон бўйлаб (z) ва ўзаро перпендикуляр бўлган икки йўналиш бўйлаб, масалан, нур бўйлаб (y) ва унга перпендикуляр йўналиш (x) бўйлаб олиб, диэлектрик сингдирувчанликнинг қийматлари ε_z ва $\varepsilon_x = \varepsilon_y$ бўладиган учта йўналишга эга бўламиз. Шундай қилиб, диэлектрик сингдирувчанликнинг эллипсоиди айланиш эллипсоиди бўлади, муҳит бир ўқли

кристаллга ўхшайди, шу билан бирга электр майдонининг йўналиши оптик ўқдан иборат бўлади.

Ташқи электр майдони таъсири остида анизотроп молекулалар икки хил жойлашиши мумкин. 1910 йилда Ланжевен яратган дастлабки назария ўзининг электр моменти бўлмаган, бироқ ташқи майдон таъсири остида электр моментига эга бўладиган молекулаларни кўриб чиққан. Молекула эга бўладиган μ электр моментининг катталигини биринчи тақрибда ташқи майдоннинг E кучланганлигига пропорционал, яъни $\mu = kE$ деб ҳисоблаш мумкин. Анизотроп молекулаларда k коэффициент молекула ичидаги йўналишга боғлиқ бўлиб, μ нинг йўналиши таъсир этаётган майдоннинг йўналиши билан устма-уст тушмайди. Шунинг учун жуфт куч пайдо бўлади, бу жуфтнинг моменти молекулаларни энг кўп қутбланиш ўқи майдон бўйлаб йўналадиган қилиб жойлаштиради. Шундай қилиб, муҳит анизотроп муҳит бўлиб қолади. Майдон йўналиши қарама-қаршисига ўзгарганда бу моментнинг йўналиши ўзгармайди, шунинг учун майдоннинг частотаси ёруғлик частотасига тенг бўлганда ҳам молекулалар маълум тартибда жойлашади.

Агар муҳитга ёруғлик тушаётган бўлса, электр вектори энг кўп қутбланиш чизиғи бўйлаб, яъни ташқи майдон бўйлаб йўналган тўлқинларнинг синиш кўрсаткичи энг катта бўлади. Ташқи майдон йўналиши муҳитга нисбатан оптик ўқ ролини ўйнагани учун синиш кўрсаткичи энг катта бўлган тўлқин ғайриоддий тўлқиндир (тебранишлар ўқ бўйлаб йўналган), яъни $n_e > n_o$ ва $B > 0$. Шундай қилиб, Ланжевен назарияси Керр ҳодисасини изоҳлаб беради-ю, лекин Керр доимийси манфий бўлган ($n_e < n_o$, яъни $B < 0$) озроқ моддалар борлигини изоҳлай олмайди.

Борн (1916 й.) Ланжевен назариясини тўлдирди, бунинг учун у *ўзгармас электр моменти анча катта* бўлган молекулалар мавжуд бўлиши мумкинлигини ҳисобга олди, бу моментнинг йўналиши энг кўп қутбланиш йўналиши билан бир хил бўлмаслиги мумкин. Бу ҳолда ташқи майдон молекулани шундай жойлаштирадики, бунда молекуланинг ўзгармас моменти ташқи майдон йўналиши бўйлаб жойлашишга интилади, энг кўп қутбланиш йўналиши (яъни энг катта диэлектрик сингдирувчанлик йўналиши) эса ташқи майдон йўналиши (яъни оптик ўқ йўналиши) билан сезиларли бурчак ҳосил қилиши мумкин. Бу икки йўналишнинг бир-бирига нисбатан тутган вазиятига қараб модданинг B доимийси мусбат ёки манфий бўлиши мумкин. Максимал қутбланиш йўналиши ўзгармас момент йўналиши билан устма-уст тушган хусусий ҳолда $B > 0$ бўлади; бу йўналишлар ўзаро перпендикуляр бўлганда $B < 0$ бўлади. Оралиқдаги бирор вазиятда $B = 0$ бўлиши мумкин, яъни бу ҳолда моддада Керр ҳодисаси юз бермайди. Электр моментлари яқин ва қутбланишлик даражаси (синдириш кўрсаткичлари) кўп фарқ қилмайдиган моддаларда Керр ҳодисаси кўп фарқ қилишининг сабаби ана шундадир. Масалан, метилбромид билан метил спирт-

нинг электр моментлари ва қутбланишликлари оз фарқ қилса-да, метилбромиднинг B доимийси метил спиртникидан бир неча юз марта ортиқ.

Ташқи майдон частотаси ёруғлик частотасига тенг бўлганда диполь молекуласи ўзининг инерциялилиги оқибатида майдон кучланганлиги йўналишининг ўзгаришларига уйғун равишда жойлашиб улгуролмайди; бинобарин, молекуланинг ўзгармас диполь моменти Керр доимийсига ўз ҳиссасини қўшмайди. Шунинг учун ташқи майдон частотаси ёруғлик частотасига тенг бўлганда нитробензолда Керр доимийси статик майдон таъсир этгандагидан 100 марта кичик бўлади.

Электр майдони таъсири остида пайдо бўладиган анизотропияни молекуляр-кинетик нуқтаи назардан ҳисоблаш молекулаларнинг ташқи E майдон ва иссиқлик ҳаракати таъсири остида бўлиши мумкин бўлган ҳамма жойлашишини статистик жиҳатдан эътиборга олишни талаб этади. Бу ҳисоб натижалари тажриба натижаларига мувофиқ келади, масалан: Керр доимийси ташқи майдон кучланганлигининг квадратига пропорционал бўлиши ва температура кўтарилганда камайиши керак, чунки иссиқлик ҳаракати вақтида юз берадиган тўқнашишлар таъсирида молекулаларнинг жойлашиш тартиби бузилади, оқибатда анизотропия йўқолади.

Юқорида айтиб ўтилганидек, ориентацион назария газлар устида ўтказилган тажрибалардагина Керр доимийси тажриба маълумотларига тўғри келади, деб даъво қилади, чунки газ молекулалари орасида бўладиган ўзаро таъсирни суюқлик молекулалари орасидаги ўзаро таъсирга нисбатан эътиборга олмаса ҳам бўлади. Буғ ҳолидаги этилхлоридга оид бу жадвал B нинг температурага боғланиши тажриба маълумотларига нақадар яхши мос келишини кўрсатади.

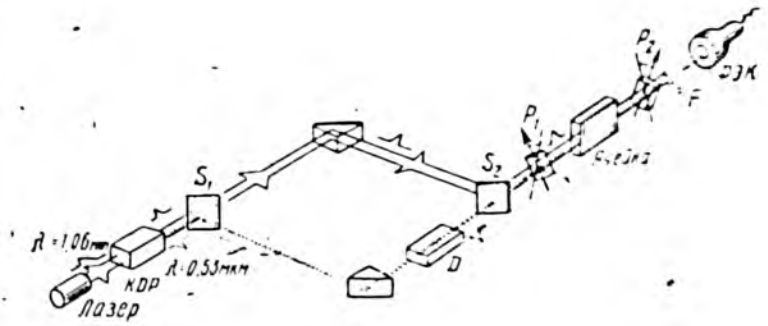
Жадвал

Этилхлоридда B доимийнинг температурага боғланиш муносабати

Абсолют температура, К	760 мм сим. уст. да $B \cdot 10^{14}$	
	кузатиб топилгани	ҳисоблаб топилгани
291	9,55	9,55
328,7	7,25	7,30
377	4,42	4,40
452,5	2,56	2,61

Керр ҳодисасида $n_e - n_o$ айирманинг нима сабабдан электр майдони кучланганлигининг *квадратига* пропорционал бўлишини умумий мулоҳазаларга асосланиб бирмунча тушунарли қилиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, майдон ишорасининг ўзгариши электр майдонида турган модда ўхшатилаётган кристалл вазиятининг 180° га ўзгаришига, яъни кристаллнинг ағдариб қўйилишига мос

келади. Бироқ кристалл бундай ағдариб қўйилганда унинг оптик хоссалари ўзгармайди. Демак, модданинг оптик хоссалари ҳам электр майдонининг йўналишига боғлиқ бўлмаслиги керак, яъни $n_e - n_o$ айирма майдон кучланганлигининг жуфт даражасига, аниғи иккинчи даражасига пропорционал бўлиши керак, чунки юқори даражали ҳадлар кам роль ўйнайди. Бу назариядан тажрибада топилган $(n_e - n)/(n_o - n) = -2$ нисбат ҳам келиб чиқади.



27.5- расм. Нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисасининг йўқолиш вақтини аниқлаш тажрибасининг схемаси.

г) Керр ҳодисасининг давом этиш вақти. Керр ячейкасининг баъзи татбиқлари. Керр ҳодисасининг табиатини тадқиқ этиш учун электр майдонида нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисасининг пайдо бўлишига ёки йўқолишига сабаб бўладиган процессларнинг давом этиш вақти тўғрисидаги масаланинг ҳал этилиши муҳим аҳамиятга эга.

Керр ҳодисасининг қанча вақт давом этишини дастлаб Абрагам билан Лемуан (1899 й.) ўлчаб кўрдилар, кейинчалик бу иш 1939 йилгача бир неча марта такрорланди. Бу ишларнинг ҳаммасида излаётган вақтни қониқарли аниқликда ўлчаб бўлмади, бироқ бу вақт 10^{-8} с дан кичик, баъзи ҳолларда эса 10^{-9} с дан кичик деб айтиш мумкин бўлди, холос.

Керр ҳодисасининг давом этиш вақти лазер ёруғлигининг кучли ва қисқа импульслари ишлатилганда миқдор жиҳатидан аниқланди. Тажрибанинг схемаси 27.5-расмда кўрсатилган. Тўлқин узунлиги $\lambda = 1{,}06$ мкм ва давом этиш вақти 10^{-13} с тартибида бўлган кучли ёруғлик импульси калий дигидрофосфат KH_2PO_4 (KDP) кристалидан ўтказилади, бу импульснинг озроқ қисми кристалда иккиланган частотали ёруғликка, яъни тўлқин узунлиги $\lambda = 0{,}53$ мкм бўлган ёруғликка айланади (бу ҳодиса тўғрисида тўлароқ маълумот олиш учун қ. 236-§). S_1 кўзгу инфрақизил ёруғликни ўтказиб, яшил ёруғликни қайтаради, S_2 кўзгу эса яшилни ўтказиб,

инфрақизил ёруғликни қайтаради. S_2 кўзгудан кейинда ичига текшириладиган модда солинган ячейка туради, унинг икки томонида айқаштирилган P_1 ва P_2 поляризаторлар бор. P_2 поляризатордан кейин F светофильтр турибди, бу фильтр инфрақизил ёруғликни тутиб қолиб, *ФЭК* фотокўпайтиргичга фақат яшил ёруғликни ўтказади. Бу қурилманинг деталларини яшил ва инфрақизил нурларнинг оптик йўли бир хил бўладиган қилиб ўрнатиш мумкин. Ячейкага яшил нурнинг келиб тушишини қалинлиги турлича бўлган D шиша пластинкалар ёрдамида турли вақтга кечиктириш мумкин. Бир сигналнинг келиб тушиш вақтини иккинчи сигналга нисбатан кечиктиришга имкон берадиган турли хил конструкцияли қурилмалар кечиктириш линиялари деб аталади. Инфрақизил нурланишнинг кучли импульси ячейкада нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисасини юзага келтиради, бунинг оқибатида яшил ёруғлик ҳам бутун системадан ўтиб келиб, фотокўпайтиргичга тушади.

Агар яшил ёруғлик ячейкага кучли импульсдан олдин ёки ундан кўп кейин етиб келса, у ҳолда яшил ёруғлик фотокўпайтиргичга етолмайди.

Кечиктириш катталигини ўзгартириш йўли билан амалга ошириш мумкин бўлган ҳамма оралиқ ҳолларда фотокўпайтиргичга тобора орта борувчи ёруғлик миқдори тушади, бу ёруғлик миқдори максимумга эришгандан сўнг камая бошлайди. Ҳисобнинг кўрсатишича, Керр ҳодисасининг давом этиш вақтини (яъни анизотропиянинг релаксация вақтини) яшил ёруғлик импульси интенсивлигининг иккала импульснинг келиб тушиш вақтлари орасидаги айирмага боғлиқ равишда камайиш графигидан аниқлаш мумкин.

Бундай тажрибаларнинг кўрсатишича, углерод сульфидда анизотропиянинг релаксация вақти $2 \cdot 10^{-12}$ с, нитробензолда $50 \cdot 10^{-12}$ с экан. Бу усул билан топилган маълумотлар бу миқдорларни ўлчашнинг билвосита усуллари (қ. 161-§ да г пункт) билан топилган маълумотларга жуда яхши тўғри келади.

Кучли ёругликнинг қисқа импульси электр майдонида ишлаётган Керр ячейкаси фотографик затвор сифатида қўлланиши мумкин, бу затвор экспозиция вақтини 10^{-12} с тартибидаги вақтга етказишга имкон беради. Керр ячейкаси люминесценция ва бошқа молекуляр процессларнинг давом этиш вақтини ўрганишда самарали равишда татбиқ этилади. 27.2-расмда кўрсатилганга ўхшаган Керр ячейкаси ёруғлик интенсивлигини модуляция қилишда ишлатилади; бунда конденсаторга кучланишни фақат юксак частотали манбадан бериб туриш зарур.

Агар Керр конденсаторининг пластинкаларига кучланиш импульслари бериб турилса, ячейка затвор вазифасини бажаради, бу затворнинг ишлаб туриш вақти электр импульсининг давом этиш вақти билан аниқланади.

Керр ячейкаси оптик квант генераторларининг иш режимини бошқаришда модулятор ва затвор сифатида ишлатилади (қ. 226-§).

Керр эффекти ниҳоятда тез қарор топиши ва йўқолиши туфайли кўпгина илмий ва техник мақсадларда қўлланиладиган бўлиб қолди.

153- §. Магнит майдонида нурнинг иккига ажралиб синиши (Коттон—Мутон ҳодисаси)

Электр майдонида нурнинг иккига ажралиб синишига ўхшаш магнит майдони таъсирида ҳам сунъий анизотропия юзага келтириш мумкин. Агар анизотроп молекулалар ўзгармас электр моментига эга бўлганига ўхшаб қўшимча равишда ўзгармас магнит моментига эга бўлса (парамагнит жисм), уларнинг магнит майдони таъсири остидаги характери электр майдонида бўладиган ҳодисага ўхшаш бўлиши керак. Гарчи алоҳида молекулалар анизотроп бўлса-да, ташқи магнит майдони бўлмаганда молекулалар хаотик жойлашгани туфайли муҳит макроскопик жиҳатдан изотроп бўлади. Молекулаларнинг магнит моментларига таъсир этувчи кучли магнит майдони берилганда молекулалар бу ташқи майдонга нисбатан маълум тартибда жойлашиб қолади. Анизотроп молекулаларнинг маълум тартибда жойлашиши оқибатида бутун муҳит анизотропия хоссаларига молик бўлади, бу хоссаларни одатдаги усул билан кузатиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, ёруғликнинг тарқалиш чизиғига кўндаланг йўналган кучли магнит майдони таъсири остида нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисаси юз бергани аниқланди. Бу тажрибанинг схемаси Керр ҳодисасини кузатишда қўлланилган схемага ўхшайди. Магнит майдонида нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисасининг бу тажрибаларга асосланиб чиқариладиган қонуни Керр ҳодисасининг қонунига ўхшайди, масалан, бу қонун қуйидаги кўринишда бўлади:

$$n_e - n_o = DH^2 \quad \text{ёки} \quad \frac{\delta}{\lambda} = \frac{l(n_e - n_o)}{\lambda} = ClH^2, \qquad (153.1)$$

бу ерда H — магнит майдонининг кучланганлиги, $C = D/\lambda$ — муҳитнинг хоссаларига боғлиқ бўлган *доимий* миқдор. Бу доимийнинг қиймати жуда кичик, шунинг учун катта ҳажмлар ичида кучли майдонлар ҳосил қилишга имкон берувчи кучли магнит ишлатиш туфайли натижа олиш мумкин бўлди. Масалан, нитробензолда $C = 2{,}53 \cdot 10^{-12}$ СГСМ эканлиги топилган. Бу эса, масалан, 20000 Э майдонда ёруғликнинг йўл узунлиги 8 см бўлганда икки компонентанинг йўл фарқи 0,008 λ га тенг эканини билдиради; бу йўл фарқи фазаларнинг атиги 3° ли фарқига мос келади. Тавсиф этилаётган ҳодисанинг қонуниятлари ва назарияси Керр ҳодисасининг қонуниятлари ва назариясига бутунлай ўхшайди.

МОЛЕКУЛЯР ОПТИКА

XXVIII боб

ЁРУҒЛИКНИНГ ДИСПЕРСИЯСИ ВА АБСОРБЦИЯСИ

154- §. Максвеллнинг электромагнитик назарияси қийинчиликлари

Вакуумдаги ёруғлик тўлқини частотага боғлиқ бўлмаган ўзгармас тезликда ($c = 2{,}9979 \cdot 10^{10}$ см/с) тарқалувчи юқори частотали ўзгарувчан электромагнитик майдондан иборат. Ёруғлик тезлигининг частотага боғлиқ эмаслиги астрономик ҳодисалар устида ўтказилган кузатишларда жуда ишончли равишда аниқланган деб ҳисобланиши мумкин. Масалан, узоқдаги қўшалоқ юлдузлар тутилишини тадқиқ этиш тутилишнинг бошланиши ва охирида бизга етиб келган ёругликнинг спектрал таркибида ҳеч қандай аномалиялар йўқ эканлигини кўрсатади. Ваҳоланки, юлдузнинг тутилиши ёки унинг ўз йўлдоши соясидан чиқиши унча монохроматик бўлмаган ва кўп монохроматик нурлар суперпозияси натижаси деб қаралиши мумкин бўлган ёруглик импульси тарқалишининг узилиши ва бошланишини билдиради. Агар бу нурлар планеталараро фазода турли тезликда тарқалганида эди, у ҳолда импульс бизга анча деформацияланган ҳолда етиб келиши керак эди.* Масалан, соддалик учун бу импульс иккита деярли монохроматик («кўк» ва «қизил») группадан ташкил топган ва «қизил» группанинг тарқалиш тезлиги «кўк» группаникидан катта деб фараз қиламиз; бу ҳолда биз тутилиш бошланишида юлдуз рангининг нормал рангдан кўкка ўзгаришини, тутилиш охирида эса қизилдан нормал рангга ўзгаришини кузатган бўлардик. Қўшалоқ юлдузлардан бизгача бўлган масофа жуда катта бўлганлигидан тезликларнинг бир-биридан ҳатто озгина фарқ қилиши сезиларли эффект ҳосил қилар эди. Ҳақиқатда эса бундай эффект йўқ. Масалан, Арагонинг Алголь номли ўзгарувчан юлдуз устида ўтказган кузатишлари Арагони қизил ва бинафша нурларнинг тарқалиш тезликлари орасидаги фарқ бу тезликнинг юз мингдан бир улушидан ҳам кичик деган хулосага олиб келди. Бу ва унга ўхшаш кузатишлар планеталараро фазода*

* Планеталараро фазо вакуумга энг яқин келади деб ҳисобланиши мумкин. Астрофизика маълумотларига кўра, планеталараро фазодаги модданинг ўртача зичлиги — 1 см³ га 1 атом чамасида, ваҳоланки энг яхши вакуум асбобларида зичлик 1 см³ га 10^4 атомдан кам эмас (одатда анча катта).

ёруғлик дисперсияланмайди деб иқрор бўлишга мажбур қилади. Ёруғлик одатдаги муҳитларга кирганида эса унинг тезлиги ўзгаради (рефракция ёки синиш) ва бунда турли частоталар учун муҳитлардаги тезлик турлича бўлади, яъни n синиш кўрсаткичи тўлқиннинг частотасига ёки узунлигига боғлиқ бўлади: $n = f(\lambda)$ (ёруғлик дисперсияси).

Ёруғлик дисперсиясининг мавжуд бўлиши ёруғликнинг дастлаб Максвелл яратган электромагнитик назариясининг асосий қийинчиликларидан бири эди. Электромагнитик ва оптик ҳодисаларни бир бутун қилиб боғлаган бу назария олға қараб қўйилган катта қадам бўлиб, катта масштабдаги илмий умумлаштиришдан иборат эди. Максвелл назарияси ўзидан деярли чорак аср олдин кашф этилган Фарадей ҳодисасининг (қутбланиш текислигининг магнит майдонида бурилишининг) маъносини очиш имконини берди; бу назария, шубҳасиз, магнетооптика ва электрооптика соҳасида Керрнинг икки муҳим кашфиётига (электр майдонида нурнинг иккига ажралиб синиши ва магнитланган ферромагнетикдан қайтишда қутбланиш текислигининг бурилиши) олиб келган келгуси тадқиқотларга туртки бўлди. Ниҳоят, Максвелл назарияси «эластиклик» оптика мужмалликлари ва зиддиятларини бартараф қилди.

Максвелл назариясининг муҳим хулосаси—электромагнитик майдоннинг вакуумда тарқалиш тезлиги ток кучининг электромагнитик ва электростатик бирликлари нисбатига тенг деган қоида бўлади; аҳамияти бундан кам бўлмаган иккинчи хулоса қуйидагидир; электромагнитик тўлқинларнинг синиш кўрсаткичи $\sqrt{\varepsilon\mu}$ га тенг, бунда ε —муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, μ — магнит сингдирувчанлиги. Шундай қилиб, электромагнитик тўлқиннинг, хусусан ёруғликнинг тарқалиш тезлиги ёруғлик тарқалаётган модданинг константаларига боғланади. Бу константалар дастлаб Максвелл тенгламаларига формал равишда киритилган ва соф феноменологик характерли эди. Шуни эслатиб ўтамизки, механик (эластиклик) назарияда муҳитнинг оптик характеристикалари (ёруғлик тезлиги) билан унинг механик хоссалари (эластиклик, зичлик) орасида ҳеч қандай боғланиш топилган эмас эди. Маълумки, бир қатор газсимон ва суюқ диэлектриклар учун Максвеллнинг $n = \sqrt{\varepsilon\mu} \approx \sqrt{\varepsilon}$ (чунки μ бирга яқин) муносабати анча тўғри бўлади; турли моддаларга тегишли қуйидаги маълумот буни тасдиқлайди:

	n	$\sqrt{\varepsilon}$
Азот	1,000299	1,000307
Водород	1,000139	1,000139
Карбонат ангидрид	1,000449	1,000485
Гелий	1,000035	1,000037
Азот (II) оксид	1,000507	1,000547
Суюқ толуол	1,499	1,549
Бензол	1,501	1,511

Аммо бошқа кўп моддаларда, масалан, шишада, сув ва спирт каби суюқликларда ε доимий n^2 дан анча катта. Чунончи сувда $n^2 = 1{,}75$ бўлгани ҳолда $\varepsilon = 81$. Бундан ташқари, юқорида айтилгандек, синдириш кўрсаткичи тўлқин узунликка боғлиқ (дисперсия). Шундай қилиб, Максвелл тенгламаларини муҳитнинг дисперсия ҳодисасини тавсифловчи қандайдир модели билан тўлдириш зарурлиги маълум бўлди. Электромагнитик назария асосида ёруғлик дисперсиясини изоҳлаб бериш қийинчиликларини электроний назария бутунлай бартараф қилади; бу назария феноменологик ε ва μ параметрларни молекуляр нуқтаи назардан талқин қилиш имконини берди ва айни вақтда электромагнитик майдон частотасининг ε ва n га бинобарин, n га кўрсатадиган таъсирини изоҳлаб берди.

155- §. Ёруғликнинг дисперсияси. Кузатиш методлари ва натижалар

Синдириш кўрсаткичини аниқлашда қўлланиладиган ҳар қандай метод (призмаларда синдириш, тўла ички қайтиш, интерференцион асбоблар) дисперсияни топишга хизмат қилиши мумкин. Ёруғликнинг дисперсияси устидаги дастлабки экспериментал текширишларни Ньютон қилган (1672 й.)* бўлиб, призмада синдириш усулида бажарилган эди; бу текширишлар демонстрация қилишда ва илмий текширишда ҳозир ҳам яхши метод ҳисобланади. Призманинг қиррасига параллел бўлган чизиқли манбадан (тирқишдан) чиқаётган оқ ёруғлик дастасини призмага тушириб ва тирқишнинг тасвирини экранга проекциялаб, биз тасвирнинг оғганини (ёруғликнинг призмада синишини) кузатибгина қолмай, синиш бурчагининг тўлқин узунликка боғлиқлиги туфайли тирқишнинг рангли полоса (спектр) кўринишида кенгайган тасвирини ҳосил қиламиз. Синдирувчи бурчаклари тенг бўлган, лекин турли моддалардан ишланган призмалар ёрдамида ҳосил қилинган спектрларни таққослаганда спектрларнинг турли бурчакка оғганинигина эмас (чунки айни бир λ тўлқин узунликка n нинг турли қийматлари тўғри келади), балки уларнинг кўпроқ ё озроқ чўзилганлигини (чунки турли моддаларда дисперсия катталиги турлича бўлади) ҳам кўриш мумкин. Масалан, сув ва углерод сульфид ташкил этган бир хил призмаларни таққослаганда иккинчи призма ҳосил қилган спектр (қизилдан бинафша нурларгача) биринчисиникидан 5—6 марта узун эканини кўрамиз.

---

* Табиий шароитда Қуёш ёруғлиги қадим замонлардан маълум бўлган камалакда спектрга ажралади. Декарт камалакнинг элементар назариясини ишлаб чиқди, унинг бу назарияси синдириш кўрсаткичи тўлқин узунликка боғлиқ бўлади, деган фаразга асосланган бўлиб, асосан турли тартибли камалаклар кўринадиган бурчакларни хисоблаб топишга багишланган эди. Ньютон ўзининг «Оптика»сида Декарт мулоҳазаларини баён этиб, рангларнинг келиб чиқишини Декарт билмас эди, деб кўрсатиб ўтади.

дисперсияга оид аниқ тадқиқотларда атомнинг қатор характеристикаларини ўлчаш учун ва бошқа мақсадлар учун кенг қўлланилади. Ҳозирги вақтда бу метод демонстрацион тажриба тарзида кўрсатса бўладиган даражада ишлаб чиқилган.

156- §. Дисперсия назариясининг асослари

Ёруғликнинг «эластиклик» назариясидаёқ экспериментал йўл билан олинган бой натижаларни талқин қилишга унумли уриниб кўрилган эди. Бу назария муҳитнинг синдириш кўрсаткичи қийматини муҳитнинг маълум параметрларидан ҳеч бирига боғлай олмаганлигига қарамай, анча бурун моддадаги рефракция ва дисперсия ҳодисаларини тушунтиришга уринилган эди.

Френель тасаввурларига мувофиқ, ёруғлик эластик қаттиқ жисм хоссаларига эга бўлган ўта сийрак ва барча оддий муҳитлар ичига кира оладиган махсус муҳитда (яъни ёруғлик ташувчи эфирда) тарқалади. Ёруғлик тўлқинининг тезлигини асосан эфирнинг хоссалари белгилайди, лекин моддий муҳитларда молекулалар улардаги эфирнинг хоссаларини ўзгартириб юборади ва шу йўсинда ёруғликнинг таркалиш тезлигига таъсир қилади. Френелнинг модда молекулаларининг эфир зарраларига кўрсатадиган таъсирини ҳисобга олиш ҳақидаги ғоясини Коши (1829—1835 й.) ривожлантириб, синиш кўрсаткичининг тўлқин узунликка боғланишини ифодаловчи формула топди:

$$n = a + b/\lambda_0^2 + c/\lambda_0^4 + \ldots, \qquad (156.1)$$

бунда λ_0 — вакуумда тўлқин узунлиги, a, b, c — қиймати ҳар бир модда учун тажрибадан топилиши керак бўлган доимийлар. Кўп ҳолларда (156.1) формуладаги дастлабки икки ҳад билан чекланса бўлади. Коши формуласи дисперсиянинг нормал ўзгариб боришини яхши ифодалайди. Масалан, 28.1 жадвалда кўриниб турганидек, водороднинг жуда синчиклаб ўлчанган синдириш кўрсаткичи тегишлича танланган a, b, c коэффициентлар ёрдамида Коши формуласи орқали жуда яхши ифодаланиши мумкин.

28.1- жадвал

Экспериментал натижаларни Коши формуласи бўйича топилган маълумот билан таққослаш

λ, Å	$(n-1)\cdot 10^7$ кузат.	$(n-1)\cdot 10^7$ ҳисоб.	λ, Å	$(n-1)\cdot 10^7$ кузат.	$(n-1)\cdot 10^7$ ҳисоб.
5462,260	1396,50	1396,50	2535,560	1546,90	1547,01
4078,991	1426,32	1426,33	2302,870	1594,18	1594,18
3342,439	1461,33	1461,18	1935,846	1718,24	1718,37
2894,452	1498,59	1498,63	1854,637	1759,26	1759,96

Коши назарияси аномал дисперсия кашф қилинишидан анча олдин яратилган эди. Унинг тарихий аҳамияти жуда буюк, чунки у тўлқиний назариянинг ёруғлик дисперсиясини изоҳлай олишга қодир эканлигини кўрсатиб берган биринчи назария эди.

Аномал дисперсия кашф қилингандан ва унинг абсорбция билан алоқаси борлиги топилгандан сўнг Зельмейер (1871 й.)* вазнли муҳит молекулалари билан эфир орасида ўзаро таъсир борлиги ҳақидаги тасаввурга асосланиб, дисперсия ҳодисасининг тўлиқ назариясини яратди. Зельмейер назариясининг хусусияти шундаки, унда модданинг молекулалари айни шу моддага хос частотали хусусий тебранишлар қилади, деб фараз қилинган эди, бу фараз муайян ютилиш полосаларининг (чизиқларининг) ҳосил бўлиш сабабини очиб берди. Зельмейернинг мулоҳазаларига кўра, бундай хусусий тебранишларнинг мавжуд бўлиши туфайли синдириш кўрсаткичи билан частота орасида боғланиш борлиги кўринади, бу боғланиш ютилиш полосалари яқинида ҳам, ундан узоқда ҳам дисперсиянинг ўзгариб боришини жуда яхши ифодалайди. Зельмейер назариясининг асослари дисперсия ҳақидаги кейинги назарияларда, жумладан замонавий электроний назарияда ҳам сақланиб қолган. Анча кейин (1912 й.) Д. С. Рождественский томонидан натрий буғи учун бажарилган аниқ ўлчашлар n нинг λ га боғланишига оид Зельмейер назарияси билан тажриба орасидаги фарқ 2—3% дан ортиқ эмаслигини кўрсатди. Бунда атомнинг хусусий тебранишларига мос келувчи тўлқин узунликдан кўп деганда 0,5 Å қадар фарқ қиладиган соҳаларгача n нинг қийматлари ўлчанган эди. 1945 йилда Рождественскийнинг шогирдлари унинг методларини такомиллаштириб, ўлчаш аниқлигини оширган ҳолда ютилиш чизиғи марказига яна ҳам яқин келишга муваффақ бўлдилар.

Зельмейернинг назариясида оптик доимийни (ёруғликнинг моддадаги тезлигини) модданинг бошқа параметрларига, молекулаларининг хусусий тебраниш даврларига боғлаш мумкин бўлди; хусусий тебраниш даврлари ҳам оптик методлар ёрдамида аниқланиши керак эди. Дисперсиянинг электроний назарияси атомларнинг хусусий тебранишлари тушунчасидан фойдаланиб, тебранувчи зарралар (электронлар ва ионлар) табиатини аниқлади, модда ва ёруғлик тўғрисидаги тасаввурларимизни чуқурлаштирди.

Ҳозирги вақтда атом ва молекулаларнинг хоссаларини белгиловчи қонунлар ҳақидаги тасаввурларимизнинг квантлар назарияси туфайли тубдан ўзгариб кетганлиги муносабати билан дисперсия назариясини ҳам қайта кўриб чиқишга мажбурмиз. Аммо бу та-

* Рэлей бундай деб ёзади: «Мен Максвелл (Зельмейердан олдин) аномал дисперсия проблемасини текширганини кейинроқ билдим. Максвелл топган натижалар 21.1. 1869 й. га оид математикадан имтиҳон саволларида бор (Cambrige Calendar, 1869 й.). Бу имтиҳон саволида ёпишқоқликни ҳисобга олувчи ҳадлар бор, бу ҳадларни кейинчалик Гельмгольц киритган (Rayleigh, Sci, Papers, v IV, p .413).

саввурларнинг тубдан қайта кўриб чиқилганига қарамасдан, дисперсия назариясининг асосий муҳим хусусиятлари унинг квант лар назариясида* сақланиб қолган. Аммо бунда дисперсия ҳодисасини изоҳлаб берадиган нуқтаи назаргина ўзгариб қолмай, балки дисперсиянинг классик назариядаги энг содда вариантлар кўзда тутмаган ва келгуси тажрибаларда тасдиқланган янги томонлари (манфий абсорбция, ёруғликнинг когерент бўлмаган сочилиши) кашф этилди.

Дисперсиянинг электроний назарияси асослари билан бирмунча батафсилроқ танишайлик. Квант назарияси тўғрисида кейинроқ бир қанча сўз айтилади.

Юқорида айтилганидек, ёруғлик билан модданинг ўзаро таъсирининг моҳияти тушаётган (бирламчи) тўлқин майдони таъсирида модда электронлари (ва ионлари) нинг тебранишлари натижасида пайдо бўлган иккиламчи тўлқинлар билан бирламчи тўлқинларнинг интерференцияланишидан иборат.

Бу бўлимда муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлигининг ёруғлик тўлқинлари частотасига боғланишини текширганимизда масалани формал тарзда қараб чиқамиз, маълумки, ёруғлик тўлқинлари моддадаги электр зарядларини силжитади. Зееман ҳодисасининг кўрсатишича (қ. XXXI боб), атомнинг оптик ҳаётида электрон бош роль ўйнайди; шунинг учун бундан кейин биз қулайлик мақсадида фақат электрон ҳақида гапирамиз; аммо барча мулоҳазаларимиз атом таркибидаги зарядли бошқа зарралар учун ҳам ўз кучида қолади. Хусусан, узун тўлқинлар соҳасида синиш кўрсаткичини текширганда қиёсан секин (инфрақизил) тебрана оладиган ионлар таъсирини ҳам ҳисобга олиш зарур.

Демак, синиш кўрсаткичининг тўлқин узунликка боғланишини келтириб чиқариш учун диэлектрик сингдирувчанликнинг ўзгарувчан электр майдони частотасига қандай боғланганлигини топамиз, сўнгра $n = \sqrt{\varepsilon}$ муносабатга асосланиб n ни топамиз. Электроний назарияга мувофиқ, диэлектрикнинг молекула ёки атомларини таркибида электронлар бўлган системалар деб қараймиз; бу электронлар молекулалар ичида мувозанат вазиятида бўлади. Ташқи майдон таъсирида бу зарядлар мувозанат вазиятидан r масофа қадар силжиб, атомни майдон бўйлаб йўналган $p = er$ моментли электр системасига (диполга) айлантиради. Агар текширилаётган муҳитнинг бирлик ҳажмида қутбланадиган N та атом бўлса, бирлик ҳажмнинг электр моменти, яъни муҳитнинг қутбланиши $P = Np = Ner$ бўлади. Бунда биз соддалик мақсадида муҳитда фақат бир сорт атом-

*Бундай бўлганининг сабаби шундаки, атомни гармоник осцилляторлар тўплами деб ҳисоблаганда атом билан ёруғлик тўлқини ўртасидаги ўзаро таъсирни тажрибага яхши мувофиқ келадиган равишда эътиборга олиш мумкин; гармоник осцилляторнинг классик ва квант назариялари бир хил натижа беради.

лар бор ва ҳар бир атомда силжий оладиган биттагина электрон бор, деб фараз қилдик. Акс ҳолда муҳитнинг қутбланиши

$$P=\Sigma N_i e_i r_i \qquad (156.2)$$

кўринишда ифодаланар эди, бунда i индекс i-сорт зарядларга тегишли бўлар эди. Муҳитнинг электр қутбланишини билган ҳолда унинг ε диэлектрик сингдирувчанлигини ҳисоблаб топиш қийин эмас, чунки $D=\varepsilon E=E+4\pi P$, бунда D — муҳитнинг электр индукцияси. Демак,

$$D=\varepsilon E=E+4\pi Ner$$

бўлиб, бунда r ни E майдон аниқлайди.

Шундай қилиб, масала даврий ўзгарувчи ташқи майдон таъсирида электроннинг r силжишини аниқлашдан иборат бўлиб қолади, бунда таркибига шу электрон ҳам кирган атомнинг бошқа қисмларининг ва атрофдаги атомларнинг шу электронга таъсир этадиган кучлари ҳисобга олинади, яъни бу масала электроннинг мажбурий тебранишлари тўғрисидаги масаладир. Бу ерда гап атом ичида қиладиган ҳаракатининг частотаси ёруғлик тўлқини частотаси тартибидаги бўладиган электронлар тўғрисида кетаётганини назарда тутиш керак. Бу электронлар етарлича катта силжишини ва шунинг учун бу ерда қаралаётган процессларда иштирок этишини биз кейинроқ кўрсатамиз. Улар *оптик* электронлар дейилади.

а. Электронларга таъсир қилувчи кучлар. 1) *Тутиб турувчи куч.* Оптик электронни мувозанат вазият атрофида тутиб турувчи кучлар тўғрисида тасаввур ҳосил қилиш учун атомнинг оптик хоссаларини ўрганиш керак. Тажрибанинг кўрсатишича, барча моддаларнинг яккаланган атомлари амалда частотаси ҳар бир модда учун характерли бўлган монохроматик тўлқинлар чиқара олади. Модда иситилганда, яъни битта атомга тўғри келадиган ўртача энергия ортганда бу частоталар ўзгармайди. Демак, электронни мувозанат вазиятда тутиб турувчи куч эластиклик кучи характерига эга бўлиши керак (шунинг учун у квазиэластик куч дейилади) ва бу куч билан электроннинг r силжиши орасидаги боғланиш

$$F_1=-br \qquad (156.3)$$

қонун кўринишида ифодаланади, бу ерда b — эластик боғланишнинг тегишли доимийсидир. Масалан, агар манфий электрон текис тақсимланган мусбат зарядлардан ташкил топган шар марказида жойлашган бўлиб, зарядлар Кулон қонуни бўйича ўзаро таъсирлашса, куч мана шу қонун бўйича ўзгарган бўлар эди. Электрон силжиганда уни марказга қайтаришга интилувчи куч — br бўлар эди, бунда r — марказдан электронгача бўлган масофа.

Бироқ атом тузилиши соҳасидаги экспериментал тадқиқотлар баён қилинган бу модель нотўғри эканлиги ва атомнинг жуда кичик

диаметрли (10^{-12} см дан кичик) мусбат заряддан (ядродан) ва унинг атрофида ҳаракат қиладиган тегишли сондаги электронлардан иборат эканлигини кўрсатди. Ҳар бир электронни тутиб турувчи куч, албатта — br кўринишда бўлмай, балки анча мураккаб бўлиши керак. Зарядлар бундай жойлашгани ҳолда қандай қилиб деярли монохроматик нур чиқариши мумкинлиги масаласини хозирча четда қолдириб турамиз. Бунинг сабаби анча чуқур бўлиб, у атомларнинг нурланиши ҳам, атом системаси ичида зарядларнинг характери ҳам макроскопик объектларни текшириш оқибатида аниқланган классик механика ва электродинамика қонунларига бўйсунмаслигидадир. Атом ичида бўладиган бундай микроскопик процессларни тўғри тавсифлаш учун квантлар назарияси қонунларига мурожаат қилиш керак; макроскопик қонунлар бу квант қонунларга нисбатан биринчи тақрибдаги қонунлар бўлиб, улар макроскопик процессларни ўрганиш учун етарли бўлиб, атомга оид процессларни ўрганишда аниқлаштиришга муҳтождир.

Бироқ тадқиқотлар атомнинг кўп хоссалари тегишли равишда қўлланилган классик қонунлар ёрдамида акс эттирилиши мумкинлигини кўрсатади. Хусусан, агар атом тегишли частотали *гармоник осцилляторлар* тўплами деб қаралса, яъни электронни атомда квазиэластик — br куч тутиб туради деб ҳисобланса, атом билан ёруғлик тўлқинининг ёруғлик дисперсиясини юзага келтирувчи ўзаро таъсирини яхши тавсифлаш мумкин. Шундай қилиб, мувозанат вазиятидан силжитилган ва квазиэластик куч таъсирида бўлган m массали электроннинг ҳаракат тенгламаси

$$m\ddot{r} = -br \tag{156.4}$$

кўринишда бўлади. Шунинг учун

$$r = r_0 \cos \omega_0 t, \tag{156.5}$$

бунда r_0 — электроннинг хусусий тебранишлари амплитудаси, $\omega_0 = \sqrt{b/m}$ — доиравий частотаси; ω_0 частота атомнинг b доимий катталигини белгиловчи хоссаларига боғлиқ. Бошқа механик масалалардаги сингари, бу ерда ҳам зарядлар ўз мувозанат вазиятидан озгина четланадиган, яъни r етарлича кичик бўладиган ҳоллардагина тутиб турувчи кучни квазиэластик куч кўринишида (қ. (156.3)) тасвирлаш тўғри бўлади. r силжиш катталигини электр майдонининг оптик электронга кўрсатадиган таъсир кучи аниқлайди; электр майдонининг кучланганлиги катта бўлганида (156.3) ифода нотўғри бўлиб қолиши мумкин. Маълумки, масалан, электромагнитик статик майдон ҳам. ўзгарувчан майдон ҳам атомдан электронни «юлиб» олиши мумкин (ионланиш) ва бу чегаравий ҳолда (156.3) муносабатни қўлланиб бўлмаслиги тамомила равшандир.

Оптик квант генераторлари ёрдамида ҳосил қилинадиган жуда кувватли ёруғликда тутиб турувчи куч квазиэластик кучдан кўп фарқ қилади; чизиқли бўлмаган оптик ҳодисалар (қ. XLI боб)

хусусиятлари мана шу фарққа боғлиқ бўлади. Биз ҳозиргача ўрганган ҳодисаларда ва бошқа кўп ҳодисаларда (156.3) муносабат жуда яхши аниқликда бажарилади.

2) *Тормозловчи куч.* Электрон атомда гармоник равишда тебраниб туради, деган фараз тақрибийдир. Ҳақиқатда эса тебрантирилган электрон ўз энергиясини аста-секин сочади ва бинобарин, тебраниш амплитудаси вақт ўтиши билан камаяди. Шундай қилиб, тебраниш қатъий гармоник тебраниш бўлмай, *сўнувчи тебраниш* деб қаралиши керак. Ҳатто яккаланган атомда ҳам тебранишлар сўнувчи бўлади, чунки энергия ҳар томонга нурлантирилиб атомнинг энергияси аста-секин камая боради. Нурлантиришга мукаррар боғлиқ бўлган бундай сўнишдан ташқари, атомларнинг ўзаро таъсирлашишига боғлиқ бўлган бошқа сабаблар туфайли ҳам тебраниш энергияси сарф бўлиши мумкин, аммо бу ҳолларда тебраниш энергияси энергиянинг бошқа турларига айланади, масалан, у иссиқликка айланиб, муҳит атомларининг ўртача кинетик энергиясини ошириши мумкин.

Атомда тебранишлар сўнишининг физик сабабларини биз кейинроқ яна муҳокама қиламиз. Ҳар қандай ҳолда бу сабаблар тебраниш амплитудасини камайтиради ва, бинобарин, электрон ҳаракатига тормозловчи (диссипатив) куч сифатида таъсир кўрсатади. Тажрибанинг кўрсатишича, бу куч кўп ҳолларда атомнинг хусусий тебранишларини қиёсан жуда оз бузади, демак, бир давр мобайнида сарф қилинган энергия атом тебраниш энергиясининг кичкинагина (юз миллиондан бир улуши тартибидаги) қисмини ташкил этади. Механиканинг кўп масалаларида ишқаланиш кучи зарранинг ҳаракат тезлигига пропорционал деб ҳисобланган каби бундай шароитда бу тормозловчи кучни электроннинг $\frac{dr}{dt}$ тезлигига пропорционал деб ҳисоблаш мумкин. Сўнишнинг турли физик сабабларини текшириш уларнинг тормозловчи кучининг бу ифодасига мувофиқ эканлигини кўрсатди. Демак, электронга таъсир этувчи иккинчи куч сифатида

$$G = -g\frac{dr}{dt} = -g\dot{r}$$

қаршилик кучини, яъни тормозлаш кучини киритамиз, бу ердаги g — муҳитнинг хоссаларига боғлиқ коэффициент.

3) *Мажбур этувчи куч.* Муҳитда тарқалаётган ёруғлик тўлқини таъсирида электронлар мажбурий тебранишлар қилади. Ёруғлик тўлқини майдонининг магнит ташкил этувчиси жуда кичик таъсир кўрсатади, чунки магнит майдони фақат ҳаракат қилаётган зарядга таъсир қила олади (қ. 211-машқ). Шунинг учун барча амалий масалаларда тўлқинининг электр майдони таъсиринигина ҳисобга олиш билан чекланиш мумкин*. Шундай қилиб, ёруглик тўлқинининг

* Табиий актив моддаларда ёруғлик қутбланиши текислигининг бурилиш ҳодисаси бундан истиснодир (XXX бобга таққосланг).

таъсирини бу тўлқиннинг электр майдони кучланганлиги аниқлайди, яъни электронга eE куч таъсир қилади, деб ҳисоблаймиз: $E = E_0 \cos \omega t$ — тўлқиннинг майдони. Бу айтилганлар фақат келувчи ёруғлик тўлқини қутблаган атрофдаги молекулалар таъсирини назарга олмаса ҳам бўладиган ҳолдагина тўғридир. Бу фараз *ейрак* газлар учун тўғридир, чунки бу ҳолда муҳитнинг молекулалари орасидаги масофа катта бўлади. Катта босим остида турган газларда, суюқлик ва қаттиқ жисмларда бу таъсирни (атрофдаги молекулалар таъсирини) ҳисобга олиш зарур, бу ҳолда электронга таъсир қилаётган кучнинг ифодаси ўзгаради (қ. г пункт).

б. Дисперсия тенгламаси. Таъсир қилувчи кучлар тўғрисида юқорида кўрсатилган фаразларни қилгач, электрон учун Ньютоннинг ҳаракат тенгламасини ёза оламиз:

$$m\ddot{r} = eE - b\dot{r} - gr. \qquad (156.6)$$

Бу тенглама мажбурий тебранишларнинг ҳаракат тенгламасидир. Бу тенгламани ечиб, r ни, бинобарин, $P = Np = Ner$ ни аниқлаймиз ва демак, $\varepsilon = n^2$ ни атомнинг доимийлари (e, m, ω_0, g) ва ташқи майдоннинг ω частотаси функцияси сифатида топамиз, яъни дисперсия масаласини ечамиз. (156.6) тенгламанинг ечилиши қийин эмас, аммо бир оз узун (қ. 208-машқ). Агар қаршилик кучи назарга олинмаса, яъни $g = 0$ деб ҳисобланса, электронларнинг мажбур этувчи куч таъсирида қиладиган ҳаракатининг асосий хусусиятларини топиш анча осон.

Ёруғлик тўлқинининг E майдонини ω частотанинг содда синусоидал функцияси деб, яъни $E = E_0 \sin \omega t$ деб ҳисоблаш мумкин, чунки Фурье теоремасига мувофиқ, бошқа кўринишдаги майдонни ҳамма вақт синусоидал функциялар суперпозицияси (тўплами) кўринишида ифода қилиш мумкин ва умумийроқ масала бундай типдаги соддароқ масалаларни ечишга келтирилади. $g = 0$ деб фараз қилиб, (156.6) тенгламанинг иккала томонини m га бўлиб юборсак, тенглама

$$\ddot{r} + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E_0 \sin \omega t \qquad (156.7)$$

кўринишга келади; $\omega_0 = \sqrt{b/m}$ — электроннинг хусусий тебраниш частотаси. (156.7) тенгламанинг ечимини

$$r = A \sin \omega t \qquad (156.8)$$

кўринишда ёзиш мумкин, бунда $A = \frac{eE_0}{m(\omega^2 - \omega_0^2)}$. Ўрнига қўйиб, бунга ишониш осон (қ. 207-машқ). r ни аниқлагач, P ни топамиз:

$$P = Ner = N\frac{e^2}{m} E_0 \frac{\sin \omega t}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

Бундан фойдаланиб $D = \varepsilon E = E + 4\pi P$ муносабат асосида соддалаштирилган масаламизнинг

$$\varepsilon = n^2 = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \qquad (156.9)$$

ечимини топамиз.

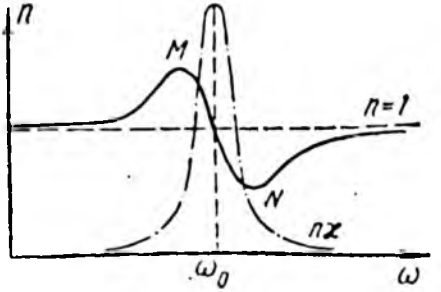
Бу формулага мувофиқ, синдириш кўрсаткичи ташқи майдоннинг ω частотасига боғлиқ, яъни топилган формула ёруғлик дисперсияси ҳодисасини акс эттиради, аммо бу формулани чиқаришда соддалаштирувчи баъзи бир фаразлар қилинган эди, бу фаразлар келгусида бартараф қилиниши керак.

(156.9) формуладан кўриниб турганидек, $\omega = 0$ дан то $\omega = \omega_0$ гача бўлган соҳада $n > 1$ ва ω ошган сари n орта боради (нормал дисперсия); $\omega = \omega_0$ бўлганда синдириш кўрсаткичи $n^2 = \pm\infty$; $\omega = \omega_0$ дан то $\omega = \infty$ гача бўлган соҳада $n^2 < 1$ ва $-\infty$ дан 1 гача орта боради (нормал дисперсия).

Синдириш кўрсаткичининг қиймати чексиз бўлиши физик маънога эга эмас; бу қиймат масалани соддалаштириш мақсадида ҳаракатни сўндирувчи қаршилик кучи йўқ ($g = 0$) деб қилинган фараз туфайли ҳосил бўлади. Агар бу қаршилик ҳисобга олинса, дисперсия чизиғи (28.10-расм, туташ чизиқ) бошқачароқ бўлади (қ. 208-машқ). MN соҳа — аномал дисперсия соҳаси, бу соҳада ω частота ошган сари n камая боради.

(156.9) формула кўринишини ўзгартириш мумкин. 1 ни чап томонга ўтказиб формулани $n^2 - 1 = (n+1)(n-1)$ кўринишда ёзамиз. Одатда n бирдан кам фарқ қилгани учун $(n-1)$ кўпайтувчи, умуман айтганда, n га боғлиқ равишда $(n+1)$ дан кўра анча кўп ўзгаради. Тажрибанинг кўрсатишича, $n-1$ катталикни модда зичлигига яхши аниқликда пропорционал деб ҳисоблаш мумкин. Бинобарин, (156.9) формулада N ни ҳам зичликка ёки бирлик ҳажмдаги N_0 атомлар сонига пропорционал деб ҳисобласа бўлади. Демак, $N = fN_0$ деб оламиз; ўлчамсиз f коэффициент одатда *осциллятор кучи* дейилиб, бу билан дисперсия ҳодисаларида шу осцилляторларнинг қатнашиш ҳиссаси ёки уларнинг эффективлиги таъкидланади. Шундай қилиб, (156.9) формула қуйидаги кўринишни олади:

$$n^2 = 1 + 4\pi N_0 \frac{e^2}{m} \frac{f}{(\omega_0^2 - \omega^2)}. \qquad (156.10)$$



28.10-расм. Ёлғиз ютиш полосаси яқинида юз берадиган дисперсия ва абсорбция эгри чизиқлари.

Агар моддада e_i заряди ва m_i массаси турлича бўлган ва турли

ω_{0l} хусусий частотада тебрана оладиган бир неча сорт зарядлар бўлиши эътиборга олинса, у ҳолда (156.9) формула ўрнига

$$n^2 = 1 + 4\pi N_0 \sum_l \frac{f_l e_l^2}{m_l} \frac{1}{(\omega_{0l}^2 - \omega^2)} \qquad (156.11)$$

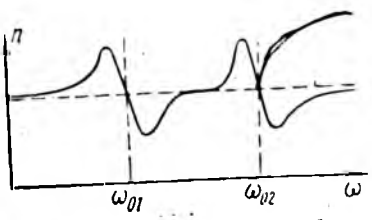
ифода олинади, бунда f_l — турли ω_{0l} частоталарга мос келадиган осцилляторлар айрим сортларининг кучлари (ёки эффективликлари).

Бундай ҳолда дисперсия чизиғи қатор тармоқларга ажралади, бунда тебранишлар сўнмаганда ҳар бир $\omega = \omega_{0l}$ га мос келувчи n^2 нинг қийматлари $\pm\infty$ бўлади. Агар тебранишлар сўниши ҳисобга олинса, чизиқ 28.11-расмда кўрсатилгандек бўлади.

ω_{0l} частоталари кўринадиган ёруғликнинг ω частоталарига тахминан тенг бўладиган оптик электронлар (156.11) формулага энг катта ҳисса қўшади. Йиғиндининг ω_{0l} частоталари ω дан катта бўлган зарядларга тегишли ҳадлари жуда кичик бўлади.

Титан буғининг кўринадиган ва ультрабинафша ёруғлик соҳасида Рождественский методи бўйича олинган дисперсия чизиғи 28.12-расмда тасвирланган. Фоторасмда титаннинг бир қанча хусусий ютиш соҳалари кўриниб турибди; бу соҳаларга тегишлича ω_{0l} хусусий частоталар ва турли f_l кучли осцилляторлар сортлари тўғри келади.

Дисперсия чизиғига қараб n нинг турли ω_{0l} яқинидаги қийматларини билиб олиб, (156.11) формулада қандай e_l зарядлар ва m_l массалар қатнашаётганини, яъни дисперсия ҳодисасида атомнинг қайси электр элементлари қатнашаётганини аниқлаш мумкин. Бироқ f_l катталиклар ноаниқ қолаётганлиги сабабли e_l/m_l нисбатни аниқ топиш мумкин эмас. Агар f_l катталиклар турли осцилляторлар учун турли қийматларга эга бўлгани ҳолда мингларча марта эмас, балки анча кам ўзгаради, деб бирмунча ихтиёрий фараз қилсак, жуда муҳим хулосалар чиқариш мумкин. e_l/m_l нинг қийматлари *икки катта группага* ажралар экан: юқори частоталар (кўринадиган ва ультрабинафша ёруғлик) соҳасида e_l/m_l катталиклар электронлар учун олинган маълумотга ($\approx 1{,}77 \cdot 10^7$ СГСМ) мос тушади, паст частоталар (инфрақизил нурланиш) соҳасида эса минг мартача кичик бўлиб модданинг ионларига мос келади (водород ионлари учун $0{,}965 \cdot 10^4$ СГСМ, оғирроқ ионлар учун яна ҳам кичик). Айтиб ўтилганидек, Зееман ҳодисаси кўринадиган ва ультрабинафша ёруғлик чиқиши электронларнинг тебранишларига боғлиқ эканлигини бешубҳа кўрсатди. Бундай ҳолда f_l га тегишли фазанинг маълум даражада ихтиёрий бў-



28.11-расм. Ютиш полосалари бир неча бўлганда юз берадиган дисперсия эгри чизиғи.



28.12- расм. Кўринадиган ва ультрабинафша соҳаларда титан буғида юз берадиган дисперсия.

Расмда титаннинг бир неча ютиш полосалари кўриниб турибди.

лишига қарамай бундан олдинги мулоҳаза чуқур маънога эга бўлади ва тасодифан мос тушган бўлиб кўринмайди; баъзи осцилляторлар, шубҳасиз, электронларнинг тебранишларидан иборат. Шунинг учун спектрнинг инфрақизил қисмида роль ўйнайдиган паст частотали бошқа осцилляторлар модданинг зарядли ионлари тебранишидан иборат деб тан олиш табиийдир.

Шундай қилиб, e_i/m_i нинг қийматлари турли осцилляторлар учун аниқланган деб ҳисоблаб, (156.10) формуладан осцилляторлар кучини аниқлаш мумкин. Бундай ҳисобнинг кўрсатишича, электрон типидаги осцилляторлар учун f_i нинг қийматлари анча турли бўлиши мумкин, яъни электрон типидаги осцилляторларнинг ҳаммаси ҳам дисперсия ҳодисасида бир хил эффективлик билан қатнашмайди.

Ҳозиргача биз осцилляторлар сўнишини ҳисобга олмайдиган соддалаштирилган назария билан иш кўриб келдик. Дисперсия назариясида айни бир осцилляторлар фақат синдириш кўрсаткичи ўзгариб боришинигина эмас, балки ҳар бир хусусий частота яқинида абсорбцияни ҳам аниқлаганлиги туфайли, осцилляторларнинг f_i кучлари катталиги мос частотали нурланиш ютилиши каттали-гига боғлиқ бўлиши лозим. Буни биз осцилляторлар сўниши ҳисобга олинадиган қуйидаги бўлимда кўрамиз.

в. Осциллятор сўнишини ҳисобга олиш. (156.6) тенглама масалани тўлиқ ечишга имкон беради; бу тенгламадан фойдаланиб синдириш кўрсаткичининг тўлқин узунликка боғланишини (дисперсияни) ҳам, хусусий ютиш частоталари яқинидаги абсорбцияни ҳам топиш мумкин. Тўғри, абсорбция бу тенгламага соф математик равишда g коэффициент орқали киритилади.

Бу тенгламани ечишга тўхталмасдан (қ. 208- машқ) ёруғликнинг металларда тарқалиши ҳолидагидек, бу ерда ҳам комплекс диэлектрик сингдирувчанлик ва комплекс синдириш кўрсаткичи $\bar{n} = n(1 - i\varkappa)$ киритиш лозимлигини кўрсатиб ўтамиз, холос. Бу ерда n — синдириш кўрсаткичининг ҳақиқий қисми бўлиб, у тўлқиннинг фазавий тезлигини аниқлайди, $\varkappa$ (ёки $n\varkappa$) эса ютиш кўрсаткичи бўлиб, z ўқ бўйлаб тарқалаётган ясси тўлқиннинг амплитудаси камайишини характерлайди:

$$s' = A_0 \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda_0} n\varkappa z\right)\cos\left(\omega t - 2\pi z \frac{n}{\lambda_0}\right). \qquad (156.12)$$

Синдириш кўрсаткичи ифодасида ҳақиқий ва мавҳум қисмларни ажратиб (қ. 209 ва 210- машқлар), қуйидагиларни топамиз:

$$n^2(1-\varkappa^2) = 1 + 4\pi \frac{e^2}{m} N_0 \frac{f(\omega_0^2-\omega^2)}{(\omega_0^2-\omega^2)^2+\omega^2(g/m)^2}, \quad (156.13)$$

$$2n^2\varkappa = 4\pi \frac{e^2}{m} N_0 \frac{f(g/m)\omega}{(\omega_0^2-\omega^2)^2+\omega^2(g/m)^2}. \quad (156.14)$$

Бу ерда соддалик учун биз g сўниш ва f осциллятор кучи билан характерланувчи *бир ютиш полосасига* тегишли формулаларни келтирдик. Дисперсиянинг бутун чизиғи учун модданинг турли хусусий частоталарига мос келадиган турли осцилляторлар бўйича олинган йиғиндиларни яна ёзишимиз керак эди.

Олдинги бўлимда кўрсатилганидек, (156.14) формуладан ҳар бир полосанинг $\varkappa$ ютиш кўрсаткичининг мос f осциллятор кучига пропорционал эканлигини кўрамиз.

$g = 0$ бўлганда бу формулалардан $n^2\varkappa = 0$ эканлиги, яъни сўнишнинг йўқлигини ва

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi N_0 e^2 f}{m} \frac{1}{\omega_0^2-\omega^2}$$

ифодани топамиз; бошқача айтганда, биз юқорида таҳлил қилинган хусусий ҳолга келдик.

Паст босимли газда ютилиш чизиғи яқинида n ва $n\varkappa$ ларнинг ω га боғланишини ифодаловчи чизиқлар 28.10- расмда кўрсатилган. Кундтнинг кузатишларига мувофиқ равишда абсорбция соҳаси ва аномал дисперсия соҳаси устма-уст тушади.

г. **Молекулалар атрофидаги муҳит таъсирини ҳисобга олиш.** Биз бундан олдин E ташқи майдон (тўлқин майдони) билан электронни силжитадиган *таъсир этувчи E' майдон* айнан бир хил, деб фараз қилган эдик. Энди шу фаразни бартараф қилиш қолди. Суюқлик, қисилган газ ва қаттиқ жисмлар учун бу фаразнинг нотўғрилиги равшан ва буларда ёруғлик таъсирида қутбланган атрофдаги молекулалар таъсирини ҳисобга олиш зарурдир. Бу таъсирни ҳисобга олиш, умуман айтганда, анча қийин ишдир. Муҳит изотроп* бўлгандаги содда ҳол учун Лорентц бу эффектни ҳисобга олганда таъсир этувчи E' майдон, E ташқи майдон ва P қутбланиш орасида қуйидаги боғланиш борлигини кўрсатди:

$$E' = E + \frac{4\pi}{3} P. \quad (156.15)$$

Шундай қилиб,

$$m\ddot{r} + b\dot{r} = eE$$

* Аниқроғи, изотроп кубик кристалл учун.

тенглама ўрнига

$$m\ddot{r} + br = eE' = eE + \frac{4\pi e}{3}P \qquad (156.16)$$

тенгламани ёзиш керак. Охирги тенгламани eN га кўпайтириб ва eNr ни P билан алмаштириб,

$$m\ddot{P} + bP = Ne^2E + \frac{4\pi Ne^2}{3}P \qquad (156.17)$$

тенгламани ҳосил қиламиз; $b = m\omega_0^2$ бўлганлиги учун

$$m\ddot{P} + \left(m\omega_0^2 - \frac{4\pi Ne^2}{3}\right)P = Ne^2E. \qquad (156.18)$$

Бу тенгламадан олдингидек P ни аниқлаб, $n^2 = \varepsilon$ ни

$$\varepsilon E = E + 4\pi P$$

формуладан топамиз. Юқорида келтирилган ҳисобларга тамомила ўхшаш ҳисоблардан (ютилишни ҳисобга олмаган ҳолда хусусий тебранишларнинг битта частотасида) қуйидаги ифодани топамиз:

$$n^2 - 1 = \frac{(4\pi N_0 e^2/m)\, f}{(\omega_0^2 - \omega^2) - (4\pi N_0 e^2 f)/3m}.$$

Бу ифодани ўзгартирамиз:

$$(n^2 - 1)(\omega_0^2 - \omega^2) = \frac{4\pi N_0 e^2 f}{3m}(n^2 - 1 + 3)$$

ёки

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = N_0 \frac{4\pi e^2 f}{3m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \qquad (156.19)$$

Бу формулани ёруғлик тўғрисидаги электромагнитик тасаввурлар асосида Г. А. Лоренц ва маълум даражада Максвелл назариясидан олдин ёруғлик назарияси яратган Л. Лоренц бир вақтда (1880 й.) топдилар. (156.19) ифода ҳозир ҳам Лоренц — Лоренц формуласи деб юритилади. Муайян модда ва муайян тўлқин узунлик учун e, m, ω_0, ω катталиклар доимий бўлганлигини эътиборга олиб, Лоренц—Лоренц формуласини қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{N_0} = \text{const}$$

ёки

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = \text{const}, \qquad (156.20)$$

чунки N_0 миқдор 1 см^3 даги атомлар сонини билдиради, демак у ρ зичликка пропорционалдир. Магни ўлчашларидан олинган ва ҳавога тегишли бўлган 28.2- жадвал баъзи ҳолларда Лоренц—Лоренц фор-

муласи қанчалик яхши бажарилишини кўрсатади. Аммо бу формуладан анча катта фарқ кузатиладиган жуда кўп ҳоллар ҳам бор. Формуланинг назарий асослари бекаму кўст бўлмаганлиги учун бундай бўлиши табиийдир*. Шунга қарамасдан бу формула кўп қўлланилади.

(156.20) формуладаги

$$\frac{n^2-1}{n^2+2}\cdot\frac{1}{\rho}=r$$

ифода модданинг *солиштирма рефракцияси* дейилади. Лоренц—Лорентц формуласига мувофиқ, солиштирма рефракция зичликка боғлиқ бўлмайди. Ҳақиқатан ҳам, ҳатто модда буғ ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтишида, яъни зичлик бир неча юз марта ўзгарганда ҳам кўпинча солиштирма рефракция ўзгармай қолаверади. Масалан, газ ҳолатдаги кислороддан суюқ кислородга ўтишда (зичлик 800 марта ўзгарганда) ёки сув буғидан суюқ сувга ўтганда (зичлик 1200 марта ўзгарганда) рефракция 2—3% гача аниқликда ўзгармайди.

28.2-жадвал

Лоренц—Лорентц формуласининг яроқли эканлигини тасдиқловчи маълумот

ρ зичлик	n	$\frac{n^2-1}{n^2+2}\frac{1}{\rho}$	ρ зичлик	n	$\frac{n^2-1}{n^2+2}\frac{1}{\rho}$
1	1,00029	$1953\cdot10^{-7}$	96,2	1,0284	$1961\cdot10^{-7}$
14,8	1,00434	$1947\cdot10^{-7}$	112,0	1,0363	$1956\cdot10^{-7}$
42,1	1,0124	$1959\cdot10^{-7}$	149,5	1,0442	$1956\cdot10^{-7}$
69,2	1,0204	$1961\cdot10^{-7}$	176,3	1,052	$1953\cdot10^{-7}$

Моддалар аралашмасидаги айрим компоненталарнинг r_1, r_2, ... рефракциялари ва процентларда ифодаланган c_1, c_2 ... ҳиссалари маълум бўлса, аралашманинг R рефракциясини ҳисоблаб топиш мумкинлигини ҳам тажриба кўрсатади:

$$100\,R=c_1r_1+c_2r_2+\ldots$$

Бу натижага кўра, ҳар бир компонента айрим ўзи бўлганида ҳам, аралашма таркибида бўлганида ҳам унинг молекулаларининг оптик хоссалари ўзгармайди. Мураккаб химиявий бирикманинг рефракцияси уни ташкил этувчи элементлар рефракциялари орқали ҳисоблаб топилиши мумкин, деган қоида янада муҳим аҳамиятга эга. Ҳар бир

* Хусусан, изотроп куб кристалл учун чиқарилган (156.15) ифода газ ва суюқликка татбиқ этилади, бунда бу-муҳитлар ҳам молекулалар жойлашишининг статистик бетартиблиги туфайли изотроп муҳитлар деб фараз қилинади. Албатта, бу мулоҳазалар унча ишончли эмас ва бир қатор ҳолларда Лоренц—Лорентц формуласининг тўғри бўлиши кўпинча ундан муҳим четланишлар маълум бўлишига қараганда кўпроқ ҳайратда қолдиради.

элемент учун атомий рефракция тушунчасини киритиш қулайдир; атомий рефракция деб элементнинг a_1 атом оғирлиги билан унинг r_1 солиштирма рефракцияси кўпайтмасига айтилади. Агар бирикманинг молекуляр оғирлиги M, унинг солиштирма рефракцияси R бўлса, у ҳолда MR кўпайтма *молекуляр рефракция* дейилади. Тажрибанинг кўрсатишича, атомий рефракцияларни химиявий формуладан фойдаланиб қўшиб* молекуляр рефракцияни топиш мумкин. Бошқача айтганда,

$$MR = q_1a_1r_1 + q_2a_2r_2 + q_3a_3r_3 + \ldots \qquad (156.21)$$

бу ерда q_1, q_2, ... — молекула таркибидаги атомлар сони. Бу жуда муҳим қоида кўпинча тўғри бўлади. Масалан, сувнинг (H_2O) ўлчаб топилган молекуляр рефракцияси 3,71, ҳисоблаб топилгани 3,73; $CHCl_3$ нинг ўлчаб топилган молекуляр рефракцияси 21,36, ҳисоблаб топилгани 21,42 ва ҳоказо. Бу қоидага кўра, молекулада айрим атомларнинг ёруғлик синишига кўрсатадиган таъсири ўша молекула таркибига кирган бошқа атомларнинг таъсирига боғлиқ эмас. Аксинча, аддитивлик қойдасининг бузилиши атомларнинг ўзаро таъсири тўғрисида бирор фикр айтиш имконини беради ва молекуланинг тузилиши ҳақида хулоса чиқаришда қўлланилиши мумкин.

Шундай қилиб, рефракцияни (синиш кўрсаткичини) ўрганиш молекулаларнинг химиявий табиатини текширишда ва аналитик мақсадларда қимматли усул бўлиб хизмат қилиши мумкин. Бунга биринчи марта М. В. Ломоносов эътиборни жалб қилди; у 1750 йил яқинида шаффоф суюқ модданинг химиявий таркибини унинг синдириш кўрсаткичига қараб аниқлаш мумкин, деган фикрни айтди ва бундай тадқиқотлар учун рефрактометр қурди. Ҳозирги вақтда химияда рефрактометрик методлар кенг қўлланилади.

Амалий рефрактометрияда кўпинча Лоренц-Лорентциинг солиштирма рефракцияси ўрнида бошқа соф эмпирик ифодалардан фойдаланиш афзал кўрилади; бу ифодалар назарий жиҳатдан асосланмаган, лекин аддитивлик талабини яхши қаноатлантиради. Масалан, рефракциянинг Эйкман (1895 й.) таклиф қилган $r = \frac{n^2-1}{n+0,4}\frac{1}{\rho}$ ифодаси ана шундайдир.

Сийрак газлар учун n бирга яқин, яъни $n^2 + 2 \approx 3$. Бу ҳолда Лоренц — Лорентц формуласи

$$n^2 - 1 = \frac{4\pi Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}, \qquad (156.22)$$

формулага айланади, яъни у E' ва E лар фарқини акс эттирувчи Лорентц тузатмасини ҳисобга олмаганда ҳосил бўладиган формула

* Бу ҳолда каррали химиявий боғланишларни ва молекула тузилишининг бошқа хусусиятларини ҳисобга олиш керак, чунки молекуляр рефракцияни аниқлайдиган йиғиндига кирадиган айрим қўшилувчилар шу факторларга боғлиқ бўлади.

билан бир хил бўлади; сийрак газлар учун $E = E'$ бўлгани сабабли шундай бўлиши керак.

д. Дисперсиянинг квантий назарияси ҳақида тушунча. Квантий назарияда таркибига кирган зарядлар учун характерли бўлган частоталар билан тебранадиган атомий осцилляторлар ҳақидаги тасаввурга ўхшаш модель тасаввурларидан фойдалана олмаймиз. Квантий назария атомий осцилляторнинг тебраниш частотаси ўрнига атомий ўтишлар частотаси билан, яъни

$$\omega_{nm} = \frac{E_n - E_m}{\hbar}$$

шартга бўйсунадиган частота билан иш кўради, бу ерда E_m — бирор m- ҳолатдаги атомнинг энергияси, E_n — атомнинг n - ҳолатдаги энергияси, $\hbar$ эса — Планк доимийси. Частота шарти деб аталувчи бу шарт қуйидагини билдиради: атом n- ҳолатдан m-ҳолатга ўтганида чиқадиган энергия ω_{nm} частотали нурланиш кванти тарзида нурлантирилади, бу квантнинг энергияси, квантий назариянинг асосий қоидасига мувофиқ, $\hbar\omega_{nm}$ бўлади. Ҳар бир атом учун энергиянинг қатъий муайян E_m, E_n, ... қийматлари (энергия сатҳлари) мавжуд. Шунинг учун атом фақат қатъий муайян квантларни нурлантириши ва ютиши мумкин. Албатта, ω_{nm} частотали квант чиқариш $E_n > E_m$ бўлгандаги ҳолга мос келади. Аксинча, m- ҳолатдан n- ҳолатга ўтишда атомнинг энергияси камаймайди, балки ортади, яъни атом ёруғлик чиқармайди, балки ёруғлик *ютади*.

Квантий назарияда «осциллятор кучи» тушунчаси аниқ физик маънога эга бўлади: осциллятор кучи n-ҳолатдан m-ҳолатга ўтиш эҳтимоллигига пропорционал бўлар экан. Бу эҳтимоллик қанча катта бўлса, n-ҳолатда бўлган атомларнинг шунча кўпроқ қисми бирлик вақт ичида m-ҳолатга ўтади, яъни мазкур ўтиш ҳодисада шунча эффективроқ қатнашади.

Классик назарияда атомларнинг мазкур группасига хос осцилляторларнинг бутун тўплами ёрдамида ифодаланадиган дисперсия ва абсорбция чизиғи квантий назарияда энергиянинг мазкур атом учун мумкин бўлган E_1', E_2, ..., E_m, ..., E_n, ... қийматларининг бутун тўплами орқали аниқланади; бу қийматлар квантий назариянинг асосий қоидасига мувофиқ, ҳар қандай эмас, балки фақат муайян дискрет қийматлардир. Атомлар турган дастлабки ҳолатда (тўғриироги, атомларнинг кўпчилиги турган ҳолатда) атомнинг энергияси бўлиши мумкин бўлган энг кичик E_1 қийматга эга бўлади. Агар газ орқали ток ўтказилса ёки бирор бошқа усул билан газга муттасил энергия келтириб турилса, у ҳолда атомларнинг бир қисми энергияси каттароқ ҳолатларга ўта олади. Масалан, газ-разрядли манбалар юқори энергетик ҳолатларга ўтган атомлар туфайли ёруғлик чиқаради; бу ҳолатлардан бошқа ҳолатга ўтаётганда атомлар ёруғлик чиқаради.

Шундай қилиб, умумий ҳолда уйғонмаган (E_1 сатҳдаги) атомлар ҳам, уйғонган ($E_n > E_1$ сатҳлардаги) атомлар ҳам дисперсияга ҳисса қўшади. Уйғонмаган атомлар E_1 сатҳдан юқорида жойлашган $E_n > E_1$ сатҳларга ўтишдагина, яъни ёруғлик ютиладиган ўтишлардагина қатнашади. Бундай ўтишлар учун осцилляторлар кучларини мусбат деб ҳисоблаш қабул қилинган. Уйғонган атомлар икки хил ўтишларда қатнашиши мумкин. Улар E_m сатҳдан юқорида жойлашган E_n ($E_n > E_m$) сатҳларга ўтиши ва пастда жойлашган E_m ($E_m < E_n$) сатҳларга ўтиши мумкин.

Кейинги типдаги ўтишларда ёруғлик нурланиши содир бўлади деб олдин таъкидланган эди; улар синдириш кўрсаткичини ютишга қараганда қарама-қарши йўналишда ўзгартиради. Бу ҳодисани формулаларда ҳисобга олиш учун нурланишли ўтишлар билан боғланган осцилляторлар кучларини қарама-қарши, яъни манфий ишорали деб олиш керак.

Шундай қилиб, осцилляторларнинг f кучи ҳамма вақт мусбат бўладиган классик назариядан фарқли равишда, квантий назарияда f катталикларнинг ҳам мусбат, ҳам манфий қийматларини эътиборга олишга тўғри келади. f ларнинг манфий қийматларига бутун дисперсияни аниқлайдиган йиғиндининг манфий ҳадлари (*манфий дисперсия*) мос келади. Манфий ҳадлар кўп ҳолларда ҳодисада аҳамиятсиз бўлади; шунга қарамасдан, кучли электр разряди ўтиб турган газда дисперсияни ўрганган Ладенбург (1930 й.) манфий ҳадлар таъсирини кузатишга муваффақ бўлди, лекин унинг тажрибаларида дисперсия мусбат бўлиб қолаверган эди. Аммо етарлича кўп атомлар уйғонган ва спектрнинг кенг соҳасида манфий ҳадлар таъсири ортиқ бўладиган шароит яратиш мумкин. Хусусан, лазерларда аҳвол шундайдир.

Манфий дисперсия ҳодисаси ёруғлик нурланиши билан (аниқроғи, мажбурий нурланиш ҳодисаси билан, қ. 222 ва 223-§) узвий боғлиқ бўлиб, у лазерларда муҳим роль ўйнайди; лазерлар хоссаларини ўрганиш муносабати билан бу ҳодиса батафсил тадқиқ этилди.

е. Металларда дисперсия. Металларда эркин электронлар, яъни хусусий частотаси нолга тенг деб ҳисобланиши керак бўлган электронлар мавжуд бўлади. (156.13) ва (156.14) формулаларда $\omega_0 = 0$ деб ҳисоблаб, қуйидаги ифодаларни ҳосил қиламиз*:

$$n^2(1-\varkappa^2) = 1 - \frac{4\pi Ne^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega^2 + (g_0/m)^2}$$

ва

$$2n^2\varkappa = \frac{4\pi Ne^2}{m}\cdot\frac{(g_0/m)}{\omega[\omega^2 + (g_0/m)^2]}. \qquad (156.23)$$

* Соддалик учун формулаларга осцилляторлар кучларини киритмай N_0 ўрнига N ёзамиз.

Тажрибанинг кўрсатишича, бу формулалар фақат кичик частоталар соҳасида (инфрақизил нурлар) n ва $\varkappa$ нинг тўлқин узунликка боғланишини тўғри ифодалайди. Кўринадиган ва ультрабинафша нурлар соҳасида эса симобдан бошқа барча металлар учун бу қонуниятдан сезиларли четланишлар юз беради. Шундай қилиб, юқорироқ частоталарда металларнинг оптик хоссаларини эркин электронлар хоссалари ёрдамидагина изоҳлаб бўлмайди ва боғланган электронлар (қутбланиш электронлари) таъсирини ҳам ҳисобга олиш зарур; боғланган электронлар атомларнинг хусусий частоталарига яқин частоталар соҳасида айниқса сезиларли роль ўйнайди. Қутбланиш электронлари таъсири ҳисобга олинганда ω_k хусусий частоталарга мос келувчи қўшимча ҳадлар пайдо бўлади. Оқибатда дисперсия формуласи қуйидагича бўлади:

$$\left.\begin{aligned} n^2(1-\varkappa^2) &= 1 - \frac{4\pi Ne^2}{m}\frac{1}{\omega^2+(g_0/m)^2} + \\ &\quad + \sum_k \frac{4\pi N_k e^2}{m}\frac{\omega_k^2-\omega^2}{[(\omega_k^2-\omega^2)^2+(g_k/m)^2\omega^2]}, \\ 2n^2\varkappa &= \frac{4\pi Ne^2}{m}\frac{(g_0/m)}{\omega[\omega^2+(g_0/m)^2]} + \\ &\quad + \sum_k \frac{4\pi N_k e^2}{m}\frac{\omega(g_k/m)}{[(\omega_k^2-\omega^2)^2+(g_k/m)^2\omega^2]}. \end{aligned}\right| \qquad (156.24)$$

Бу формулалар частоталарнинг кенг диапазонида тажрибага қаноатланарли даражада мувофиқ келади.

ж. Рентген нурларининг дисперсияси. Рентген нурлари ҳолида частота одатда атомнинг хусусий тебранишлари частотасидан анча катта бўлади. Шунинг учун ω га нисбатан ω_0 ни назарга олмаса ҳам бўлади ва дисперсия формуласи (сўниш ҳисобга олинмаган)

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2} \qquad (156.25)$$

кўринишни олади. Шундай қилиб, Рентген нурларининг n синиш кўрсаткичи 1 дан кичик, аммо ω^2 жуда катта бўлганлигидан n бирдан кам фарқ қилади. Турли моддалардан ясалган призмаларда Рентген нурларининг оғиши кузатилиб, уларнинг синиш кўрсаткичи ўлчаб топилган. Тўлқин узунлик тахминан 0,1 нм бўлганда шишанинг синдириш кўрсаткичи $n = 0{,}999999 = 1 - 1\cdot10^{-6}$ бўлган.

$n < 1$ бўлганлигидан фойдаланиб, Рентген нурларининг ҳаво—шиша чегарасида тўла ички қайтиши амалга оширилди. Кейинчалик бошқа материаллар устида ҳам кузатишлар ўтказилди ва бу метод Рентген нурларининг синиш кўрсаткичи катталигини ниҳоятда ўлчаш учун ҳам ишлатилди.

Рентген нурларининг тўлқин узунлигини ўзгартириб, моддаларнинг характеристик частоталари яқинида Рентген нурларининг аномал дисперсиясини ҳам кузатиш мумкин. Бинобарин, бу частоталар атомга оптик электронлардан кўра қаттиқроқ боғланган электронларнинг хусусий частоталари деб талқин этилади.

157-§. Ёруғликнинг ютилиши (абсорбцияси)

Моддадан ёруғлик ўтаётганда тўлқиннинг электромагнитик майдони таъсирида муҳитнинг электронлари тебранади ва бу тўлқин энергиясининг бир қисми электронларни тебрантиришга сарф бўлади. Электронларга берилган бу энергиянинг бир қисми электронлар тарқатадиган иккиламчи тўлқинлар кўринишида яна ёруғликка қайтариб берилади; унинг бошқа бир қисми эса энергиянинг бошқа турларига ҳам ўтиши мумкин. Агар модданинг сиртига I интенсивликли параллел нурлар дастаси (ясси тўлқин) тушаётган бўлса, юқорида айтилган процесслар оқибатида, тўлқин модда ичига кира борган сари унинг I интенсивлиги камая боради. Ҳақиқатан ҳам тажриба ясси тўлқиннинг интенсивлиги

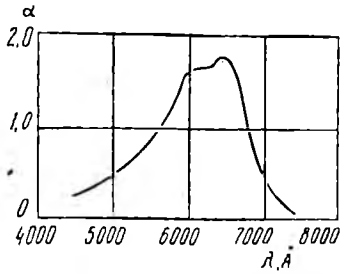
$$I = I_0 e^{-\alpha d} \qquad (157.1)$$

қонун бўйича систематик равишда камайиб боришини кўрсатади, бунда I_0 — моддага кираётган тўлқиннинг интенсивлиги, α — умуман айтганда тўлқин узунликка боғлиқ бўлган ютилиш коэффициенти (141-§ га таққосланг), d — қатламнинг қалинлиги.

α ни ўлчаганда, албатта, ёруғликнинг бир қисми текширилаётган модда чегарасидан қайтишини ҳисобга олиш ва масалан, Френель формулалари ёрдамида тегишли тузатмалар киритиш керак. Қалинлиги d_1 ва d_2 бўлган қатламлардан ўтган ёруғликнинг мос I_1 ва I_2 интенсивликларини ўлчаш яна ҳам қулайроқ. $I_1/I_2 = \exp[\alpha(d_2 - d_1)]$ муносабатдан α ютилиш коэффициентининг ҳақиқий қийматини, яъни ёруғликнинг қайтишига тегишли тузатмадан ҳоли бўлган қийматини топамиз.

Бу α коэффициентнинг сон қиймати модданинг ёруғлик (ясси тўлқин) интенсивлигини $e = 2{,}72$ марта камайтирувчи қатламининг $d = 1/\alpha$ қалинлигини кўрсатади. α коэффициент тўлқин узунликнинг функцияси бўлганлиги учун одатда унинг қийматлари жадвал кўринишида ёки 28.13-расмда тасвирланганга ўхшаш график кўринишида берилади. Баъзан α нинг λ га боғланиши анча ғалати кўринишга эга бўлиб, унда кўп ютилишнинг энсиз соҳалари бор (α нинг катта қийматлари), буларга яқин жойлашган тўлқин узунликлар эса сезилмас даражада сусаймасдан ўтади.

Кўпчилик металларнинг паст босимли буғларининг (бунда атомлар оралиғи анча катта бўлиб, атомлар амалда яккаланган деб ҳисобланиши мумкин) ёруғлик ютиши жуда ажойибдир. Бундай буғларнинг ютиш коэффициенти деярли ҳамма жойда жуда кичик

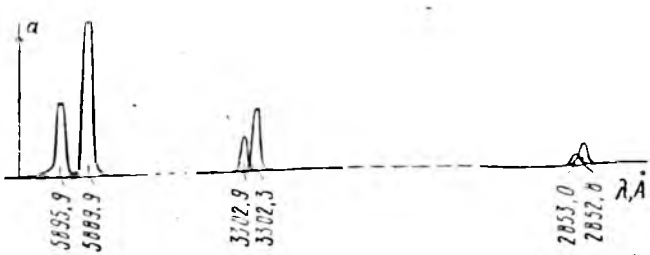


28. 13-расм. Кенг ютилиш полосасининг схематик тасвири.

(нолга яқин) ва фақат жуда энсиз (эни ангстремнинг юздан бир неча улушларича бўлган) спектрал соҳалардагина кескин максимумларга эга бўлади. Масалан, натрий буғининг ютиш коэффициенти 28.14-расмдаги чизиқ кўринишида тасвирланиши мумкин. Пухта назорат қилинадиган тажрйба шароитида Na буғининг ютиш спектрида 50 гача шундай жуфтлар (дублетлар) кузатилган; тўлқин узунлик қанча қисқа бўлса, дублетлар шунча яқин жойлашган.

Атомлар кўп ютадиган (абсорбция қиладиган) бу соҳалар атомлар ичидаги *электронларнинг хусусий* тебранишлари частотасига мос келади. Молекуласи бир неча атомдан тузилган газларнинг ютиш спектрида молекула ичидаги атомларнинг тебранишларига мос келувчи *хусусий* частоталар ҳам бўлади. Атомларнинг массалари электрон массасидан ўн минг марта катта бўлганлиги учун, бу молекуляр хусусий частоталар катта даврли бўлади, яъни спектрнинг инфрақизил соҳасига мос келади.

Бирор манбанинг туташ спектрини ютувчи модда қатлами орқали фоторасмга олиб, ютиш коэффициентининг тўлқин узунликка боғланиши тўғрисида сифат томондан тасаввур ҳосил қилиш мумкин. Муайян тўлқин узунлик учун ютиш коэффициенти қанча катта бўлса, спектрнинг шу тўлқин узунликка мос келувчи қисми шунча кўп сусаяди. 28.15-расмда шундай характерли ютилиш спектрларидан бир нечтаси тасвирланган. Одатда қаттиқ жисм ва суюқликларнинг (жумладан, бўёқ эритмаларининг ҳам) ютиш спектрларида кенг ютиш полосалари бўлади (α коэффициент силлиқ ўзгаради), аммо ютиш спектрларида қиёсан энсиз ютиш полосалари бўладиган моддалар ҳам учрайди (сийрак ер элементларининг



28. 14-расм. Натрий буғида юз берадиган бир неча ютилиш дублетларининг схематик тасвири.

Ютилиш максимумлари нисбатда энсиз бўлиши учун масштаб кўп бузиб берилган.



28.15-расм. Турли моддалар эритмаларининг ютиш спектрлари (негатив).
а — маъданнинг туташ спектри; *б* — неодим нитратнинг ютиш спектри; *в* — *В* родамининг ютиш спектри; *г* — калий перманганатнинг ютиш спектри.

тузлари), бу полосалар эса атом ҳолидаги газларнинг ютиш чизиқларидан юзлаб ва минглаб марта кенгроқ. Кўп атомли газларнинг ютиш спектри бирмунча мураккаб полосалар қаторидан иборат, бир атомли газлар (металларнинг буғлари) эса эни кўпинча ангстремнинг юздан бир неча улушига тенг бўлган кескин ютиш чизиқларига эга бўлади. Газларнинг босими ошган сари уларнинг ютиш спектрлари ёйила боради ва юқори босимларда суюқликларнинг ютиш спектрларига яқинлашади. Бу кузатишлар энсиз ютиш полосаларининг кенгайиши атомларнинг бир-бири билан ўзаро таъсирлашиши оқибати эканлигини очиқ-ойдин кўрсатади.

$I = I_0 \exp(-\alpha d)$ умумий қонуният α ютиш коэффициенти тўғрисида тушунча киритади ва ютувчи модда қалинлиги арифметик прогрессия бўйича ортиб борган ҳолда ёруғликнинг интенсивлиги геометрик прогрессия бўйича камайиб боришини кўрсатади. Бу қонунни Бугер (1729 й.) тажрибада топган ва назарий жиҳатдан асослаган. У *Бугер қонуни* дейилади. Бу қонуннинг физик маъноси қуйидагидан иборат: ютиш кўрсаткичи ёруғликнинг интенсивлигига, бинобарин ютувчи қатламнинг қалинлигига боғлиқ эмас (қ. 212-машқ). С. И. Вавилов ёруғлик интенсивлиги ўзгаришининг жуда кенг соҳасида (тахминан 10^{20} марта) Бугер қонуни тўғри эканлигини кўрсатди.

Аммо шуни ҳисобга олиш лозимки, ёруғлик ютган молекула янги уйғонган ҳолатга ўтиб, ютилган энергияни жамғаради. Молекула ҳали бундай ҳолатда турганида унинг ёруғлик ютиш қобилияти ўзгарган бўлади. С. И. Вавилов тажрибаларида Бугер қонунининг энг катта интенсивликларда ҳам тўғри бўлиши шу нарсани исбот қиладики, ҳар бир пайтда бундай уйғотилган молекулалар сони жуда оз бўлади, яъни молекулалар уйғонган ҳолатда жуда қисқа вақт туради. Ҳақиқатан ҳам, бу тажрибаларда ишлатилган барча моддаларда молекулаларнинг уйғонган ҳолатда туриш вақти 10^{-8} с дан ортмайди. Жуда кўп моддалар ана шу типга тааллуқли, демак, улар учун Бугер қонуни ўринлидир. Уйғонган ҳолатда бўлиш вақти анча катта бўлган моддаларни махсус танлаб олиб, С. И. Вавилов ёруғлик интенсивлиги етарлича катта бўлганда

(бунда молекулаларнинг сезиларли қисми уйғонган ҳолатда бўлганлиги туфайли) ютилиш коэффициентининг камайишини кузата олди. Бугер қонунидан бу четланишлар алоҳида аҳамиятга эга, чунки улар тарихан биринчи марта чизиқли бўлмаган оптик ҳодисалар, яъни суперпозиция принципига бўйсунмайдиган ҳодисалар мавжуд бўлишини кўрсатди. Бундан кейинги тадқиқотлар бирбирига ўхшаш ҳодисаларнинг катта синфи кашф қилинишига олиб келди, уларнинг мазмуни *XL* ва *XLI* бобларда баён қилинган. Демак, Бугер қонуни чекли соҳада қўлланилади. Бироқ ёруғлик интенсивлиги унча катта бўлмаган ҳамда атом ва молекулаларнинг уйғонган ҳолатда бўлиш вақти етарлича қисқа бўлган жуда кўп ҳолларда Бугер қонуни юқори даражадаги аниқликда тўғри бўлади.

Бугер зичлиги ҳамма жойда ҳам бир хил бўлмаган муҳитнинг ёруғлик ютиши масаласини кўриб чиқди ва «нурларни тутиб қола оладиган ёки сочиб юбора оладиган сони тенг зарраларни учратганидагина ёруғлик бир хил ўзгара олади» ва демак, ютиш учун «қалинликлар эмас, балки бу қалинликларда жойлашган модда массалари» аҳамиятга эгадир, деб ишонч билдирди. *Бугернинг* бу *иккинчи қонуни* катта амалий аҳамиятга эга, чунки тажриба ҳақиқатан ҳам шуни кўрсатадики, ёруғликни газ молекулалари ютгандаги ёки деярли ютмайдиган эритувчида эриган модда молекулалари ютгандаги кўпчилик ҳолларда ютиш коэффициенти ёруғлик тўлқини йўлидаги бирлик узунликда (ёки бирлик ҳажмда) жойлашган ютувчи молекулалар сонига, яъни c концентрацияга пропорционал бўлади. Бошқача айтганда, α абсорбция (ютиш) коэффициенти

$$\alpha = Ac$$

муносабат билан ифодаланади ва Бугернинг умумлашган қонуни

$$I = I_0 e^{-Acd} \qquad (157.2)$$

кўриниш олади, бунда A — концентрацияга боғлиқ бўлмаган ва ютувчи модда молекуласи учун характерли бўлган янги коэффициент.

A ни концентрацияга боғлиқ эмас, деб тасдиқлайдиган қонун кўпинча *Бер қонуни* деб аталади, чунки Бер (1852 й.) рангли суюқликларнинг ёруғлик ютиши устида ўтказган ўлчашлари асосида ана шундай хулосага келган эди. Бу қонуннинг физик маъноси молекуланинг ютиш қобилияти атрофдаги молекулалар таъсирига боғлиқ эмаслигидан иборатдир. Бу қонунни *қошда* деб қараш тўғрироқ бўлади, чунки кўп ҳолларда, айниқса концентрация анча катталашганда, яъни ютувчи модда молекулалари орасидаги масофалар анча кичиклашганда бу қонундан четланишлар кузатилади. Худди шунга ўхшаш, кўпинча эриган моддалар учун A коэффициентнинг қиймати эритувчининг табиатига боғлиқ бўлади, бу ҳам

текширилаётган молекуланинг ютиш қобилиятига атрофдаги молекулаларнинг таъсир қилишини кўрсатади.

A ни концентрацияга боглиқ бўлмайди, деб ҳисобласа бўладиган ҳолларда Бугернинг умумлашган (157.2) қонуни ёруғлик ютишни ўлчаш йўли билан ютувчи модда концентрациясини аниқлаш учун жуда фойдалидир, чунки бу ўлчашлар бирмунча мураккаб конструкцияли фотометрлар ёрдамида жуда аниқ бажарилиши мумкин. Бу усул кўпинча химиявий анализи жуда мураккаб бўлган моддалар концентрациясини тез топиш учун лаборатория ва саноатда қўлланади (колориметрия ва спектрофотометрия, абсорбцион спектрал анализ).

Кейинги йилларда спектрнинг ультрабинафша ва айниқса инфрақизил соҳаларида ютилишни ўлчаш асосида мураккаб аралашмаларнинг молекуляр таркибини анализ қилиш айниқса тарақкий қилди. Кўп органик молекулаларнинг ютиш спектрлари жуда характерли бўлганлиги туфайли аралашманинг молекуляр таркибини хам, айрим компоненталарнинг миқдорий ҳиссасини ҳам ишончли аниқлаш мумкин.

Бу методнинг сезгирлиги катта, чунки текширилаётган моддани нинг c концентрацияси кичик бўлганда қатламнинг d қалинлигини орттириш ҳисобига ёруғлик кўп ютилиши мумкин. Жуда мураккаб таркибли аралашмаларни текширганда турли моддалар ютиш полосаларининг устма-уст тушиши туфайли қийинчиликлар пайдо бўлади. Бу қийинчиликлар инфрақизил соҳага нисбатан ультрабинафша соҳада кўпроқ намоён бўлади, чунки спектрнинг ультрабинафша (ва кўзга кўринадиган) қисмида ютиш полосалари, одатда, инфрақизил соҳадагидан кенгроқ бўлади. Анализ қилишда синаладиган моддани олдиндан тайёрлаш операцияси (ҳайдаш ва баъзи бошқа физик-химиявий операциялар) муҳим ёрдам қилади, бу операциялар мураккаб аралашмани соддароқ таркибли бир неча фракцияга ажратиш имконини беради. Кўпинча суюқликни буғга айлантириш ва абсорбцияни имкон борича пастроқ температураларда ўрганиш жуда фойдали бўлади.

Юқорида баён қилинган қонуниятлар тажрибадан топилган. Гарчи атрофдаги молекулалар таъсири натижани анча ўзгартирсада, бу қонуниятлар ёруғликнинг абсорбция қонунларини асосан ёруғликни ютувчи атом ёки молекуланинг хоссалари аниқлашини кўрсатади. Айниқса суюқ ва қаттиқ жисмларда атрофдаги молекулаларнинг таъсирида атомнинг абсорбция қобилияти тубдан ўзгаради, чунки атрофдаги молекулалар майдони таъсирида атомларнинг оптик хоссаларини белгиловчи электронларнинг характери бутунлай ўзгариб кетади. Бу ҳодиса айниқса металларда равшан кўринади. Ҳақиқатан ҳам, металларнинг буғлари, ҳатто, масалан, кумуш ёки натрий каби металларнинг буғлари бошқа моддаларнинг буғлари (газлари) сингари яхши изоляторлар эканлиги, аммо металл кумуш ёки металл натрий электрни энг яхши ўтказ-

увчилар эканлиги маълум. Шундай қилиб, атомга энг бўш боғланган электронлар металларнинг яккаланган атомларида ва конденсирланган металлда кескин фарқланувчи ҳолатларда бўлади. Шунинг учун натрий металининг ютиш спектри натрий буғи учун характерли бўлган ва 28.14- расмда тасвирланган ютиш спектрига сира ўхшамайди.

Баъзи моддалар, масалан, сийрак ер элементлари атомларида, жумладан неодим (Nd) ва празеодим (Pr) атомларида оптик электрон кўпчилик моддалардаги каби, хусусан ишқорий металлардаги каби атомнинг энг чеккасидаги группага эмас, балки ички группалардан бирига тегишли бўлишини аниқ деб ҳисоблаш мумкин. Сийрак ер элементларидаги оптик электроннинг бундай «ҳимояланган» ички вазиятда бўлиши бу моддаларнинг ҳатто қаттиқ модда (шиша) ичига киритилган тузлари яккаланган атомларнинг ютиш полосаларига ўхшаш жуда энсиз ютиш полосалари ҳосил қилишига сабаб бўлади. Бу факт ва мулоҳазалар ёруғлик ютишнинг табиати тўғрисидаги масала яккаланган атомларнинг, яъни сийрак газларнинг ёруғлик ютишини текширганда осон ҳал қилиниши мумкинлигини кўрсатади.

Атомда электрон тебранишларининг сўнишини характерловчи g коэффициент (156-§) абсорбция ҳодисасини изоҳлаб беради. Ҳақиқатан ҳам, ютувчи муҳитда z чуқурликка етиб борган ясси тўлқин амплитудаси

$$A = A_0 \exp\left[-\frac{2\pi}{\lambda_0} n\varkappa z\right] \qquad (157.3)$$

кўринишда ифодаланишини топган эдик (қ. 156.12). Равшанки, бу қонун Бугер қонунига эквивалент, чунки бу ҳолда $z = d$, тўлқин интенсивлиги амплитуда *квадратига* пропорционал бўлганлигидан α ютилиш коэффициенти $\frac{4\pi}{\lambda_0} n\varkappa$ билан ифодаланади. Кўриб ўтганимиздек, $g = 0$ бўлганда $n\varkappa$ коэффициент (бинобарин, α ҳам) нолга айланади, яъни g коэффициент нолга тенг бўлган муҳит ёруғликни ютмайди.

Аммо бизнинг мулоҳазаларимизда иштирок этаётган g коэффициент соф математик маънога эга ва электроннинг тушаётган тўлқиндан олган энергиясининг сарф бўлишига олиб келувчи бутун бир қатор процессларни ўз ичига олган эди.

а) Осциллятор олган энергиянинг сарфланишига алоқадор бўлган процеслардан бири иккиламчи тўлқинлар чиқариш процессидир. Осциллятор жамғарган энергия нурланиш оқибатида сочилади, шу туфайли осциллятор тебранишлари амплитудаси, соддалашган назариядан келиб чиқадиганча (сўнишсиз мажбурий тебранишлар), чексиз қийматларга интилмайди ва муайян чекли қийматлар олади. Сўнишнинг бу сабабини Планк кўрсатган ва у «нурланиш туфайли сўниш» дейилади; бу сабаб бирламчи тўлқиннинг

нурий энергиясини энергиянинг бошқа турларига айлантирмайди, фақат бу нурий энергияни *ҳамма томонларга сочади*. Демак, дастлабки йўналишда тарқалаётган ясси тўлқиннинг энергияси камаяди ва бинобарин, юқорида тавсифланган тадқиқот усуллари ёруғликнинг сусайганини қайд қилади.

Аммо Л. И. Мандельштам сочилиш туфайли сўниш фақат яккаланган осцилляторда тўла юз беришини кўрсатган. Муҳитнинг турли осцилляторлари сочаётган иккиламчи тўлқинларнинг интерференцияси туфайли тушаётган тўлқиннинг сусайиши анча компенсацияланган бўлиши мумкин.

Бу ҳодиса ёруғлик сочилиши ҳодисаси билан чамбарчас боғланган ва кейинроқ бирмунча батафсил кўриб чиқилади (қ. XXIX боб).

Сўнишнинг кўрсатилган сабаби, айниқса паст температураларда жуда сийрак газлар учун кўпроқ, суюқ ва кристалл жисмлар учун камроқ аҳамиятга эга бўлиши мумкин, бунда бу моддаларнинг осцилляторлари тамомила бир жинсли муҳит ташкил этиб жойлашади.

Нурланиш қанча кўп бўлса, яъни мажбурий тебраниш амплитудалари қанча катта бўлса, нурланиш туфайли сўниш шунча катта бўлади. Бу амплитуда ифодасининг махражида $(\omega_0^2 - \omega^2)$ айирма бўлганидан, бу ифода $\omega = \omega_0$ бўлганда максимумга эришади, яъни максимал ютилиш атомнинг хусусий тебранишлари частотасига тенг бўлган ω_0 частотага мувофиқ келади. Бу хулоса аномал дисперсия соҳаси билан максимал ютилиш соҳаси устма-уст тушишини кўрсатган Кундт кузатишларига мувофиқдир.

б) Ёруғликнинг «чин» ютилишига олиб келадиган, яъни нурий энергия бошқа тур энергияга, масалан, иссиқликка ўтадиган бошқа процесслар ҳам бўлиши мумкин. Лоренц газда уйғонган, яъни тебранаётган атом билан бошқа атомнинг тўқнашишидан иборат ана шундай процесс бўлишини кўрсатди. Бу ҳолда тебраниш энергияси тўқнашган атомларнинг илгариланма ҳаракат энергиясига, яъни иссиқликка айланади. $\omega = \omega_0$ бўлган ҳолда бу процесс жуда кўп энергия ютади. Конденсацияланган муҳитларда (суюқлик, қаттиқ жисмларда) уйғонган атомдан ёки молекуладан энергия анча осон узатилади, чунки муҳит зарралари зич жойлашган ва уларнинг ўзаро таъсири кучли бўлади. Масалан, суюқликларда ядролар тебранишларининг энергияси қўшни молекулаларга 10^{-12} с тартибидаги вақтда узатилади.

С. И. Вавилов тажрибаларини муҳокама қилишда биз тушаётган кучли нурланиш таъсирида ютувчи зарралар сонининг ўзгаришига эътиборни жалб қилган эдик. Аммо бу эффект ёруғликнинг интенсивлиги катта бўлганида юз берадиган ягона эффект эмас. 156-§ да зарядлари квазиэластик куч таъсирида мувозанат вазиятига қайтадиган атомнинг гармоник осциллятор сифатидаги тасаввури билан ютилиш ва дисперсия қонунларининг чамбарчас боғ-

лиқ эканлиги таъкидланган эди. Агар ёруғлик интенсивлиги, бинобарин, зарядлар тебранишининг амплитудаси катта бўлса, у ҳолда қайтарувчи куч квазиэластик характерда бўлмай қолади ва атомни *ангармоник осциллятор* сифатида тасаввур қилиш мумкин. Механика курсидан маълумки, бундай осцилляторни частотаси ω бўлган ташқи синусоидал куч тебрантирганда унинг ҳаракатида ω га каррали (2ω, 3ω ва ҳоказо) частоталар билан ўзгарувчи ташкил этувчилар пайдо бўлади. Энди осцилляторнинг (гармоник тақрибда ҳисоблаб топилган) хусусий ω_0 частотаси, масалан, 2ω частотага тенг бўлсин, деб фараз қиламиз. Бу ҳолда зарядларнинг тебраниш энергияси айниқса катта бўлади, бу энергия атрофдаги муҳитга узатилади, яъни $\omega = {}^1/_2\omega_0$ частотали ёруғлик сайлаб ютилади. Шундай қилиб, модданинг ютиш спектрида ω_0 частотали чизиқдан ташқари, ${}^1/_2\omega_0$ частотали, шунингдек ${}^1/_3\omega_0$ ва ҳоказо частотали чизиқлар ҳам бўлиши керак. Ёруғлик интенсивлиги ортиши билан бу чизиқларнинг ютилиш коэффициенти ҳам ортиб боришини тушуниш осон.

Квантий тасаввурлар соҳасида тебранишларнинг хусусий ω_0 частотасига E_m ва E_n энергияли m ва n ҳолатлар орасидаги ўтишнинг $\omega_{mn} = (E_m - E_n)/\hbar$ частотаси тўғри келади (қ. 156-§). Бинобарин, $1/2\,\omega_0$ частотали ютилиш чизиғига атомнинг n ҳолатдан m ҳолатга бирданига *икки фотон ютиб* ўтиши тўғри келади, чунки

$$E_m - E_n = \hbar\omega_{mn} = 2\hbar\omega.$$

$1/3\ \omega_0$ частотали чизиққа эса атомнинг уч фотон ютиб ўтиши тўғри келади ва ҳоказо. Тавсифлаб ўтилган ҳодисанинг *кўп фотонли ютилиш* деб аталиши бу гаплардан тушунарли бўлади.

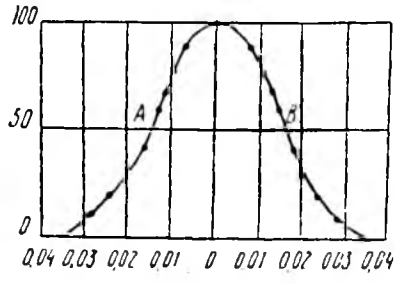
Кўп фотонли ютилишни М. Гепперт-Майер 1931 йилда назарий равишда олдиндан айтган, лекин у фақат 1962 йилда (Кайзер ва Гаррет) европий билан активланган CaF_2 кристалига ёқут лазери нури туширилганда экспериментал равишда аниқланган. Бундан кейинги тадқиқотларда кўп фотонли ютилиш металлар буғида, органик бўёқлар эритмаларида, ярим ўтказгичларда, органик ва ноорганик кристалларда ҳамда газларда батафсил ўрганилган.

Кўп фотонли ютилиш жуда хилма-хил намоён бўлиши мумкин. Масалан, моддага таркибида ω_1 ва ω_2 частотали спектрал компонентлари бўлган ёруғлик ёғдирилса, у ҳолда $\omega_1 + \omega_2 = \omega_{mn}$ шарт бажарилганда иккита $\hbar\omega_1$ ва $\hbar\omega_2$ фотон ютилиши мумкин. Кўп фотон ютилиши натижасида оптик электрон атомдан ажралиб кета олади (*кўп фотонли ионланиш* Г. С. Воронов, Н. Б. Делоне, 1965 й.) Масалан, неодим лазери ($\lambda = 1{,}06$ мкм) нурланишининг 21 фотони ютилиши оқибатида гелий атоми (ионланиш потенциали 24,58 эВ) ионланган. Бундай тажрибаларда қувватли лазерларнинг импульсив фокусланган нурланиши қўлланилади, ёритилганлик 10^9—10^{13} Вт/см^2 қийматларга эришади, электр майдонининг кучланганлиги эса 10^6—10^8 В/см бўлади.

158- §. Спектрал чизиқларнинг эни ва нурланишнинг сўниши

Бир неча марта кўрсатиб ўтилганидек, монохроматик нурланиш идеал тушунча бўлиб, ҳақиқий ҳолларда нурланиш ҳамма вақт тўлқин узунликларнинг бирор интервалига мос келади. Тўғри, махсус қулай шароитда сийрак газларнинг нурланиши бу идеал ҳолга анча яқин келиши мумкин; масалан, нурланишида жуда кичик, яъни ангстремнинг мингдан бир улушларининг бир нечасидан катта бўлмаган интервалда жойлашган ва ўлчаб бўладиган интенсивликли тўлқин узунликлар иштирок этувчи спектрал «чизиқлар» кузатилади. Оптик квант генераторлар нурланиши янада монохроматик бўлиши мумкин, лекин бу ерда ҳам энергия чекли, аммо жуда кичик спектрал интервалда йиғилган (қ. 228-§). Кўпчилик ҳолларда эса атомларнинг нурланиши монохроматик нурланишдан жуда кўп фарқ қилади ва тўлқин узунликлари бир-биридан ангстремнинг юздан бир ва ҳатто ўндан бир улушларининг бир нечасича фарқланувчи нурланишлар тўпламидан иборат бўлади. Буғнинг босими ортганда нурланиш чизиқлари тобора кўпроқ кенгаяди ва аста-секин нурланиш ҳатто тақрибий монохроматик характерини йўқотиб, чўғланган қаттиқ жисмлар нурланишига ўхшаш туташ спектрли нурланишга айланади.

Спектрал чизиқларнинг, яъни амалда яккаланган атомлар нурланишининг монохроматиклик даражасини характерлаш учун нурланиш интенсивлигининг частоталар бўйича тақсимланишини ажрата олиш қобилияти юқори бўлган асбоблар, масалан. Майкельсон ёки Фабри—Перо интерферометри ёрдамида текшириш керак. Бундай текшириш натижасини диаграмма кўринишида тасвирлаш мумкин (28.16-расм), бунда тўлқин узунликлар абсциссалар ўқига, мос интенсивликлар ординаталар ўқига қўйилган. Албатта ҳосил бўлган чизиқларнинг пастки қисмлари ҳақиқатга унча тўғри келмайди ва идеал шароитда чизиқлар нолга асимптотик равишда яқинлашар эди, деб тахмин қилиш мумкин. Турли тажриба шароитида (буғнинг табиатидаги фарқ, унинг температураси ва босими, ионлашиш даражасидаги фарқ ва ҳоказо) 28.16-расмда тасвирланган спектрал чизиқнинг шакли турлича бўлиши мумкин. Чизиқ энининг характеристикаси сифатида максимал ординатанинг ярмига тенг ординатали A ва B нуқталар орасидаги ангстремларда ифодаланган масофа шартли равишда қабул қилинади. Бу шартли характеристика спектрал чизиқ-



28.16- расм. Нурланиш чизиғининг ажрата олиш кучи катта бўлган асбоб ёрдамида олинган контури.

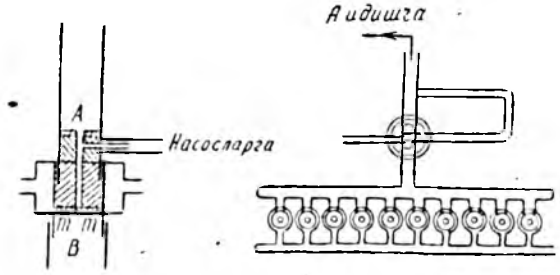
нинг эни дейилади. Айтиб ўтилганидек, бу масофа энг қулай ҳолларда 0,001 Å ва ундан кичик бўлади, лекин одатда анча катта-роқ бўлади, бундан ташқари, чизиқ баъзан сезиларли даражада асимметрик бўлиб, унинг шакли расмдагидан кескин фарқ қилиши мумкин.

Атомда электрон тебранишлари сўнишининг ҳар қандай сабаби, албатта, спектрал чизиқ энининг қандай бўлишига таъсир қилади, чунки сўниш туфайли тебраниш синусоидал бўлмай қолади ва тегишли нурланиш монохроматикликдан бирмунча фарқ қилади. Шунинг учун нурланиш туфайли сўниш ҳам, тўқнашиш туфайли сўниш ҳам қанча катта бўлса, спектрал чизиқ шунча кўп кенгаяди. Нурланиш туфайли сўниш энг қулай шароитдаги атомни, яъни ҳар қандай ташқи агентлар таъсиридан деярли холос бўлган атомни характерлаши керак. Шунинг учун спектрал чизиқнинг бу сабаб туфайли ҳосил бўлган эни спектрал чизиқнинг *табиий* ёки *радиацион* эни дейилади. Унинг катталигини атом нурланишининг моҳияти белгилайди. Атомни классик электродинамика қонунларига мувофиқ равишда тебранаётган электр диполи деб қараб, биз бу диполнинг вақт ўтиши билан сарфлаган энергиясини ҳисоблаб чиқишимиз, яъни нурланишнинг табиий сўниши қонунини топишимиз мумкин. Ҳисоблаб

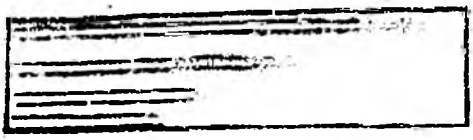
$$I = I_0 \exp(-t/\tau) \qquad (158.1)$$

содда экспоненциал қонунни топамиз, бу ерда τ — электроннинг заряди ва массаси орқали ифодаланадиган ва қанча вақтда нурланиш интенсивлиги e марта камайишини кўрсатадиган катталик. τ нинг ифодасига электрон тебранишининг частотаси ҳам кирганлиги сабабли турли чизиқлар учун τ катталик турлича бўлади. Кўринадиган ёруғлик учун τ катталик 10^{-8} с чамасида бўлади.

В. Вин (1919 й.) нурланишга таъсир этиши мумкин бўлган бошқа сабаблар бўлмайдиган шароит яратиб, тажрибада нурланиш ту-



28.17-расм. Атомлар чиқарган ёруғликнинг сўниши кузатиладиган Вин тажрибаси схемаси.



28.18- расм. Атомлар чиқарган ёруғликнинг сўниши.

файли шундай табиий сўнишни кузатди. Бу тажрибаларда ҳавоси яхши сўриб олинган трубка ичида учиб бораётган канал нурлари дастасини ташкил этувчи атомлар манба вазифасини ўтади, шундай бўлганда ёруғлик чиқарувчи атомлар атрофидаги атомлар билан тўқнашмайди.

Тажрибанинг схемаси 28.17-расмда кўрсатилган. *А* қисмда кучли насослар ёрдамида етарлича сийракланиш ($<0{,}001$ мм сим. уст.) тутиб турилади, шунга қарамасдан *А* билан тор ($0{,}1 \times 3$ мм^2) диафрагма воситасида туташтирилган *В* қисмда канал нурлари дастаси ҳосил қилиш учун зарур бўлган 0,05 мм сим. уст. чамасида босим бўлади. Ёруглик чиқарувчи атомлар *А* қисмга учиб кириб, тўқнашмасдан ҳаракат қилади, ёруғлик чиқаради ва улардаги тебранишлар аста-секин сўнади. Шунинг учун кириш тешигидан узоқлашган сари ёруғлик интенсивлиги пасаяди; унинг пасайиши *табиий* сўниш ва, бинобарин, чизиқларнинг табиий эни ўлчови бўлиши мумкин.

Интенсивликнинг Вин кузатган пасайиши тақрибан экспоненциал қонунга бўйсунади, демак ёруғлик интенсивлиги e марта камаядиган масофани Вин фотографияларига (28.18-расм) қараб бевосита аниқлаш мумкин. Бу масофаларга мос келадиган вақтни топиш учун учиб бораётган зарранинг тезлиги ($5 \cdot 10^7$ см/с чамасида) унинг учиш йўналишида чиқарган тўлқини узунлигининг Допплер эффекти туфайли ўзгаришига қараб аниқланган. Вин ўз тажрибаларидан τ нинг 10^{-8}с га яқин қийматини топди; τ нинг турли моддаларга ва турли спектрал чизиқларга тегишли қийматлари бир-биридан бирмунча фарқ қилади. Шундай қилиб, ёруғланиш интенсивлиги нурланиш туфайли секунднинг юз миллиондан бир улушига тенг вақт ичида тахминан уч марта камаяди. Топилган қиймат юқорида тилга олинган назариянинг барча хулосаларини тасдиқламаса ҳам, бу назариянинг башоратига умуман мувофиқ келади.

Атомларнинг тўқнашиши спектрал чизиқнинг «зарбдан» кенгайишига сабаб бўлади. Модда зичлиги жуда кичик бўлганда тўқнашишлар жуда сийрак бўлади; эркин учиб бораётган канал нурларининг зарралари амалда тўқнашишмайди; мана шу ҳолларда тўқнашишларнинг чизиқ кенгайишига кўрсатадиган таъсири назарга олмаса бўладиган даражада жуда кичик қилиниши мумкин. Лекин газ ёруғланадиган одатдаги шароитда, масалан, разряд трубкасида ёки симоб лампасида зарраларнинг тўқнашиши чизиқлар кенгайишининг энг жиддий сабабларидан бири ёки ҳатто энг жиддий сабаби бўлиши мумкин. Масалан, ўта юқори босимли ҳозирги

замон симоб лампаларида (уларда симоб буғининг босими 20—30 атмосферага етади) симоб нурланишининг «чизиқлари» шунчалик кенгайган бўладики, бу ерда «спектрал чизиқлар» иборасининг ўзи маъносини йўқотади. Ёруғлик чиқараётган газга анча миқдор бошқа газ қўшилганда ҳам спектрал чизиқларнинг сезиларли даражада кенгайгани кузатилган.

Одатдаги разряд трубкаларида ёруғлик чиқарадиган газ молекулалари иссиқлик ҳаракати туфайли ҳамма йўналишлар бўйича учиб юрганлигидан спектрал чизиқнинг энини ўлчаётган кузатувчи учун чизиқ кенгайишининг яна бир сабаби пайдо бўлади (бу ҳақда 22- § да айтилган эди): ёруғликни *ҳаракатланаётган* атомлар чиқаради, шунинг учун унинг частотаси Допплер эффекти туфайли ўзгарган бўлади (қ 128- §). Атомлар кузатиш йўналиши билан барча мумкин бўлган бурчаклар ташкил этган йўналишлар бўйича ҳаракат қилганлиги учун, частотанинг ўзгариши $\Delta\nu = \nu\frac{v}{c}\cos\theta$ ифодага мувофиқ келади, бунда v — атомнинг тезлиги ва θ — атом ҳаракатининг йўналиши билан кузатиш йўналиши орасидаги бурчак, θ бурчак 0 дан 180° гача барча қийматларни қабул қилади, v эса Максвеллнинг тақсимот қонунига бўйсунади. Кўпинча газ разрядига мос келувчи бир неча юз ва ҳатто минг градус температураларда спектрал чизиқнинг бу кенгайиши, айниқса енгил атомлар учун сезиларли катталикка эришади. Вин тажрибаси шароитида ёруғлик чиқарувчи барча атомлар амалда бир йўналишда, тўғриси, канал нурлари дастаси йўналишида ҳаракат қилган эди; кузатиш эса канал нурлари дастаси йўналишига тик бўлган йўналишда олиб борилган эди. Шунинг учун Вин тажрибаларида бу сабабнинг таъсири ҳам энг кам бўладиган қилинган эди.

Ниҳоят, ёруғлик чиқараётган атомлар атрофдаги атомларнинг магнит ва электр майдонлари таъсирида бўлишини ва бу таъсир Зееман ва Штарк эффектлари туфайли нурланиш частотасини ўзгартириши мумкинлигини ҳам назарга олиш керак. Турли атомларнинг частоталари турлича ўзгаргани туфайли бу сабаб ҳам спектрал чизиқларнинг турлича кенгайишига олиб келади. Бу сабабнинг, айниқса, Штарк эффектининг таъсири кучли ионлашишда, бинобарин, кучли электр майдонлари мавжуд бўлганида анча сезиларли бўлиши мумкин. Электр учқуни разряди вақтида чиққан ёруғликда бу омилнинг таъсири жуда катта бўлиб, у баъзи чизиқларни кўп (ангстремнинг ўндан бир улушларича ва ундан ҳам кўпроқ) кенгайтирса керак.

XXIX боб

ЁРУҒЛИКНИНГ СОЧИЛИШИ

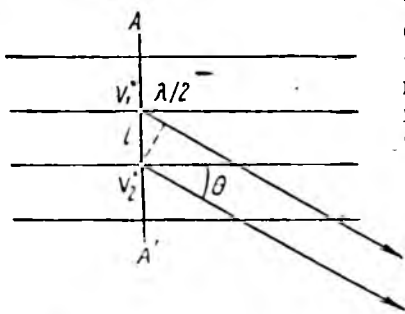
159-§. Ёругликнинг оптик жиҳатдан бир жинсли бўлмаган муҳит орқали ўтиши

157-§ да эслатиб ўтилганидек, электронларнинг мажбурий тебранишлари туфайли пайдо бўладиган иккиламчи тўлқинлар ёруғлик тўлқини олиб келаётган энергиянинг бир қисмини четга сочиб юборади. Бошқача қилиб айтганда, моддада ёруғлик тарқалаётганда *ёруғлик сочилиши* керак. Бундай ҳодиса юз бериши учун ёруғлик тўлқинининг ўзгарувчи майдони таъсири остида тебрана оладиган электронлар бўлиши етарлидир, бундай электронлар эса ҳар қандай моддий муҳитда етарли миқдорда бор. Бироқ шуни эсда тутиш керакки, бу иккиламчи тўлқинлар ўзаро когерент бўлади ва демак, четга сочиб юборилган ёруғликнинг интенсивлигини ҳисоб қилишда уларнинг ўзаро интерференциясини эътиборга олиш керак.

Ҳақиқатан ҳам, агар муҳит оптик жиҳатдан бир жинсли бўлса, яъни унинг синдириш кўрсаткичи нуқтадан нуқтага ўтилганда ўзгармаса, у ҳолда бир хил ҳажмларда ёруғлик тўлқини бир хил электр моментлари индукциялайди, бу моментларнинг вақт ўтиши билан ўзгариши оқибатида бир хил амплитудали иккиламчи когерент тўлқинлар чиқади. Ясси монохроматик тўлқинининг бир жинсли муҳитда тарқалиш ҳоли 29.1-расмда кўрсатилган. AA' тўлқин фронтида чизиқли ўлчамлари тушаётган ёруғликнинг λ тўлқин узунлигига нисбатан жуда кичик бўлган V_1^* ҳажм ажратамиз, бироқ бу ҳажм ичида молекулалар анча кўп бўлиб, муҳитни яхлит муҳит деб ҳисоблаш мумкин. 0 бурчак билан характерланадиган йўналишда V_1^* ҳажм маълум амплитуда ва фазали иккиламчи тўлқин чиқаради. AA' тўлқин фронтида (қ. 29.1-расм) ҳамиша бошқа бир V_2^* ҳажм ажратиш мумкинки, у ҳам ўша йўналишда шундай амплитудали иккиламчи тўлқин чиқаради, бироқ у тўлқин йўл фарқи туфайли кузатиш нуқтасига V_1^* дан чиққан тўлқин фазасига қарама-қарши фазали бўлиб келади. Ажратилган ҳажмлар орасидаги l масофа

$$l = \lambda/2 \sin\theta$$

бўлиши 29.1-расмдан кўриниб турибди. Агар муҳит мутлақо



29.1-расм. Оптик бир жинслимасликнинг ёруғлик сочилишдаги ролига доир.

бир жинсли бўлса, тўлқин фронтида бир-биридан l масофада жойлашган тенгдош ҳажмларнинг *ихтиёрий иккитаси* чиқараётган иккиламчи тўлқинлар бир-бирини сўндиради. Бир жинсли муҳитда ёруглик сочилмай фақат дастлабки йўналишда тарқалади, деган даъвони юқоридаги фикр тасдиқлайди. $\theta = 0$ бурчакдан бошқа ҳар қандай θ бурчакка оид йўналишларда иккиламчи тўлқинлар бир-бирини бутунлай сўндиради, чунки тушувчи тўлқиннинг $\theta = 0$ йўналишда тарқалишида ҳам иккиламчи тўлқинлар синфазали қўшилиб, ўтувчи тўлқин ҳосил қилади.

Шундай қилиб, муҳитнинг бир жинсли ва иккиламчи тўлқинларнинг когерент бўлиши ёруғлик сочилмаслигининг зарурий ва етарли шартидир. Ҳақиқатда эса идеал бир жинсли муҳитлар бўлмайди. Реал муҳитларда турли сабабдан пайдо бўлган оптик бир жинслимасликлар ҳамиша бўлади; бу эса ёруғликнинг баъзи ҳолларда жуда интенсив, баъзи ҳолларда жуда заиф сочилишини билдиради.

Иккиламчи тўлқинларнинг интерференцияси тўғрисида юқорида келтирилган мулоҳазалар Френелнинг ёруғликнинг тўғри чизиқли тарқалиши назариясида юритилган мулоҳазаларга ўхшайди. Агар Френель назариясидаги иккиламчи тўлқинлар мавҳум манбалардан чиққан бўлса, сочилишда нурлантиргичлар реал бўлиб, муҳитнинг атом ва молекулаларидан иборат. Бироқ муҳит бир жинсли бўлиши учун жуда кичик тенг ҳажмларда бир хил нав нурлантиргичлар сони тенг бўлиши керак . Бироқ «қотиб қолган» бундай манзарани ҳақиқатда яратиб бўлмайди, шунинг учун бир жинслилик турли сабабларга кўра ҳамиша бузилади.

Френелнинг мулоҳазалари (қ. VIII — X боб) биржинслликнинг бузилиши бу фазовий биржинслимасликларда юз берадиган дифракция ҳодисаларига сабаб бўлишини кўрсатади. Агар биржинслимасликларнинг ўлчамлари катта бўлмаса (яъни тўлқин узунлигига нисбатан жуда кичик бўлса), у ҳолда дифракцион манзарада ёруғлик ҳамма йўналишларда анча текис тақсимланади. Юқорида айтиб ўтилганидек, бундай майда биржинслимасликлар туфайли бўладиган дифракция *ёруғликнинг диффузияси* ёки *сочилиши* дейилади.

Агар муҳитнинг биржинслимасликлари қўпол бўлса, яъни муҳитнинг бир-бирига яқин бўлган тенг ҳажмли жуда кичик қисмлари интенсивликлари сезиларли даражада фарқ қиладиган иккиламчи тўлқинларнинг манбалари бўлса, у ҳолда ёруғликнинг сочилиши жуда аниқ кўринади. Муҳитнинг бир жинслилиги салгина бузилган ҳолларда четга сочиб юборилган ёруғлик дастлабки дастанинг жуда оз улушини ташкил этади ва уни махсус шароитлардагина кузатиш мумкин. Тажриба ёруғликнинг сочилиш ҳодисаси учун муҳитнинг иккиламчи тўлқинлар бериш қобилиятининг ўзи эмас, балки муҳитнинг *бир жинслилиги бузилиши* муҳим эканлигини кўрсатади.

Манбадан келаётган деярли параллел нурлар дастаси ичига

сув қуйилган кюветадан ўтаётган бўлсин. Агар сув жуда яхшилаб тозаланган бўлса, ён томондан қараганда ёруғлик деярли кўринмайди, яъни ёруғлик дастлабки дастадан четга ҳақиқатда сочилмайди; агар кюветага бир томчи атир томизилса, ёруғлик интенсив равишда сочилади: ёруғлик дастаси ҳамма томондан яхши кўринади; агар кювета анча қалин бўлса, у ҳолда ҳамма ёруғлик ҳар томонга сочилиб, кюветанинг орқасида аниқ кўринадиган дастлабки даста ўрнига сочилган ёруғликнинг диффуз майдонигина кўринади. Бир томчи атир қўшилиши кювета ичидаги сувнинг ниҳоятда кўп молекулаларининг хоссаларини кўп ўзгартириб юбормайди, албатта, бироқ атирда эриган ҳолда юрган модда зарралари сувли эритмада чўкиб, сувда муаллақ юрадиган майда томчилар, яъни эмульсия ҳосил қилади. Бундай биржинслимасликларнинг борлиги иккиламчи тўлқинларнинг ўзаро интерференцияси учун жуда бошқа шароитлар яратади. Натижада бирламчи даста бу биржинслимасликлар туфайли дифракцияланиб, хира муҳитга хос бўлган сочилиш манзарасини ҳосил қилади.

Муҳитнинг оптик жиҳатдан бир жинслилиги тўғрисидаги масалага яна бир марта қайтамиз; маълумки, бир жинслиликнинг бузилиши ёруғлик сочилишининг физик сабабидир. Юқорида айтиб ўтилганидек, оптик жиҳатдан бир жинсли бўлган муҳитда унинг бир-бирига яқин бўлган тенг ҳажмли жуда кичик қисмлари ёруғлик тўлқинининг таъсири остида интенсивликлари бир хил бўлган иккиламчи нурланишлар манбаи бўлиб қолади. Демак, тегишли қисмлар ёруғлик тўлқинининг ўзгарувчи майдони таъсири остида бир-бирига тенг бўлган электр моментларига эга бўлади, бу моментларнинг вақт ўтиши билан ўзгариши натижасида иккиламчи нурлар пайдо бўлади. Оптик жиҳатдан бир жинслилик шарти муҳитнинг турли қисмларининг синдириш кўрсаткичи бир хил қийматга эга бўлишини билдиради. Бундан муҳитнинг бутун ҳажмида синдириш кўрсаткичи доимий бўлганда ёруғликнинг синиш ҳодисалари юз бермайди, деган хулоса чиқади.

Демак, муҳитнинг бир жинслилигини бузиш учун синдириш кўрсаткичнинг доимийлигини бузиш зарур. Синдириш кўрсаткичи эса муҳитнинг ε диэлектрик сингдирувчанлигига

$$n = \sqrt{\varepsilon}, \quad \varepsilon E = E + 4\pi P$$

муносабат орқали боғланган (қ. 156-§). Ниҳоят, муҳитнинг қутбланиши, яъни муҳитнинг бирлик ҳажмининг ташқи E майдон таъсири остида оладиган электр моменти $P = Np$ га тенг, бу ерда N — бирлик ҳажмдаги молекулалар сони, p — бу молекулалардан ҳар бирининг E майдон таъсири* остида оладиган электр моменти. Бу момент

* Мулоҳазаларни соддалаштириш учун биз ташқи майдон билан таъсир этувчи майдонни бир-биридан фарқ қилмаймиз; агар фақат газлардаги ҳодисаларни текшириш билан чегараланмасак, бизнинг хулосаларимиз сифат характерига эга бўлади.

катталигини $p = \alpha E$ кўринишда тасвирлаш мумкин, бу ердаги α коэффициент *қутбланувчанлик коэффициенти* деб аталиб, молекуланинг тузилишини характерлайди. Шундай қилиб,

$$P = N\alpha E$$

яъни

$$D = \varepsilon E = E + 4\pi N\alpha E \qquad (159.1)$$

ёки

$$\varepsilon = 1 + 4\pi N\alpha. \qquad (159.2)$$

Шундай қилиб, синдириш кўрсаткичининг ўзгармас бўлиши чизиқли ўлчамлари тўлқин узунлигига нисбатан унча кичик бўлмаган тенг ҳажмлар учун $N\alpha$ кўпайтма муҳитнинг турли жойларида бир хил бўлишини билдиради. Демак, агар оптик жиҳатдан бир жинсли бўлган муҳит мутлақо бир хил молекулалардан ташкил топган (α ўзгармас) бўлса, у ҳолда N ҳам ўзгармас бўлиши, яъни муҳитнинг зичлиги ҳамма ерда бир хил бўлиши керак; агар муҳит ҳар хил молекула ёки группалардан ташкил топган бўлса, у ҳолда синдириш кўрсаткичини ўзгармайдиган қилиш учун N билан α ни тегишлича танлаб олиш керак. Масалан, бензол билан углерод сульфиднинг кераклича қилиб олинган аралашмасига шиша парчалари ботирилганда бу аралашма бир жинсли муҳит бўлади: шиша билан суюқлик орасидаги бўлиниш чегараси сезиларли бўлмай қолади.

Шакли мунтазам бўлмаган чоғроқ шаффоф парчаларнинг синдириш кўрсаткичини аниқлашда бу ҳодисасидан фойдаланиш мумкин; суюқликлар аралашмасини унга ботирилган парчанинг чегаралари иложи борича монохроматик ёруғлик билан ёритилганда кўринмай қоладиган қилиб танлаб олиб, тегишли тўлқин узунликда аралашманинг синдириш кўрсаткичини аниқлаш керак бўлади; бунинг учун аралашманинг бир томчисини Аббе рефрактометрига қўйиш керак. Минералогияда бу усул кўп қўлланилади; шишанинг синдириш кўрсаткичинигина эмас, балки унинг дисперсиясини ҳам мана шу принцип асосида жуда тез аниқлашнинг қулай техник методи ҳам ишлаб чиқилган: шишанинг дисперсиясини тез аниқлаш тайинли оптик параметрларга эга бўлган шиша пиширишнинг технологик процессини назорат қилиб туришга кўп ёрдам қилади (И. В. Обреимов).

Агар шишанинг бир зарраси ўрнига бир жинсли шишанинг майда кукуни, масалан, ўлчамлари $^1/_2$ мм га яқин бўладиган қилиб майдаланган маълум навли оптик шиша олиб ва уни ясси деворли кюветага солиб, устидан бирор суюқлик қуйилса, бундай кювета, умуман айтганда, оптик бир жинслилиги жуда ёмон бўлган жисм ҳисобланади: кювета орқали ўтаётган ёруғлик дастаси четга кўп сочилиб, дастлабки даста йўналишида қиёсан оз ёруғлик ўтади. Агар суюқлик юқорида айтиб ўтилганидек қилиб танлаб олинса, бу кювета *физик жиҳатдан* (жисман) жуда бир жинсли бўлмаганига қарамай *оптик жиҳатдан* бир жинсли жисм бўлади, бу кюветадан

ёруғлик сусаймасдан ўтади. Ҳақиқатда эса тажрибани бундай оддий кўринишда ўтказиб бўлмайди, чунки шиша билан суюқликнинг дисперсияси ҳар хил бўлади, шу сабабли муҳит тўлқинларнинг қиёсан тор интервалидагина оптик жиҳатдан бир жинсли бўлади. Худди мана шу спектрал соҳанинг ёруғлиги кюветадан сусаймасдан ўтади, бошқа нурлар эса четга кўп сочилади. Кюветанинг қалинлиги етарлича бўлганда ўтадиган ёруғликни тўлқин узунликларнинг жуда тор (3,0—5,0 нм чамасида) интервали билан чегараланадиган қилиш мумкин, шунинг учун бундай кювета яхшигина светофильтр вазифасини ўтайди. Кювета салгина иситилганда ўтаётган ёруғликнинг ранги қандай ўзгаришини кузатиб бориш мумкин: рангнинг ўзгаришига шишанинг синдириш кўрсаткичи билан ишлатилаётган суюқликнинг синдириш кўрсаткичи температурага турлича боғлиқ эканлиги сабаб бўлади.

Кўзга кўринадиган ёруғлик тўлқинининг узунлигига нисбатан кичик бўлган зарраларда ёруғликнинг сочилишини лаборатория шароитида биринчи бўлиб Тиндаль кузатган (1869 й.). Турли бурчаклар ҳосил қилиб сочилган ёруғлик дастлабки оқ ёруғликдан кўк бўлиши билан фарқ қилишини, тушаётган ёруғлик йўналишига нисбатан $\pi/2$ бурчак ҳосил қилиб сочилган ёруғлик тўлиқ ёки деярли тўлиқ чизиқли қутбланишини ҳам Тиндаль пайқаган.

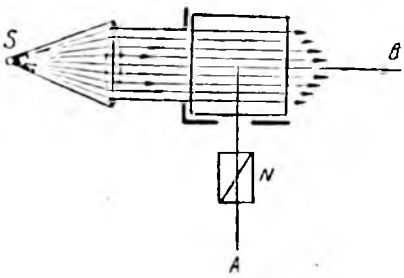
Тиндаль осмоннинг зангори бўлиб кўринишига Қуёш ёруғлигининг Ер атмосферасидаги чанг зарраларида сочилиши сабаб бўлса керак, деб тахмин қилган.

Кўп ҳолларда табиий равишда пайдо бўлган оптик биржинслимасликлар туфайли ёруғлик интенсив равишда сочилади. Оптик биржинслимаслиги ошкор бўлган муҳитлар хира муҳитлар дейилади. Хира муҳитлар жумласига тутун (газдаги қаттиқ зарралар) ёки туман (ҳаводаги суюқлик томчилари, масалан, сув томчилари), суюқликда сузиб юрадиган қаттиқ зарралардан иборат суспензиялар, эмульсиялар, яъни бир суюқлик томчиларининг уларни эритмайдиган суюқликдаги аралашмалари (масалан, сут ёғнинг сувдаги эмульсиясидир), садаф, опал ёки сутранг шиша каби қаттиқ жисмлар ва шу кабилар киради. Бу ҳолларнинг ҳаммасида хира муҳит ёруғликни бирмунча кўп сочиб юборади, бу ҳодиса одатда *Тиндаль ҳодисаси* дейилади.

Зарраларининг ўлчами тўлқин узунлигига нисбатан кичик бўлган хира муҳитларда ёруғликнинг сочилишини ўрганиш натижасида Тиндаль ва ундан кейинги тадқиқотчилар тажрибада кашф этган ва назарий жиҳатдан Рэлей асослаб берган баъзи умумий қонуниятлар топилди. Бу қонуниятлар тўғрисида қуйидаги оддий тажриба мисолида тасаввур ҳосил қилиш мумкин.

Тўғри бурчакли кювета тўла сувга бир неча томчи сут томизиб сув хиралаштирилади-да, унга интенсив ёруғлик дастаси юборилади. Сувда ёруғлик дастасининг изи аниқ кўриниб туради.

Ён томондан туриб A йўналишда кузатганда (29.2-расм) сочил-



29.2-расм. Хира муҳитларда ёруғлик сочилишини кузатиш схемаси.

ган ёруғлик S манбадан келаётган ёруғликка қараганда заифроқ бўлади; қалинлиги етарлича бўлган кювета орқали B йўналишда ўтиб, узун тўлқинли нурларга бойиган ёруғлик қизғиш бўлади.

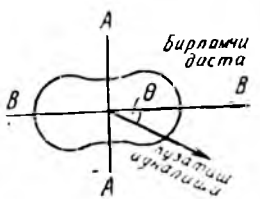
Сочилган ёруғликни дастлабки дастага нисбатан 90° бурчак остида N кутбловчи (поляризатор) орқали кузатганда S дан келаётган дастлабки ёруғлик табиий ёруғлик бўлса ҳам сочилган ёруғлик чизиқли қутбланган эканлиги кўринади. Сочилган ёруғликда электр векторининг йўналиши дастлабки даста ва кузатиш йўналиши орқали ўтувчи текисликка перпендикуляр бўлади.

Агар турли йўналишлар бўйлаб сочилган ёруғликнинг интенсивлигини баҳоласак, бу интенсивлик дастлабки даста ўқига нисбатан ва унга перпендикуляр бўлган чизиққа нисбатан симметрик бўлади (29.3-расм). Турли йўналишлар бўйлаб сочилган ёруғликнинг интенсивлиги тақсимотини кўрсатувчи график сочилиш *индикатрисаси* деб аталади. Тушаётган ёруғлик табиий ёруғлик бўлганда сочилиш индикатрисаси 29.3-расмда кўрсатилгандек бўлиб,

$$I \sim 1 + \cos^2\theta$$

формула билан ифодаланади. Фазовий индикатриса эгри чизиқни (қ. 29.3-расм) BB ўққа нисбатан айлантириб ҳосил қилинади.

Рэлей ўлчамлари тушаётган ёруғликнинг тўлқин узунлигига нисбатан кичик бўлган сферик зарраларда сочилган ёруғликнинг интенсивлигини ҳисоб қилиб (1899 й.), дастлабки ёруғлик табиий ёруғлик бўлган ҳолда сочилган ёруғликнинг интенсивлиги қуйидагига тенг бўлишини топди:



29.3-расм. λ га нисбатан кичик бўлган зарралар учун сочилиш индикатрисаси.

$$I = I_0 \frac{9\pi^2 \varepsilon_0^2 N (V')^2}{2\lambda^4 L^2} \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0}\right)^2 (1 + \cos^2\theta). \quad (159.3)$$

Бу ерда N — сочиб юборувчи ҳажмдаги зарралар сони, V' ва ε — зарранинг ҳажми ва диэлектрик сингдирувчанлиги, ε — зарралар муаллақ ҳолда юрган муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, θ — сочилиш бурчаги, I_0 — тушаётган ёруғликнинг интенсивлиги, L — сочиб юборувчи ҳажмдан кузатиш нуқтасигача бўлган масофа.

Рэлейнинг (159.3) формуласи юқорида айтиб ўтилган қонуниятларни тавсифлайди. Сочилган ёруғликнинг интенсивлиги тўлқин узунлигининг тўртинчи даражасига тескари пропорционал экан, бу қонуният ўлчаб топилган натижаларга мувофиқ келади ва осмоннинг зангори бўлиш сабабини изоҳлаб беролади. $I \sim 1/\lambda^4$ қонун Рэлей қонуни деб аталади. Бироқ осмоннинг зангори бўлишига атмосферада чанг борлигининг алоқаси йўқ экан; биз буни кейинроқ кўрсатамиз. (159.3) формуладан сочилган ёруғликнинг интенсивлиги сочиб юборувчи зарра ҳажмининг квадратига ёки сферик зарра радиусининг олтинчи даражасига пропорционал эканлиги ҳам келиб чиқади.

Рэлей формуласида муҳитнинг оптик жиҳатдан биржинслимаслигининг ўлчови бўла оладиган $(\varepsilon - \varepsilon_0)^2/(\varepsilon + \varepsilon_0)^2$ кўпайтувчи бор. Агар $\varepsilon = \varepsilon_0$ бўлса, муҳит бир жинсли бўлиб қолиб, ёруғлик ҳам сочилмай қўяди ($I = 0$). Оптик жиҳатдан биржинслимасликнинг бундай ўлчови фақат майда зарраларгагина тегишли бўлиб қолмай, балки бошқа ҳолларда ҳам оптик биржинслимасликнинг характеристикаси бўла олади.

Синдириш кўрсаткичи кераклича қилиб танлаб олинган суюқликка ботирилган шиша парчаси амалда кўринмай қолиши юқорида мисол тариқасида айтиб ўтилган эди.

Агар ёруғликни сочиб юборувчи зарраларнинг ўлчамлари тўлқин узунлиги билан таққосласа бўладиган бўлса, у ҳолда ёруғлик сочилишининг биз муҳокама қилган қонуниятлари ярамай қолади; коллоид эритмаларда кўпинча шундай бўлади.

Бундай йирикроқ зарраларда сочилган ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғланиши камроқ сезиларли бўлади, яъни сочилган ёруғлик зарралар майда бўлган ҳолдагидан камроқ зангори бўлади. Сочилган ёруғлик фақат қисман қутбланган бўлади, бунда қутбланиш даражаси зарраларнинг ўлчами ва шаклига боғлиқ бўлади. Сочилган ёруғлик интенсивлигининг бурчаклар бўйича тақсимоти ҳам мураккаблашади: сочилиш диаграммаси AA чизиққа нисбатан (қ. 29.3-расм) симметрик бўлмай, зарраларнинг ўлчами, шакли ва табиатига ҳамда атрофдаги муҳитга қараб жуда мураккаб кўринишда бўлади, фақат дастлабки даста йўналишига нисбатан симметрик бўлади.

Бу мураккаброқ қонуниятлар йирик заррали хира муҳитларда ёруғликнинг сочилишини назарий томондан талқин этишни жуда қийинлаштиради. Шунга қарамасдан бундай ҳоллар анча катта қизиқиш уйготади, чунки улар одатда кўп химиявий реакцияларнинг маҳсули бўлган коллоид эритмалар ва хира муҳитларни тадқиқ этишда юз беради. Шунинг учун бундай ўлчаш ишлари коллоид химия, аналитик химия ва биологияда кенг қўлланилиб, тадқиқ этишнинг *нефелометрик* методларининг мавзуи ҳисобланади.

Осмоннинг зангори бўлиб кўринишига ёруғликнинг чанг зарраларида сочилиши сабаб бўладигандек кўринар эди, бироқ тажрибалар бундай эмаслигини кўрсатди, чунки чанг бўлмаган тоза атмос-

ферада (баланд тоғлардаги обсерваторияларда) осмон янада тўқ, зангори бўлиб кўринади ва унинг ёруғлиги қутбланади. Кейинги назарий ва экспериментал тадқиқотлар бу ҳодисаларнинг ҳаммасига ёруғликнинг ҳавода *молекуляр* сочилиши сабаб бўлишини кўрсатди.

160-§. Ёруғликнинг молекуляр сочилиши

Биз юқорида айтилган маънода хира деб аташ мумкин бўлмайдиган муҳитлар билан иш кўриладиган ҳоллар, яъни муҳит аралашма ёки бошқа жинслардан яхшилаб тозаланган суюқлик (ёки газ) дан иборат бўлган ҳоллар анча катта қизиқиш уйғотади.

Бундай мухитларда ёруғлик сочилади ва демак, оптик жиҳатдан биржинслимаслик пайдо бўлишига олиб келадиган физик сабаб бор (Л. И. Мандельштам, 1907 й.). Идеал тоза муҳитларда оптик биржинслимаслик юзага келишининг физик сабаби бирданига топилгани йўқ.

а. Критик опалесценция. Жуда муҳим бўлган бир хусусий ҳолда бир жинслиликни бузишга олиб келадиган сабабни М. Смолуховский (1908 й.) кўрсатиб берди. Газ ёки суюқликнинг критик температурасида ёруғлик интенсив равишда сочилиши *(критик опалесценция)* кўпдан бери маълум эди. Смолуховский критик температурада муҳитнинг сиқилувчанлиги жуда катта эканлигига диққат қилди (критик нуқтада назарий томондан $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T$ ифода чексизликка интилади). Бундай шароитларда кичикроқ ҳажмларда ўртача зичликдан сезиларли четланишлар пайдо бўлиши мумкин, чунки сиқилувчанликнинг катта бўлиши иссиқлик ҳаракати кичик ҳажмларда зичликнинг сезиларли вариацияларини *(зичлик флуктуациялари)* юзага келтиришга қодир эканлигини билдиради. Оптик бир жинслиликнинг бунинг оқибатида бўладиган бузилиши ёруғликнинг кўп сочилишига сабаб бўлади. Шундай қилиб, Смолуховский критик опалесценция ҳодисасини изоҳлаб бериб, шу билан ёруғликнинг умуман сочилишига олиб келадиган бир жинслиликнинг бузилиш сабабини қаердан излаш кераклигига кўрсатма берди.

Ёруғликнинг молекуляр сочилишининг тажрибада осонгина қилиб кўриш мумкин бўлган ҳоли баъзи эритмаларни тадқиқ этишда кузатилади. Эритмаларда биз молекулаларнинг икки (ёки ундан кўпроқ) навларининг аралашмаси билан иш кўрамиз, бу молекулалар ўзларининг α қутбланувчанлиги қийматлари билан характерланади. Одатдаги шароитларда бир модда иккинчи моддада шунчалик текис тақсимланадики, эритмаларнинг ҳам оптик жиҳатдан бир жинслилиги одатдаги суюқликларникидан қолишмайди. Биз эриган модданинг концентрацияси бутун ҳажмда бир хил ва ўртача концентрациядан фарқ *(концентрация флуктуациялари)* жуда оз дея оламиз. Бироқ моддаларнинг кўп комбинациялари маълумки, улар одатдаги температурада бир-бирида қисман эрийди, бироқ

температура кўтарилганда бир-бири билан исталган нисбатда аралаша олади. *Аралашишнинг критик температураси* деб аталадиган температурадан юқори температурада моддалар бир-бирида исталган нисбатда аралашиб кетади. Агар икки суюқликнинг оғирлик нисбатлари маълум бир тарзда танлаб олинган бўлса, бу температурада икки суюқлик бутунлай аралашади. Масалан, оғирлик жиҳатдан 20 қисм углерод сульфид ва 80 қисм метил спирт олинса, улардан 40° С да жуда бир жинсли аралашма ҳосил қилинади. Пастроқ температурада бу моддалар қисман эриб, аниқ кўриладиган икки суюқлик бўлади: углерод сульфиднинг спиртдаги эритмаси ва спиртнинг углерод сульфиддаги эритмаси. Температура 40° С дан юқори бўлганда аралаштириладиган моддаларнинг оғирлик нисбатлари ҳар қандай бўлганда ҳам бир жинсли аралашма ҳосил қилиш мумкин. Бизни қизиқтираётган нуқтаи назардан қараганда аралашишнинг критик температураси аралашманинг шундай ҳолатини характерлайдики, бу ҳолатда бирор жойдаги концентрация текис тақсимотдан айниқса осон фарқ қилиши мумкин. Бинобарин, аралашишнинг критик температурасида концентрациянинг каттакатта флуктуациялари ва оптик бир жинслиликнинг бу флуктуацияларга алоқадор бўлган бузилишлари бўлиши мумкин. Ҳақиқатан ҳам, аралашишнинг критик температурасида бундай аралашмаларда ёруғлик жуда интенсив равишда сочилади, уни тажрибада кузатиш осон.

б. Ёруғликнинг суюқлик сиртида сочилиши. Ҳажмда бўладиган сочилишга ўхшаган ҳодисалар суюқлик сиртида ҳам бўлиши мумкин. Суюқликнинг тинч сирти кўзгуга ўхшайди, унга тушаётган ёруғлик маълум бир йўналишда текис қайтади. Бироқ суюқлик сирти бирор сабабдан, масалан, чайқалишдан ғадир-будур бўлиб қолса, ёруғликнинг бирмунча қисми четга тарқоқ равишда сочилади. Суюқликнинг текис сирти, умуман айтганда, молекуляр ҳаракат туфайли муттасил равишда «бузилиб» туриши керак ва бу нотекисликлар тўлқин узунлигига яқин бўлиб қолганда ёруғлик текис қайтмай, суюқлик сирти хира бўлиб қолади.

Бироқ одатдаги шароитларда суюқлик сиртининг хиралиги кам билинади, чунки иссиқлик ҳаракатининг кўрсатадиган бузиш таъсирига молекуляр тутиниш кучлари қаршилик қилиб, эркин сиртни минимал ҳолда тутишга ҳаракат қилади (сирт таранглик).

Икки суюқлик чегарасида бу капилляр кучлар одатда суюқлик билан газ орасидаги чегарадагидан кичик бўлади. Бу кучлар аралашишнинг критик температураси яқинида айниқса кичик бўлади. Ҳақиқатан ҳам, бу ҳолда ёруғлик чегарадан Френель қонунлари бўйича қайтибгина қолмай, балки ҳамма томонга интенсив равишда сочилади ҳам (Л. И. Мандельштам, 1913 й.). Яхши шароитларда молекуляр ғадир-будурлик шунчалик катта бўладики, бунда ёруғлик катта бурчак остида тушганда ҳам текис қайтмайди; текис қайтишининг йўқолишини тўлқин узунлиги кичик бўлган ёруғликда

кузатиш осон, хира сиртларда шундай бўлиши керак эди (қ. 55-машқ).

Эркин сирт сочиб юборган ёруғликни кузатиш анча қийин, бироқ буни капиллярлик доимийси катта бўлган симоб каби суюқликда ҳам кузатиш мумкин бўлди (Раман, 1926 й.).

Сиртларнинг сочиб юбориш қонунлари ҳажмларнинг сочиб юбориш қонунларидан фарқ қилади. Масалан, сирт сочиб юборган ёруғликнинг интенсивлиги тўлқин узунлигининг (тўртинчи даражасига эмас) иккинчи даражасига тескари пропорционалдир; сочилган ёруғликнинг қутбланиш шароитлари ҳам бошқачадир. Бу ходисаларнинг молекуляр нотекисликлар тўлқин узунлигига нисбатан кичик бўлган ҳолдаги тўлиқ молекуляр назарияси тажрибада кўринадиган қонуниятларга мувофиқ келади (Ф. С. Баришанская, 1936 й.).

в. Ёруғликнинг тоза моддада молекуляр сочилиши. Ёруғликнинг тоза моддада сочилишининг физик сабабини Смолуховский кўрсатиб берган бўлиб, қуйидагидан иборат: муҳит молекулаларининг иссиқлик ҳаракати статистик характерда бўлгани туфайли муҳитда зичлик флуктуациялари пайдо бўлади, бу флуктуациялар айниқса критик нуқта соҳасида катта бўлади. Зичликнинг $\Delta\rho$ флуктуацияси синдириш кўрсаткичининг Δn флуктуациясига ёки диэлектрик сингдирувчанликнинг $\Delta\varepsilon$ флуктуациясига ($\varepsilon = n^2$) сабаб бўлади, булар эса аслида оптик биржинслимасликдан иборат.

Критик нуқтадан узоқда флуктуациялар критик нуқта соҳасидагидек унча катта бўлмаса-да ҳар қалай бўлади ва тоза моддада ёруғлик ўша флуктуациялар туфайли сочилади.

1910 йилда Эйнштейн ёруғликнинг критик нуқтадан узоқда молекуляр сочилишининг миқдорий назариясини яратди: бу назария диэлектрик сингдирувчанликнинг $\Delta\varepsilon$ флуктуациялари туфайли муҳитда оптик биржинслимаслик пайдо бўлиш ғоясига асосланади.

Бу ҳолда сочилган ёруғликнинг интенсивлиги флуктуациялар туфайли пайдо бўлган оптик биржинслимаслик билан аниқланади. Сочилган ёруғликнинг интенсивлиги $\overline{\Delta\varepsilon}$ нинг ишорасига боғлиқ бўлмагани учун интенсивлик $(\overline{\Delta\varepsilon})^2$ га пропорционал бўлади. Оддий электродинамик ҳисоб интенсивликнинг қуйидагича бўлишини кўрсатади:

$$I = I_0 \frac{\pi^2}{2\lambda^4 L^2} V^* V \overline{(\Delta\varepsilon)^2} (1 + \cos^2\theta). \qquad (160.1)$$

Бу ерда V^* — флуктуация юз берган ҳажм бўлиб, ёруғлик тўлқинининг узунлигига нисбатан кичик, лекин ичида молекулалар кўп. Бошқа белгилар (159.3) формуладагидек олинган.

Энди ёруғликнинг молекуляр сочилишида оптик биржинслимасликнинг ўлчови $(\overline{\Delta\varepsilon})^2$ миқдор бўлади. Агар $\Delta\varepsilon$ флуктуациялар зич-

лик ва температура ёки p босим ва S энтропиядан иборат фақат икки эркли термодинамик ўзгарувчи билан аниқланади деб ҳисоблasak, у ҳолда

$$\Delta\varepsilon = \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial p}\right)_S \Delta p + \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial S}\right)_p \Delta S; \quad \overline{(\Delta\varepsilon)^2} = \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial p}\right)_S^2 \overline{(\Delta p)^2} + \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial S}\right)_p \overline{(\Delta S)^2},$$

бу ерда Δp, ΔS — босим ва энтропиянинг флуктуацион ўзгаришлари, ҳосилалардаги индекслар дифференциал олаётганда қандай миқдор ўзгартирилмай туришини кўрсатади. Бу ерда Δp ва ΔS флуктуациялар статистик жиҳатдан мустақил эканлиги ва демак, $\overline{\Delta p \Delta S} = 0$ эканлиги эътиборга олинган. Флуктуациялар назарияси $\overline{(\Delta p)^2}$ ва $\overline{(\Delta S)^2}$ миқдорларни модданинг термодинамик характеристикалари орқали ифодалашга ва (160.1) муносабатни

$$I = I_0 \frac{\pi}{2\lambda^4} \frac{V}{L^2} \left\{ \left(\rho \frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_S^2 \beta_S kT + \left(\frac{1}{\sigma}\frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\right)_p^2 \frac{\sigma^2 kT^2}{c_p \rho} \right\} (1 + \cos^2\theta) \quad (160.2)$$

кўринишда тасвирлашга имкон беради (қ. 206- машқ), бу ерда ρ — муҳитнинг зичлиги (г/см^3), T — абсолют температура, β_S — адиабатик сиқилувчанлик, σ — иссиқликдан кенгайиш коэффициенти, c_p — 1 г модданинг ўзгармас босим шароитидаги иссиқлик сиғими, V — ёруғликни сочиб юбораётган ҳажм.

(160.2) формулада катта қавс ичидаги биринчи ҳад зичликнинг адиабатик флуктуациялари (босим флуктуациялари) туфайли сочилган ёруғлик интенсивлигини билдиради, иккинчи ҳад эса зичликнинг изобарик флуктуациялари (энтропия флуктуациялари) туфайли сочилган ёруғлик интенсивлигини билдиради. Қуйидаги тақрибий тенгликни ёзиш мумкин:

$$\left(\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_S^2 \approx \left(\frac{1}{\sigma}\frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\right)_p^2 \approx \left(\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_T^2.$$

Агар машҳур $\beta_T = \beta_S + \frac{T\sigma^2}{\rho c_p}$ термодинамик муносабатдан фойдалансак (бу ерда β_T — изотермик сиқилувчанлик), (160.2) формула

$$I = I_0 \frac{\pi V}{2\lambda^4 L^2} \left(\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_T^2 \beta_T kT (1 + \cos^2\theta) \qquad (160.3)$$

кўринишга келади; бу формулани биринчи бўлиб Эйнштейн топган ва шунинг учун у Эйнштейн формуласи дейилади.

(160.2) ва (160.3) формулалардан Рэлейнинг $I \sim 1/\lambda^4$ қонуни келиб чиқади. Шундай қилиб, осмоннинг зангори бўлишига ва ботишда Қуёшнинг қизил бўлиб кўринишига ёруғликнинг молекуляр сочилиши сабаб бўлади. Идеал газ ҳолатининг тенгламасини ва ε билан ρ орасидаги муносабатни эътиборга олиб, (160.3) формуладан газда сочилган ёруғлик интенсивлигининг формуласини (Рэлейнинг дастлабки формуласи, қ. 206- машқ) келтириб чиқариш мумкин.

Эйнштейн оптик биржинслимасликка эриган модда концентрациясининг флуктуациялари сабаб бўладиган ҳолни ҳам кўриб чиққан (бунда диэлектрик сингдирувчанлик концентрацияга боғлиқ деб ҳисобланади). Бу ҳолда

$$\Delta\varepsilon = \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial c}\right)_{p,S}\Delta c; \qquad \overline{(\Delta\varepsilon)^2} = \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial c}\right)^2_{p,S}\overline{(\Delta c)^2},$$

бу ерда c — концентрация, Δc — концентрация флуктуацияси.

Оддийгина ҳисобнинг кўрсатишича, концентрация флуктуациялари туфайли сочилган ёруғликнинг интенсивлиги қуйидагича ифодаланади:

$$I_{\text{конц.}} = I_0\frac{\pi^2 V}{2\lambda^4 L^2}\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial c}\right)^2_{p,S}\frac{cM}{N_A}(1+\cos^2\theta), \qquad (160.3\text{ а})$$

бу ерда M — эриган модданинг молекуляр оғирлиги, N_A — Авогадро сони. Бу формула унча катта бўлмаган концентрациялар учун ярайди.

Эйнштейн назариясини ёруғликнинг турли хил полимер ва оқсилларда сочилиш ҳолига татбиқ этиб ривожлантириш (Дебай) ўлчамлари тушаётган ёруғлик тўлқинининг узунлиги тартибида (ёки ундан катта) бўлган полимер молекулаларнинг молекуляр оғирлиги ва тузилишини аниқлашнинг энг яхши усулларидан бирини берди.

Зичлик флуктуациялари ва концентрация флуктуациялари туфайли сочилган ёруғлик бутунлай чизиқли қутбланган бўлади.

1) *Сочилган ёруғликнинг интенсивлиги.* Эйнштейн формуласига $k = R/N_A$ Больцман доимийси киргани учун, формуладаги бошқа параметрларнинг ҳаммасини ўлчаб, сочилган ёруғликнинг интенсивлигига қараб N_A ни, яъни 1 моль моддадаги молекулалар сонини (Авогадро сонини) аниқлаш мумкин (R — газ доимийси). Бу ишни газ учун қилиш жуда осон. Шунинг учун газ сочиб юборган ёруғликни экспериментда тадқиқ этишда бу муҳим доимийни (N_A ни) ҳисоблаб топиш мумкинлиги ҳодисанинг молекуляр характерининг критерийси бўла олади.

Атмосферани тасодифий чанглардан ҳоли деб ҳисоблаш мумкин бўлган тоғларда ҳаво очиқ куни атмосфера сочиб юборган ёруғлик интенсивлигини ўлчашдан Авогадро сонининг умум қабул қилинган қийматига каноатланарли равишда тўғри келадиган қиймати топилди: 1938 билан 1951 йиллар орасида ўтказилган ўлчаш натижаларидан Авогадро сонининг тузатма киритилган қиймати $(61{,}0\pm\pm0{,}8)\cdot 10^{23}$ моль$^{-1}$ бўлиб, бу қиймат унинг қабул этилган $(60{,}2\pm\pm0{,}3)\cdot 10^{22}$ моль$^{-1}$ қийматига* жуда яхши мос келади. Ёруғлик-

* 1974 йилда эълон қилинган маълумотларга кўра, $N_A = 60{,}220943\,(61)\cdot 10^{22}$ моль$^{-1}$.

нинг лаборатория шароитида газларда сочилиши юзасидан ўтказилган тажрибалардан ҳам яхши натижалар топилган (Кабанн ва унинг ҳамкорлари; улар берган сўнгги маълумотларга кўра, $N_A = (61{,}0 \pm 0{,}8) \cdot 10^{22}$ моль $^{-1}$).

Ёруғликнинг суюқликда сочилишининг молекуляр характерда эканлиги 1913 билан 1925 йиллар орасида ўтказилган ишларда ишончли равишда аниқланди, бунда ҳодисанинг турли хил томонлари тадқиқ этилди. Ёруғликнинг суюқликда сочилишига бағишланган янги пухта тадқиқотлар Авогадро сонининг назарий ва экспериментал топилган қийматларининг бир-бирига нима сабабдан тўғри келмай қолишини аниқлаш эҳтиёжидан ўтказилган. Ҳозирги вақтда қийинчиликларни бартараф қилинган деб ҳисобласа бўлади: сочилган ёруғлик интенсивлигининг формуласига кирадиган ҳамма катталикларни, шу жумладан олдин унча асосланмаган мулоҳазаларга суяниб олинган $\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}$ катталикни ҳам экспериментда аниқлаш натижасида Авогадро сони $(59 \pm 2) \cdot 10^{22}$ моль$^{-1}$ бўлиб чиқади (Г. П. Мотулевич, И. Л. Фабелинский, 1951 й.)

Сочилган ёруғликнинг абсолют интенсивлигини ўлчаш йўлида жуда муҳим экспериментал қийинчиликлар бор, бироқ уларни бартараф қилса бўлади. Бунга ўхшаш ўлчаш натижалари ҳақида қуйидаги маълумотлардан бирор тасаввур ҳосил қилса бўлади.

Ҳаво қалинлиги 1 см бўлган ҳаво қатламига (нормал босим ва температура шароитида) кираётган ёруғлик оқимининг $2{,}7 \cdot 10^{-7}$ қисмини сочиб юборади.

Водород	ҳавога нисбатан	43	марта	кам	сочади
Аргон	» »	1,2	»	»	»
Карбонат ангидрид	» »	2,6	»	ортиқ	»
Сув (суюқ)	» »	185	»	»	»
Бензол (суюқ)	» »	1700	»	»	»
Кварц (крист.)	» »	7	»	»	»
Тош туз (крист.)	» »	5	»	»	»

Ёруғликнинг кристалларда молекуляр сочилиши ҳам ишончли равишда аниқланди (Г. С. Ландсберг ва ҳамкорлари, 1927—1930 й.). Кристалларни тасодифий қўшилмалардан тозалаш мумкин эмас, шунинг учун ўрганилган кристаллар кўп эмас. Молекуляр сочилган ёруғликни тасодифий қўшилмаларда сочилган ёруғликдан фарқ қилишга имкон берадиган метод интенсивликнинг температурага боғланишини тадқиқ этишдан иборат эди: молекуляр сочилган ёруғликнинг интенсивлиги абсолют температурага пропорционал бўлиб, қўшилмаларда сочилган ёруғлик (паразит ёруғлик) интенсивлиги температурага боғлиқ эмас

Ҳамма моддалар бир хилда ёритилган шароитда турли моддалар сочиб юборган ёруғликнинг фотосуратлари 29.4 ва 29.5-расмда кўрсатилган. Бу суратлар турли моддаларнинг нисбий сочиш қобилияти тўғрисида фикр юритишга имкон беради.



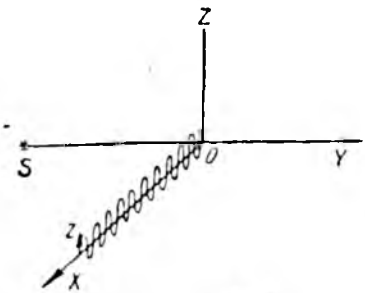
29.4- расм. Водород, ҳаво ва карбонат ангидридда молекуляр сочилиш интенсивликларини солиштириш.



29.5- расм. Углерод тетрохлорид (CCl_4) ва бензолда (C_6H_6) молекуляр сочилиш интенсивликларини солиштириш.

2) *Сочилишда ёруғликнинг қутбланиши.* Агар табиий ёруғлик молекулага *OY* ўқ йўналишида тушаётган бўлса (29.6- расм), ёруғликнинг электр вектори *ZOX* текисликда тебраниши керак. Агар сочилган ёруғлик *OX* ўқ йўналишида кузатилса, тўлқинлар кўндаланг тўлқинлар бўлгани сабабли бу йўналишда электр вектори тебранишининг *OX* ўққа перпендикуляр бўлган компонентаси туфайли ҳосил бўлган тўлқинларгина тарқалади. Шундай қилиб, тушаётган ёруғликка нисбатан тўғри бурчак остида сочилган ёруғликда электр векторининг *OZ* ўқ бўйлаб йўналган тебранишлари кузатилиши, яъни ёруғлик тўлиқ қутбланган бўлиши керак.

Бироқ кейинги тадқиқотлар синган ёруғликнинг қутбланиши тўлиқ бўлмаслигини кўрсатади. Агар электр вектори *OY* ўқ бўйлаб тебранадиган ёруғликнинг интенсивлигини I_y билан, электр вектори *OZ* ўқ бўйлаб тебранадиган ёруғликнинг интенсивлигини I_z билан белгиласак, у ҳолда П қутбланиш даражаси қуйидагича ифодаланади:

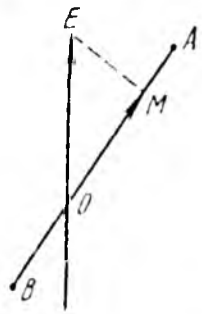


29.6- расм. Сочилган ёруғликнинг қутбланишига доир.

$$П = \frac{I_z - I_y}{I_z + I_y}. \qquad (160.4)$$

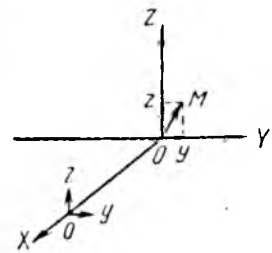
Юқорида баён этилган мулоҳазалардан $I_z = 0$ бўлганда $П = 1$ бўлади (қутбланиш 100% га етади), деган хулоса чиқади. Тажрибада эса I_y жуда камдан-кам ҳолларда нолга тенг бўлади: ёруғлик қисман қутбсизланади. Қутбсизланиш ўлчови сифатида одатда

$$\Delta = \frac{I_y}{I_z} \qquad (160.5)$$



29.7- расм. Кучли анизотроп молекула модели.

AB га перпендикуляр бўлган йўналишда қутбланувчанлик нолга тенг.



29.8- расм. Ёруғликни анизотроп молекулалар сочганда қутбсизланиш.

миқдор олинади. Бир қатор газларда Δ нолдан фарқ қилади (водородда $\Delta = 1\%$, азотда $\Delta = 4\%$, углерод сульфид буғларида $\Delta = 14\%$, карбонат ангидридда $\Delta = 7\%$).

Суюқликларда қутбсизланиш даражаси янада ортиқ бўлиб, бензолда 44% га, углерод сульфидда 68% га, нитротолуолда ҳатто 80% га етади. Бу ҳодисани ҳам Рэлей изоҳлаб берган бўлиб, бу ҳодиса сочувчи молекулаларнинг оптик анизотропияси тўфайли юз беради, деб кўрсатган. Ҳақиқатан ҳам, анизотроп молекулада пайдо бўладиган электр қутбланиш йўналиши, умуман айтганда, тўлқиннинг электр майдони йўналиши билан бир хил бўлмайди. Масалан, молекула фақат бир йўналишда қутблана олса (29.7-расмда молекуланинг модели *AB* таёқча тарзида кўрсатилган), *OE* бўйлаб йўналган майдон *OA* бўйлаб шундай тебранишларни юзага келтиради, бу тебранишларнинг амплитудаси майдоннинг *OM* бўйлаб йўналган ва қиймати *EOA* бурчакка боғлиқ бўлган компонентасига пропорционал бўлади. Агар муҳит мана шундай молекулалардан тузилган бўлса, у ҳолда иккиламчи тўлқиннинг электр компоненталари ҳам *OZ* ўқ бўйлаб, ҳам *OY* ўқ бўйлаб йўналади (29.8-расм), бу компоненталарнинг нисбий катталиклари молекуланинг анизотроплик даражасига боғлиқ бўлади, яъни дастлабки дастага перпендикуляр йўналишда сочилган ёруғлик фақат қисман қутбланган бўлади.

Шундай қилиб, ёруғликнинг қисман қутбсизланишига молекулаларнинг анизотропияси, яъни электр майдонида муҳитнинг ёруғликни иккига ажратиб синдиришдаги хоссалари (Керр эффекти, қ. 152- §) сабаб бўлади. Керр доимийси билан қутбсизланиш катталиги ўртасидаги муносабатни топиш имконияти бор. Тажриба бу муносабатни тасдиқлади.

Айни вақтда қутбланишни ўлчаш молекулаларнинг анизотропияси тўғрисида ва демак, молекулаларнинг структураси тўғрисида хулосалар чиқаришга имкон беради. Бу мақсадда буғ ва газларда ўтказилган ўлчашлар айниқса қўл келади, чунки суюқ муҳитда молекулаларнинг ўзаро таъсири муҳим роль ўйнайди; молекулаларнинг ўзаро таъсирини ҳозирги кунга қадар етарлича тўлиқ ҳисобга олиш мумкин бўлмаяпти. Суюқликларда тегишли

газлардагига нисбатан қутбсизланишнинг катта бўлиши худди мана шу ўзаро таъсирларга боғлиқ. Демак, бўғлардаги ва тегишли суюқликлардаги қутбсизланишни солиштиришга қараб суюқликда молекулалар буғдагига қараганда кўпроқ анизотроп бўлади, деган хулоса чиқариш тўғри эмас.

Газларни тадқиқ этиш қутбланувчанлик эллипсоиди орқали бериладиган асосий оптик параметрларни етарлича тўлиқ характерлашга имкон яратади. Анизотроп молекулани тўлиқ характерлаш учун қутбланувчанликнинг молекуланинг учта бош йўналишидаги қийматларини, яъни энгумумий ҳолда учта катталикни билиш керак. Бу мақсадда бизда мустақил ўлчаб топиладиган учта катталик бор: синдириш кўрсаткичи, Керр доимийси ва сочилган ёруғликнинг қутбсизланиш коэффициенти.

Муҳитнинг анизотроп молекулалари иссиқлик ҳаракати қилгани натижасида зичлик флуктуацияларидан ташқари анизотроп молекулалар жойлашишининг флуктуациялари (яъни анизотропия флуктуациялари) ҳам пайдо бўлади. Бу эса молекулалар ҳаракатининг статистик характерда бўлиши натижасида ёруғликнинг тўлқин узунлигига нисбатан кичик бўлган ҳажмларда бирор йўналишда ҳар қандай бошқа йўналишлардагига қараганда бир хил жойлашган молекулалар кўп бўлиб қолганини билдиради. Анизотроп молекулаларнинг бирор йўналиш бўйлаб бундай кўп жойлашиши (яъни анизотропиянинг бундай флуктуацияси) оптик жиҳатдан биржинслимаслик пайдо бўлишига ва ёруғлик сочилишига сабаб бўлади.

Юқорида айтиб ўтилганидек, зичлик флуктуациялари туфайли сочилган ёруғлик тўлиқ чизиқли қутбланган бўлади. Бу ёруғлик тўлқинининг электр вектори сочилиш текислигига перпендикуляр бўлган текисликда ётади. Анизотропия флуктуациялари туфайли сочилган ёруғлик қутбсизланган бўлади, бу ёруғликнинг қутбсизланиш коэффициенти ҳисоб ва тажриба натижаларига мувофиқ равишда қуйидагига тенг бўлади: сочиб юборувчи муҳитга табиий ёруғлик туширилганда қутбсизланиш коэффициенти $\rho_u = \frac{6}{7}$ бўлади, муҳитга электр вектори сочилиш текислигига перпендикуляр бўлган текисликда ётган чизиқли қутбланган ёруғлик туширилиб, ёруғликнинг сочилиши $\theta = 90°$ бурчак остида кузатилганда $\rho_o = \frac{3}{4}$ бўлади.

Зичлик флуктуациялари ва анизотропия флуктуациялари туфайли сочилган ёруғлик аралашмаси бирор қутбсизланиш коэффициенти (Δ) билан характерланади (қ. (160.5) формула), бу коэффициент эса қутбсизланган ёруғлик билан қутбланган ёруғликнинг нисбий ҳиссалари орқали аниқланади. Анизотропия флуктуациялари туфайли сочилган ёруғлик интенсивлигини ҳисоб қилиш анча қийин, чунки анизотропия флуктуацияларини зичлик флуктуациялари ҳисобланган йўл билан ҳисоблаб топиб бўлмайди. Бироқ бунга мос интенсивликни ҳисоб қилиш масаласи суюқликнинг тайинли бир модели учун

ажойиб равишда ҳал қилинди. Биз бу ерда бу ҳисобни тўлиқ баён этиб ўтирмасдан фақат умумий интенсивликка анизотропия флуктуациялари туфайли сочилган ёруғлик қўшган улушни, Кабанн қилгани каби (1927), қутбсизланиш коэффициентларининг қийматларидан фойдаланиб эътиборга оламиз. Сочилган ёруғликнинг умумий интенсивлиги $J = I + i$ бўлсин, бу ерда I интенсивлик $\theta = 90°$ бўлган ҳолда (160.2) формула билан ифодаланади (яъни зичлик флуктуациялари туфайли сочилган ёруғлик интенсивлиги, бундан буён уни I_{90} билан белгилаймиз), i эса анизотропия флуктуациялари туфайли сочилган ёруғлик интенсивлиги. Агар тушаётган табиий ёруғлик OY ўқ бўйлаб тарқалади (29.8- расм), сочилган ёруғлик OX ўқ бўйлаб кузатилади, OZ ўқ эса сочилиш текислигига перпендиляр йўналади деб фараз қилсак, у ҳолда $I = I_z$ ва $i = i_x + i_z$ бўлади, демак,

$$J = I_z + i_x + i_z.$$

Юқорида айтиб ўтилганидек,

$$\Delta = \frac{i_x}{I_z + i_z}$$

ва

$$\rho_u = \frac{i_x}{i_z} = \frac{6}{7}.$$

Интенсивликнинг ва қутбсизланиш коэффициентларининг бу ердаги ифодаларини эътиборга олиб, i_x ва i_z ни йўқотсак,

$$J_{90} = I_{90} f(\Delta)$$

бўлади, бу ерда J_{90} катталик $0 = 90°$ бўлган ҳолдаги тўлиқ интенсивлик бўлиб,

$$f(\Delta) = \frac{6 + 6\Delta}{6 - 7\Delta}$$

кўпайтувчи эса Кабани фактори деб аталади.

Юқорида ёзилган формулалардан

$$i/I = \frac{13\Delta}{6 - 7\Delta}$$

нисбатни топиш осон; бу формуладан глицерин каби суюқликларда ($\Delta \approx 0{,}30$) қутбланиб сочилган ёруғликнинг интенсивлиги қутбсизланиб сочилган ёруғликнинг интенсивлигига тахминан тенг деган хулоса чиқади. Агар $\Delta \approx 0{,}68$ бўлса (углерод сульфидда ана шундай бўлади), анизотропия флуктуациялари туфайли сочилган ёруғликнинг интенсивлиги зичлик флуктуациялари туфайли сочилган ёруғлик интенсивлигидан етти марта ортиқ бўлади.

161-§. Ёруғликнинг молекуляр сочилиш спектрлари

Босим флуктуациялари, энтропия ёки температура флуктуациялари, концентрация ва анизотропия флуктуациялари пайдо бўлади ва вақт ўтиши билан йўқолиб кетади. Турли хил флуктуациялар пайдо бўлади ва ҳар хил қонунларга мувофиқ равишда ўзгаради.

Босимнинг бирор жойда ортиши ёки пасайишидан иборат бўлган босим флуктуацияси эластик жисмда пайдо бўлган жойида қотиб қолмай, балки эластик тўлқиннинг тарқалиш тезлигидай тезлик билан модданинг бутун ҳажми бўйлаб тарқалади. Концентрация флуктуациялари диффузия коэффициенти билан аниқланадиган тезликда ўзгаради, энтропия флуктуациялари эса моддaнинг температура ўтказувчанлик коэффициенти билан аниқланадиган тезликда ўзгаради.

Оптик биржинслимасликнинг вақт ўтиши билан бўладиган барча бу ўзгаришлари сочилган ёруғлик амплитудаси ва фазасининг оптик биржинслимасликнинг вақт ўтиши билан ўзгариш характерига мос келадиган қонун билан ўзгаришига сабаб бўлади.

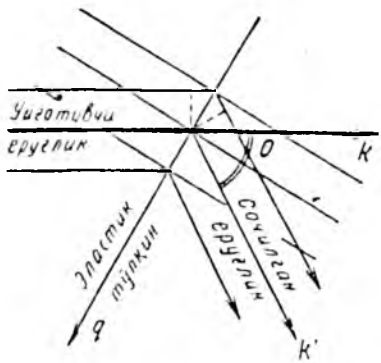
4-ва 22-§ ларда айтиб ўтилганидек, ёруғлик тўлқини амплитудаси ва фазасининг вақт ўтиши билан ўзгариши (модуляцияси) оқибатида дастлабки монохроматик ёруғлик нурининг спектрал таркиби ўзгаради. Бундай спектрнинг характери модуляцияловчи функциянинг кўринишига ёки, бошқача айтганда, сочилган ёруғлик амплитудаси ва фазасининг вақтга боғланиш графиги кўринишига боғлиқ бўлади.

а. Мандельштам — Бриллюэн компоненталари. Зичликнинг адиабатик флуктуациялари ёки босим флуктуацияларини муҳитда хилма-хил йўналишларда тарқаладиган хилма-хил частотали эластик тўлқинлар тўплами деб ҳисоблаш мумкин (флуктуацияни Фурье интеграли тарзида ифодалаш).

Қаттиқ жисмнинг иссиқлик сиғимини ҳисоблашда (Дебай) иссиқлик ҳаракатининг энергиясини бу жисмнинг $3N$ та эластик нормал тебранишларининг (тўлқинларининг) энергияси деб караш мумкин. Бу эластик тўлқинлар (Дебай тўлқинлари) ва зичликнинг адиабатик флуктациялари ёйиладиган Фурье компонента лари айни бир тўлқинлардир (Л. И. Мандельштам). Бу нуқтаи назардан қараганда, зичликнинг адиабатик флуктуациялари туфайли сочилган ёруғлик эластик иссиқлик тўлқинларида дифракцияланган ёруғликдир.

Муҳит ичига параллел нурлар дастаси, масалан, лазер ёруғлиги юборилса, амалда яккаю-ягона эластик ёки товуш тўлқинида дифракцияланган ёруғликни кузатиш мумкин. Агар муҳитга тўлқин вектори $\boldsymbol{k}$ бўлган $E = E_0 \cos[\omega_0 t - (\boldsymbol{kr})]$ ясси монохроматик тўлқин юборилганда бу тўлқин вектори $\boldsymbol{q}$ бўлган $A = A_0 \cos[\Omega t - (\boldsymbol{qr})]$ эластик тўлқин билан учрашса, у ҳолда дифракцияланган ёруғликнинг максимуми Брегг шартига (қ. 119-§), яъни

$$\boldsymbol{k}' - \boldsymbol{k} = \pm \boldsymbol{q}$$



29.9- расм. Флуктацион эластик тўлқинда ёруғликнинг дифракцияланиши.

шартга (29.9- расм) тўғри келадиган йўналишда кўринади (бу ерда k' — сочилган ёруғликнинг тўлқин вектори); $|k'| = |k| = \frac{2\pi}{\lambda} n$ ва $|q| = 2\pi/\Lambda$ деб фараз қилиб,

$$2n\Lambda \sin {}^1/_2\,\theta = \lambda \qquad (161.1)$$

формулани топамиз, бу ерда Λ — товуш тўлқинининг узунлиги, λ — тушаётган ёруғликнинг тўлқин узунлиги. Эластик турғун тўлқинда θ сочилиш бурчаги билан аниқланадиган йўналишда дифракцияланган ёруғликнинг амплитудаси $\cos \Omega t$ қонун бўйича ўзгаради, бу ерда Ω — эластик ёки товуш тўлқинининг частотаси.

Шунинг учун сочилган ёруғлик майдонини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$E(t) \sim E_0 \cos \Omega t \cos \omega_0 t \sim {}^1/_2 E_0 [\cos(\omega_0 + \Omega) t - \cos(\omega_0 - \Omega) t].$$

Бинобарин, сочилган ёруғликда частоталари $\omega_0 + \Omega$ ва $\omega_0 - \Omega$ бўлган икки сателлит бўлиши керак, булар тушаётган ёруғликнинг ω_0 частотасига нисбатан унинг икки томонида симметрик жойлашиши керак ($\omega_0 + \Omega$ — антистокс сателлити, $\omega_0 - \Omega$ — стокс сателлити). Бу йўлдошлар Мандельштам — Бриллюэн компоненталари деб аталади ва Рэлей чизиғининг нозик структурасини ташкил этади. Ёруғлик тўлқинини модуляциялаган эластик иссиқлик тўлқинининг частотаси (161.1) формулани ва $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$ муносабатни эътиборга олганда қуйидагича ёзилиши мумкин:

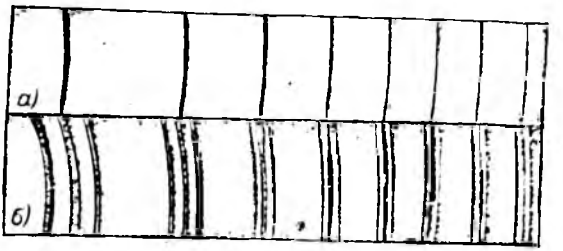
$$\Omega = vq = v\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right) = \frac{4\pi n v}{\lambda} \sin {}^1/_2\,\theta = 2\omega_0 n \frac{v}{c} \sin {}^1/_2\,\theta, \qquad (161.2)$$

бу ерда v — эластик тўлқиннинг Ω частотага мос келадиган тарқалиш тезлиги.

Шундай қилиб, йўлдошлар (сателлитлар) частотасининг нисбий ўзгаришини

$$\pm \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \pm \frac{\Omega}{\omega_0} = 2n \frac{v}{c} \sin {}^1/_2\,\theta \qquad (161.3)$$

кўринишда ёзиш мумкин, бу ерда $\Delta\omega$ — Мандельштам — Бриллюэн компонентасининг силжиши. Бу формулани Мандельштам билан Бриллюэн бир-бирларидан мустақил равишда топганлар ва шунинг учун у Мандельштам — Бриллюэн формуласи деб аталади.



29.10-расм. Гелий—неонли лазер нурланишининг 632,8 нм ли чизиғи томонидан уй температурасида бензолда уйғотилган сочилиш чизиғи нозик структурасининг интерференцион спектри.

а — уйғотувчи чизиқнинг спектри, *б* — сочилиш чизиғи нозик структурасининг спектри.

Ёруғликнинг югурувчи тўлқиндаги дифракциясини текширишда (161.3) муносабатни келтириб чиқариш мумкин. $\pm v$ тезликлар билан югурувчи тўлқинлардан кўзгусимон қайтган ёруғлик θ бурчак билан белгиланадиган йўналишда келади. Допплер эффектини эътиборга олиб, Мандельштам — Бриллюэннинг (161.3) формуласини топиш мумкин.

Бу формуладан кўринишича, товушнинг ёруғлик сочилишини белгилайдиган Ω частоталари нолдан тортиб ($\theta = 0$ учун) максимал $\Omega = 2n\omega_0 v/c$ қийматига ($\theta = 180°$ учун) қадар диапазонда ётади. Газларда v тезлик 10^4 тартибида, суюқликларда 10^6 тартибида ва кристалларда 10^6 см/с тартибида эканлигини назарда тутиб, максимал частоталар мос равишда $10^{-6}\omega_0$, $10^{-5}\omega_0$ ва $10^{-4}\omega_0$ тартибида бўлишини топамиз. $\lambda = 500$ нм бўлган яшил ёруғлик учун максимал частоталар хар хил моддаларда 10^9 дан 10^{11} $с^{-1}$ гача интервалда ётади.

Ёруғлик частотасининг бундай жуда кичик $\Delta\omega$ ўзгаришларини ажрата олиш кучи жуда катта бўлган спектрал аппаратлардагина, масалан, Фабри—Перо интерферометрида ёки панжарасининг штрихлари жуда кўп бўлган дифракцион спектрографда қайд қилиш мумкин. Рэлей чизиғининг нозик структурали эканлигини биринчи бўлиб тажрибада (1930 й.) Ландсберг, Мандельштам ва Гросс кварц монокристалида, Гросснинг ўзи эса суюқликларда аниқладилар.

Бензолда сочилган ёруғликнинг Фабри — Перо интерферометрида олинган сурати 29.10-расмда кўрсатилган; бунда суюқлик (бензол) гелий-неонли лазернинг $\lambda = 632{,}8$ нм ёруғлиги билан ёритилган.

Мандельштам — Бриллюэн компоненталари орасидаги $2\Delta\omega$ масофани ўлчаш жуда юксак частотали (10^{10} —10^{11} Гц гача бўлган)

товуш тезлигини аниқлашга имкон беради (қ. (161.3)). Бу тезликнинг қийматини унинг акустик ва ультраакустик тажрибаларда аниқланадиган паст частоталардаги қиймати билан солиштириш товуш тезлигининг дисперсиясини тадқиқ этишга имкон беради.

Эластик тўлқинларнинг сўниши Мандельштам — Бриллюэн компоненталарининг кенгайишига сабаб бўлади, бунда компонентанинг ярим кенглиги қуйидагига тенг:

$$\delta\omega_{\text{МБ}} = 2\alpha v, \qquad (161.4)$$

бу ерда α — товуш сўнишининг амплитуда коэффициенти. $\delta\omega_{\text{МБ}}$ кенгликларни ўлчаш юксак частотали товушнинг (гипертовушнинг) сўниш коэффициентини аниқлашга имкон беради.

Мандельштам — Бриллюэннинг иккала компонентасининг интеграл (умумий) интенсивлиги (160.2) даги катта қавс ичидаги биринчи қўшилувчи билан аниқланади.

б. Марказий компонента. Зичликнинг изобарик флуктуациялари туфайли сочилган ёруғликнинг спектри адиабатик флуктуациялар туфайли сочилган ёруғликнинг ҳозиргина кўриб ўтилган спектридан фарқ қилади.

Ҳақиқатан ҳам, энтропия ёки температуранинг флуктуациялари туфайли юзага келган оптик биржинслимасликларнинг вақт ўтиши билан ўзгаришлари (қ. (160.2)) температура ўтказувчанлик тенгламасига бўйсунади, биз текшираётган ҳолда бу тенгламанинг ечими вақтга боғлиқ бўлган экспоненциал муносабат бўлади. Бинобарин, бу ҳолда ёруғлик тўлқинининг амплитудасини модуляция қиладиган функция вақтга экспоненциал равишда боғлиқ бўлади ва сочилган ёруғликда максимуми дастлабки (тушаётган) ёруғликнинг частотасида бўлган спектрал чизиқ — марказий компонента пайдо бўлади, бу чизиқнинг ярим кенглиги $\delta\omega_c = q^2\chi$ бўлади, бундан

$$q = \frac{4\pi n}{\lambda}\sin{}^1\!/_2\,\theta,$$

бу ерда $\chi = \varkappa/c_p\rho$ — температура ўтказувчанлик коэффициенти, $\varkappa$ — иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти.

Зичликнинг изобарик флуктуациялари туфайли сочилган ёруғликнинг умумий (интеграл) интенсивлиги (160.2) да катта қавс ичидаги иккинчи қўшилувчи билан аниқланади.

Концентрациянинг флуктуациялари туфайли юзага келган оптик биржинслимасликларнинг вақт ўтиши билан ўзгариши формал равишда температура ўтказувчанлик тенгламаси билан бир хил бўлган тенгламага бўйсунади, аммо бу тенгламада χ ўрнига D диффузия коэффициенти олинган. Шунинг учун концентрациянинг флуктуациялари туфайли сочилган ёруғликнинг спектрал чизиғи вазияти марказий компонента устига тушади, бироқ кенглиги бошқача бўлади:

$$\delta\omega_{\text{конц.}} = q^2 D,$$

бу ерда D — эритма молекулаларининг ўзаро диффузияси коэффициенти. Одатдаги эритмаларда D коэффициент χ га нисбатан бир неча тартиб кичик бўлгани учун тегишли чизиқ шунча марта энсиз бўлади, чизиқнинг интеграл интенсивлиги изобарик флуктуациялар туфайли пайдо бўлган интенсивликдан (сочилиш бурчаклари бир хил бўлганда) ортиқ бўлади. Бу ҳол эритмага тегишли марказий компонентанинг кенглигини ўлчаб, D коэффициентни топишга имкон беради. $\theta = 90°$ ва $\lambda = 435{,}8$ нм бўлган ҳолда кенгликларни тақрибан аниқлаш суюқликда $\delta\omega$ катталикнинг тартиби қандай бўлишини кўрсатади ($n \approx 1{,}5$, $v = 1{,}5 \cdot 10^5$ см/с):

$$\delta\omega_{МБ} \sim 7 \cdot 10^9\ с^{-1}, \quad \delta\nu_{МБ} \sim 4 \cdot 10^{-2}\ см^{-1}\ (\alpha\Lambda = 0{,}5),$$
$$\delta\omega_c \sim 10^8\ с^{-1}, \quad \delta\nu_c^{\frac{1}{2}} \sim 5 \cdot 10^{-4}\ см^{-1}\ (\chi \sim 10^{-3}\ см^2/с),$$
$$\delta\omega_{конц.} \sim 10^5\ с^{-1}, \quad \delta\nu_{конц.} \sim 5 \cdot 10^7\ см^{-1}\ \ (D \sim 10^{-5}\ см^2/с).$$

в. [Рэлей чизиғининг нозик структурасидаги компонента-лар интенсивликларининг муносабати. Марказий компонентанинг I_c интеграл интенсивлигининг (яъни зичликнинг изобарик флуктуациялари туфайли сочилган ёруғлик интенсивлигининг) Мандельштам—Бриллюэннинг иккала компонентасининг умумий $2I_{МБ}$ интенсивлигига (яъни зичликнинг адиабатик флуктуациялари туфайли сочилган ёруғлик интенсивлигига) нисбатини (160.2) даги катта қавс ичида турган иккинчи қўшилувчини биринчи қўшилувчига бўлиб топиш мумкин:

$$\frac{I_c}{2I_{МБ}} = \frac{\left(\frac{1}{\sigma}\frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\right)_\rho^2}{\left(\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_s^2}\frac{\sigma^2 T}{c_p\rho\beta_s}. \qquad (161.5)$$

Қуйидаги тенгликларни, яъни

$$\gamma = c_p/c_V] = \beta_T/\beta_S = 1 + \frac{T\sigma^2}{\rho c_p \beta_s}$$

эканини эътиборга олиб (бу ерда c_V—ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими) ва $\left(\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_s^2 \approx \left(\frac{1}{\sigma}\frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\right)_\rho^2$ деб фараз қилиб, (160.2) дан] қуйидаги формулани топамиз:

$$\frac{I_c}{2I_{МБ}} = \gamma - 1. \qquad (161.6)$$

Бу формулани биринчи бўлиб Л. Д. Ландау ва Г. Плачек 1934 йилда топган; у Ландау — Плачек формуласи деб аталади. Бу формула тажрибага сифат томондан тўғри келади.

Масалан, сувда $\gamma \approx 1$, сочилган ёруғлик спектрида марказий чизиқ йўқ. Бу ҳолни тушуниш у учун 4°С га яқин температурада сувнинг кенгайиш коэффициенти нолга тенг бўлиб, γ нинг ифо-



29.11-расм. Мандельштам—Бриллюэннинг эритилган кварцда мажбурий сочилишининг спектри.

L — ёқутли лазер уйғотувчи ёруғлигининг чизиғи; S_1 ва S_2 — Мандельштам—Бриллюэн мажбурий сочилишининг биринчи ва иккинчи компоненталари.

дасидаги иккинчи қўшилувчи нолга айланишини эсга олиш керак. Қолган моддаларнинг деярли ҳаммасида $\gamma > 1$ ва марказий компонента аниқ кўриниб туради (қ. 29.10-расм).

Молекуляр сочилган ёруғликнинг спектрларини тадқиқ этиш турли агрегат ҳолатлардаги моддаларнинг ҳар хил ташқи шароитлардаги турли характеристика ва хоссаларини ўрганишнинг қудратли ва универсал воситаси ҳисобланади. Мандельштам — Бриллюэннинг дискрет компоненталарининг вазиятларини ўлчаш қаттиқ жисмдаги турли хил кристаллографик йўналишларда, жумладан, жуда муҳим аҳамиятга эга бўлган фазавий ўтишлар (бир ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтиш) соҳасида эластик доимийларнинг характери манзарасини аниқ тасаввур этишга имкон беради.

Мандельштам — Бриллюэн компоненталарининг ярим кенглигини ўлчаш юксак частотали товушнинг ютилиши тўғрисида маълумот беради, бу ҳол суюқлик ва эритмаларни тадқиқ этишда, уларни бир ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтиш соҳаларида ҳам тадқиқ этишда самарали натижалар беради. Янги спектроскопик техника бу чизиқларнинг ярим кенглигинигина эмас, балки (161.4) формула ва $\delta\omega_{\text{конц.}}$ нинг ифодасидан фойдаланиб эритмаларнинг температура ўтказувчанлик коэффициентини ва ўзаро диффузия коэффициентини топишга, шунингдек уларнинг температура кинетикасини кўриб боришга ва «суюқлик—буғ» нинг критик нуқтасига ва эритмалар қатламланишининг критик нуқтасига яқинлашганда бу катталиклар нолга қандай қонун бўйича интилишини аниқлашга имкон беради.

г. Анизотропия флуктуациялари туфайли сочилган ёруғликнинг спектри. Суюқлик анизотропиясининг вақт ўтиши билан ўзгарадиган флуктуациялари туфайли сочилган ёруғликнинг спектри бирмунча кенгроқ полоса бўлиб, унинг максимуми уйғотувчи (тушаётган) ёруғликнинг частотасига тўғри келади ва ундан икки тарафга 150 $см^{-1}$ га ва ундан ортиқроқ чўзилган (углерод сульфид, бензол, нитробензол ва бошқалар). Бу спектр *Рэлей чизиғининг қаноти* деб аталади, интенсивлик тақсимотининг тавсифлаб ўтилган манзараси уйғотувчи сифа-

тида табиий ёруғлик ёки чизиқли қутбланган ёруғлик ишлатилганда кузатилади.

Табиий ёруғлик билан уйғотишда Рэлей чизиғи қанотидаги қутбсизланиш коэффициенти 6/7 га тенг, электр вектори сочилиш текислигига перпендикуляр бўлган чизиқли қутбланган ёруғлик билан уйғотишда бу коэффициент 3/4 га тенг. Бундай чизиқли қутбланган ёруғлик билан уйғотишда ва электр вектори сочилиш текислигида ётадиган сочилган ёруғлик спектрини кузатишда уйғотувчи ёруғликнинг частотасида «пасайиш» борлиги ва бу пасайиш баъзан максимал интенсивликнинг 30% ига етиши аниқланган (И. Л. Фабелинский ва ҳамкорлари, 1967 й.).

Шундай қилиб, Рэлей чизиғининг қанотида анизотропия флуктуациялари туфайли сочилган ёруғликнинг кўндаланг тўлқинлар томонидан модуляция қилинишига алоқадор нозик структура кўринади. Қовушоқлиги кам суюқликларда бундай тўлқинларнинг тезлиги 100 дан 200 м/с гача боради.

Рэлей чизиғи қанотида интенсивлик тақсимотининг ишлаб чиқилган назарияси (М. А. Леонтович, 1941 й., С. М. Ритов, 1957, 1970 й.) билан ўлчаш натижалари биргаликда анизотропиянинг релаксация вақтларини аниқлашга имкон беради.

Топилган натижалар илмий жиҳатдангина эмас, балки амалий жиҳатдан ҳам аҳамиятга эга, чунки электр майдонида нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисасининг (Керр ҳодисаси, қ. 152- §) бўлиб туриш вақти айни анизотропиянинг релаксация вақти билан аниқланади ва демак, бу вақтлар Керр ячейкаси фотографик затвор сифатида ишлатилган ҳолдаги минимал экспозицияни аниқлайди. Ҳозирги вақтда бундай затвор тез ўтувчи турли хил процессларни тадқиқ этишда ва бошқа соҳаларда кенг қўлланилади.

д. Манделъштам ва Бриллюэн кашф этган мажбурий сочилиш. Ёруғлик сочилишининг юқорида кўриб ўтилган ҳолларида муҳитнинг турли хил сабаблар туфайли юзага келган оптик биржинслимасликларининг ёруғлик тарқалиш характерига кўрсатадиган таъсири ҳисобга олиниб, ёруғликнинг оптик биржинслимасликларга кўрсатадиган таъсири ҳисобга олинмай келди. Уйғотувчи ёруғликнинг интенсивлиги шу қадар оз бўлиб, бу интенсивлик муҳитнинг бир жинслимаслиги характерига сезиларли таъсир кўрсата олмаса, ёруғликнинг муҳитга кўрсатадиган таъсирини эътиборга олмаса бўлади. Бироқ уйғотувчи ёруғликнинг интенсивлиги катта бўлиб муҳитнинг ички ҳаракати характерига сезиларли таъсир қилганда ёруғликнинг оптик биржинслимасликларга кўрсатадиган таъсирини эътиборга олиш керак бўлади. Лазернинг гигант импульсининг жуда интенсив ёруғлиги муҳитга таъсир қилганда (қ. XL боб) чизиқли бўлмаган бир қатор оптик ҳодисалар юз беради. Бундай ҳодисаларнинг бир тури ёруғликнинг мажбурий сочилиши деб аталган.

Бу ерда мажбурий сочилишнинг Мандельштам ва Бриллюэн кашф этган мажбурий сочилиш деган туригина кўриб чиқилади. Бу мажбурий сочилишни босимнинг иссиқлик флуктуациялари туфайли юз берган сочилиш (қ. юқорига) бошлаб беради.

Мандельштам ва Бриллюэн кашф этган мажбурий сочилишнинг физик сабаби шундан иборатки, уйғотувчи ёруғликнинг интенсив тўлқини, сочилган ёруғликнинг дастлаб заиф бўлган тўлқини ва юқорида айтиб ўтилганидек, Мандельштам — Бриллюэннинг дискрет компоненталари пайдо бўлишига сабаб бўлган эластик иссиқлик тўлқинлари бир-бири билан чизиқли бўлмаган тарзда ўзаро таъсирлашади. Чизиқли бўлмаган бундай ўзаро таъсир электрострикция ҳодисаси воситасида амалга оширилади.

Электрострикция ҳодисаси шундан иборатки, электр майдонида диэлектрик ўз ҳажмини ўзгартиради ва шундай қилиб электрострикцион босим пайдо бўлади, уни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$p = \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right) \frac{E^2}{8\pi}, \qquad (161.7)$$

бу ерда $\varepsilon (= n^2)$ — муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги. $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)$ катталик бирга яқин, шунинг учун босим электр майдони кучланганлигининг қиймати билан аниқланади. Лазернинг гигант импульсидаги ёруғлик тўлқини электр векторининг кучланганлиги атомлар ичида бўладиган майдонлар учун характерли бўлган қийматларга эришиши ва у ҳолда электрострикцион босим бир неча юз минг атмосферага етиши XL бобда кўрсатилади.

Мандельштам — Бриллюэннинг мажбурий сочилишининг табиатини сифат томондан тахминий қилиб изоҳлаб бериш учун муҳитда уйғотувчи ёруғлик тўлқинининг $E_0 \cos(\omega t - \boldsymbol{kr})$ майдони (лазернинг гигант импульси) бор деб ҳисоблаймиз; ёруғликнинг сочилиши натижасида Стокс йўлдошининг $E_1 \cos[(\omega - \Omega) t - \boldsymbol{k}_1 \boldsymbol{r}]$ майдонигина бўлади. Бу йўлдошнинг майдони, юқорида кўрсатилганидек, ёруғликнинг Брегг бурчаги остида сочилиши ва сочилган ёруғликнинг Ω частотали иссиқлик тўлқини томонидан модуляцияланиши натижасида пайдо бўлади.

p ни топиш учун (қ. (161.7)) юқорида ёзилган иккала майдон йиғиндисини квадратга кўтариш керак. Бу амалдан ва соддагина тригонометрик алмаштиришлардан сўнг p босим ёруғлик частотасидек юксак частотали ҳадлардан ва товуш частотасидек Ω частотали ҳаднинг йиғиндисидан иборат эканлигини кўрамиз. Частотаси ёруғлик частотасидек бўлган товуш тез ўчади ва тарқала олмайди, шунинг учун буларга тегишли ҳадларни ташлаб юбориб, p ни қуйидагича ифодалаймиз:

$$P = \frac{1}{8\pi} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right) E_0 E_1 \cos(\Omega t - \boldsymbol{qr}). \qquad (161.8)$$

бўлиб, аниғини айтганда, ҳар бир t пайтда молекуланинг z нинг турли қийматларига мос келадиган турли жойларида майдон ҳар хил бўлади. Бироқ молекула ичида z нинг фарқи молекуланинг d ўлчамидан ортиқ бўлмагани учун, биз бундай соддалаштиришлар қилганимиз билан натижаларга кўп ўзгариш киргизмаган бўламиз. Аксинча, қутбланиш текислигининг айланиш проблемасида бундай соддалаштириш ишнинг бутун ҳодисани аниқлайдиган томонини эътиборга олишдан воз кечишни билдиради.

Бу мисол яна бир марта шуни кўрсатадики, масалани ҳар қандай соддалаштириш нисбий характерда бўлиб, қараб чиқилаётган масалага қўлланишга нисбатан яхшилаб ўйлаб кўрилган бўлиши керак: баъзи масалаларда биринчи тақрибий қийматнинг ўзи етарли бўлиб, янада аниқлаштириш муҳимроқ янгилик киритмайди; бошқа масалаларда таъсир этувчи факторларни уларнинг иккинчи тақрибий қийматига ўтиб аниқроқ ҳисобга олиш лозим, чунки масаланинг муҳим томонлари фақат ўша иккинчи тақрибий қиймат ёрдамида аниқланиши мумкин. Бу нуқтаи назардан қараганда қутбланиш текислигининг айланиш проблемаси бизни тўлқин узунлиги молекуланинг ўлчамидан бир неча минг марта ортиқ бўлган кўринадиган ёруғлик билан молекула ўртасида бўладиган ўзаро таъсирда молекулаларнинг ўлчамларини эътиборга олишга мажбур қилиши жиҳатидан катта аҳамиятга эга. Яна шуни қайд қилиш қизиқарлики, масалани тўлиқ ҳал қилиш учун молекула эга бўладиган электр моментинигина эмас, балки ёруғлик тўлқини ҳосил қиладиган магнит моментини ҳам ҳисобга олиш керак; молекуланинг магнит моментини бошқа кўп оптик масалаларда ҳисобга олиш ортиқча ишдир.

Молекула ўлчамларининг роли тўғрисида айтилган фикрларни умумийроқ бўлган бошқа формал тарзда ифодалаш мумкин. Молекулада индукцияланган диполь моменти E майдон кучланганлигининг бир нуқтадаги қиймати билан эмас, балки молекуланинг ўлчамларидек келадиган соҳадаги қийматлари билан аниқланади. Бу хулоса E вектор билан D индукция вектори ўртасидаги муносабатга ҳам тегишли. Демак, молекулалар ўлчамлари чекли бўлганлиги туфайли E билан D ўртасидаги боғланиш нолокал бўлади, яъни D нинг бирор нуқтадаги қиймати E нинг ўша нуқта атрофидаги қийматларига боғлиқ.

D билан E ўртасидаги боғланишнинг нолокал бўлиши фазовий дисперсия эффектлари деб аталган бир қатор ҳодисалар юз беришига сабаб бўлиши 149-§ да баён этилган эди. Қутбланиш текислигининг айланиши бу эффектларнинг энг соддаси ва энг кучлигидир, бу эффектнинг катталиги $d/\lambda \approx 10^{-3}$ нисбат билан аниқланади. Фазовий дисперсиянинг қолган эффектлари анчайин кичикдир, чунки улар $(d/\lambda)^2$ га боғлиқ.

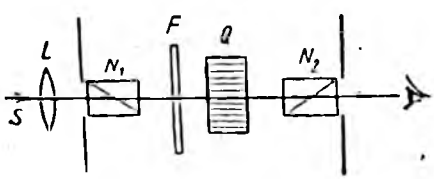
164-§. Кристалларда қутбланиш текислигининг айланиши

Қутбланиш текислигининг айланиш ҳодисасини Араго (1811 й.) кварцда нурнинг иккига ажралиб синишини ўрганишда кашф этган; маълумки, кварцда нурнинг иккига ажралиб синиши жуда сезиларли бўлади. Гарчи ҳозирги вақтда айлантириш қобилияти кварцникидан бир неча марта ортиқ бўлган моддалар (масалан, киноварь) маълум бўлса-да, кварц ҳозирга қадар ҳам бу ҳодисани намойиш қилиб кўрсатишнинг классик объекти бўлиб келмоқда ва айлантириш қобилиятини тадқиқ этишга мўлжалланган кўп асбобларда қўлланилади.

Кварц бир ўқли кристалл бўлгани сабабли ўқи бўйлаб ёруғлик ўтказганда изотроп жисмдек бўлиши керак эди. Бироқ тажриба кварцнинг қуйидаги хусусияти борлигини кўрсатди. S манбадан келаётган параллел ёруғлик дастаси N_1 қутбловчи (поляризатор) ёрдамида қутбланиб ва тахминан монохроматик даста бўлиб (F светофильтр), оптик ўққа перпендикуляр равишда кесиб олинган кварц кристалининг Q пластинкасига тушаётган бўлсин (30.1-расм), бунда ёруғлик кварцнинг *ўқи бўйлаб* тарқалади. Агар анализаторлик қиладиган иккинчи N_2 қутбловчи биринчиси билан айқаштириб қўйилган ($N_2 \perp N_1$) бўлса, барибир ёруғлик бу системадан ўтади. Бироқ N_2 қутбловчини бирор бурчакка айлантириб, яна системадан ёруғлик ўтмайдиган (яъни кузатиш майдони тўлиқ қоронғилашадиган) қилиш мумкин. Бу ҳол эса тавсиф этилган тажрибада кварц орқали ўтиб қутбланган ёруғлик эллиптик равишда қутбланмай, балки чизиқли қутбланганича қолганини билдиради; кварцдан ўтишда қутбланиш текислиги бирор бурчакка *бурилган* холос, бу бурчак кварц бор ҳолда кузатиш майдонини қоронғилатиш учун N_2 анализатор буриладиган бурчак билан ўлчанади. Ёруглик фильтрини алмаштириб, турли тўлқин узунликлар учун қутбланиш текислигининг бурилиш бурчаги турлича бўлишини, яъни *айланма* дисперсия мавжудлигини пайқаш осон.

Фильтрлар билан ўтказилган хомаки ўлчашлар қалинлиги 1 мм бўлган кварц пластинка қутбланиш текислигини қуйидаги бурчакларга буришини кўрсатади:

Қизил ёруғликда	15°
Сариқ »	21°
Яшил »	27°
Кўк »	33°
Бинафша »	51°



30.1-расм. Кристаллда қутбланиш текислигининг айланишини кузатиш схемаси.

N_1, N_2 — қутбловчи призмалар (поляризаторлар); F — светофильтр; Q — кристалл кварцдан оптик ўққа перпендикуляр равишда кесиб олинган пластинка.

Тўлқин узунлигининг тайинли қийматида қутбланиш текислигининг бурилиш бурчаги пластинканинг қалинлигига пропорцио-

нал бўлади. Қаттиқ моддаларнинг айлантириш қобилияти қутбланиш текислигини қалинлиги 1 мм бўлган пластинка бурадиган α бурчак билан характерланади. Шундай қилиб,

$$\varphi = \alpha d, \qquad (164.1)$$

бу ерда φ — бурилиш бурчаги, d — пластинканинг миллиметр ҳисобидаги қалинлиги, α — тўлқин узунлигига, модданинг табиати ва температурага боғлиқ бўлган коэффициент. Сариқ чизиқда (Na буғларининг ёруғлиги, $\lambda = 5893$ Å) кварцнинг α си 21°, 7 га тенг эканлиги аниқ ўлчашлардан топилган. Равшанки, 30.1-расмда кўрсатилган схема кристаллнинг ўқига нисбатан симметрик ва кристаллни ўз ўқи атрофида бурганда бутун манзара ўзгармай қолади. Тажрибанинг кўрсатишича, ёруғлик тарқалишининг йўналиши ўзгарганда айланиш йўналиши (ишораси) ўзгаради. Шунинг учун кристаллдан ўтиб қутбланган ёруғлик кўзгудан қайтиб, яна ўша кристалл орқали ўтса, у ҳолда қутбланиш текислигининг йўналиши ўз ҳолига қайтади.

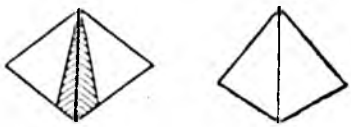
Шунинг учун айланиш йўналиши ёруғлик дастасига *қариш* қараб турган кузатувчи учун аниқланади.

Кварцда айлантириш йўналишини кузатишдан икки хил кварц борлиги аниқланган: биринчиси — *ўнгга айлантирувчи*, яъни мусбат кварц, бу кварц қутбланиш текислигини ўнг томонга (соат стрелкаси бўйича) буради; иккинчиси — *чапга айлантирувчи*, яъни манфий кварц, бу кварц қутбланиш текислигини соат стрелкасига тескари буради. Иккала ҳолда буриш катталиги бир хил ($\alpha_+ = \alpha_-$). Бошқа кристаллар ҳам шундай бўлса керак: уларнинг ҳаммаси $\alpha_+ = \alpha_-$ шартни қаноатлантирадиган икки хил бўлади, бироқ баъзи кристалларнинг иккала хили топилган эмас.

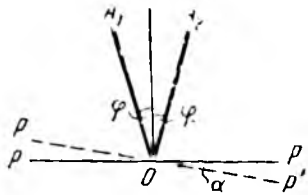
Ёруғлик кристаллнинг ўқи бўйлаб эмас, балки ўққа қия йўналган ҳолда ҳам қутбланиш текислигининг бурилиш ҳодисаси юз беради, албатта. Бироқ уни бу шароитда ўрганиш анча қийинроқ, чунки бу ҳодисани нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисаси маскировка қилиб қўяди. Бу ҳодисани икки ўқли кристалларда кузатиш янада қийин, чунки ҳар бир ўқ бўйлаб айланиш ҳар хил бўлиши мумкин. Ниҳоят, куб системали баъзи кристаллар маълум бўлиб, уларда нурнинг иккига ажралиб синиш ҳодисаси юз бермайди, бироқ улар қутбланиш текислигини айлантира олади (натрий гипохлорид $NaClO_3$ ва натрий гипобромид $NaBrO_3$); бу ҳолда қутбланиш текислигининг айланиш катталиги кристаллнинг жойлашиш вазиятига (ориентациясига) боғлиқ бўлмайди.

165-§. Айлантириш қобилиятини топиш методларини аниқлаштириш

164-§ да баён этилган тажрибаларда қутбланиш текислигининг бурилиш бурчаги N_2 анализаторнинг актив модда бор бўлган ва бўлмаган ҳолда кузатиш майдонини қоронғилатадиган икки вазияти орқали аниқланди. Бу қурилма анча қўпол бўлиб, унинг ўрнига



30.2- расм. Ярим сояли энг содда анализаторнинг тузилиши.



30.3- расм. Ярим сояли анализаторнинг ишлаш принципи.

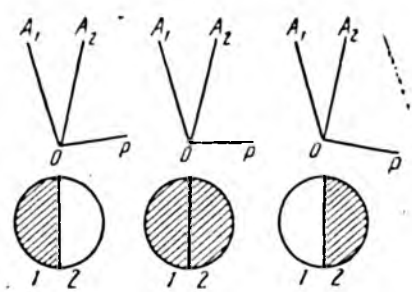
кўпинча аниқроқ натижа берадиган қурилма ишлатилади. Анча аниқ ўлчашга имкон берадиган ярим сояли қурилмалар кенг қўлланилади. Бундай асбоб қутбловчидан ва ярим сояли анализатордан иборат бўлиб, бу анализаторнинг икки ярмидаги тебранишларнинг йўналишлари ўзаро жуда кичик 2φ бурчак ҳосил қилади. Ярим сояли энг содда анализатор ясаш учун одатдаги қутбловчи призмани бош текислиги бўйлаб кесилади, ҳар бир ярмида бурчаги $2°30'$ га яқин бўлган понасимон қатлам тарашлаб олиб ташланиб, кейин иккала ярми қайтадан елимлаб ёпиштирилади (30.2-расм). Бундай призманинг кўндаланг кесими дастлабки тўғри ромб шаклида бўлиш ўрнига бузилган ромб шаклида бўлади.

Агар қутбловчидан чиқаётган ёруғликнинг PP тебраниш текислиги анализаторнинг A_1 ва A_2 бош йўналишлари орасидаги бурчакнинг биссектрисасига перпендикуляр бўлса, у ҳолда анализаторнинг иккала ярми бир хил ёритилган бўлади: $I_1 = I_2 = I_0 \sin^2 \varphi$, бу ерда I_0 — қутбловчидан чиқаётган ёруғликнинг интенсивлиги, I_1 ва I_2 — мос равишда анализаторнинг яримлари ўтказиб юбораётган ёруғликнинг интенсивликлари (30.3- расм). Агар PP текислик жуда кичик α бурчакка бурилиб, $P'P'$ вазиятни эгалласа, у ҳолда $I_1 = I_0 \sin^2(\varphi + \alpha)$ ва $I_2 = I_0 \sin^2(\varphi - \alpha)$ бўлади. φ бурчакнинг қиймати кичик бўлганда кичик α бурчакка бурилиш оқибатида иккала майдон (яъни анализаторнинг иккала ярми) ёритилганлиги тенг бўлмай қолиши аниқ кўринади. (30.4- расм).

Агар асбобни анализаторнинг иккала ярми тенг ёритиладиган қилиб созлагандан сўнг поляризатор билан анализатор орасига тадқиқ этиладиган модда қўйсак, у ҳолда кўриш майдонининг иккала ярми бир хил ёритилган бўлмай қолади. Ёритилганликлар тенглигини тиклаш учун анализаторни α бурчакка буриш керак, худди мана шу бурчак тадқиқ этилаётган моддада қутбланиш текислигининг бурилиш бурчагига тенг бўлади.

Айланма дисперсия монохроматик ёруғликда (масалан, симоб лампасининг чизиқларида) ўлчаниши керак. Қўполроқ ўлчашларда рангли фильтрлардан фойдаланиш кифоя қилади. Оқ ёруғлик билан

ишлаганда махсус ёруғлик фильтрларидан фойдаланмасликка имкон берадиган ажойиб мослама ўйлаб топилди (*бикварц*, қ. 214-машқ). Бикварцда ишлаганда асбоб майдоннинг иккала ярмининг ранглари бир хил бўладиган қилиб созланади. Бироқ тажриба ёритилганликлар тенглигини аниқлаш рангларнинг бир хиллигини аниқлашдан кўра ишончлироқ бўлишини кўрсатди. Шунинг учун ҳозирги вақтда амалий қурилмаларда бикварц эмас, фақат ярим сояли анализаторлар ишлатилади. Замонавий яхши асбобларда қутбланиш текислигининг $0^{\circ},01$ қадар бурилишини ўлчаш мумкин.



30.4-расм. Қутбланиш текислигининг ҳар хил вазиятларида ярим сояли анализаторнинг кўриш майдони.

166-§. Аморф моддаларда қутбланиш текислигининг айланиши

Сезгир тадқиқот усулларининг қўлланилиши шу нарсани кўрсатдики, қутбланиш текислигининг бурилиш ҳодисаси кенг тарқалган ҳодиса бўлиб, кристалл тузилишга эга бўлмаган кўп жисмларда ҳам бирмунча кузатилади. Булар жумласига тоза суюқликлар (масалан, скипидар) ва кўп моддаларнинг актив бўлмаган эритувчилардаги эритмалари (масалан, қанднинг сувдаги эритмалари) киради. Ҳозирги вақтда айлантириш қобилияти салгина сезиладигандан тортиб жуда зўр бўлганларигача (масалан, қалинлиги 10 см бўлган никотин қатлами сариқ нурнинг қутбланиш текислигини 164° га буради) бўлган мингларча хилма-хил актив моддалар маълум. Тартрат кислота тузлари мисолида биринчи бўлиб Пастер топган (1848 й.) жуда муҳим факт актив моддаларнинг икки хил (ўнгга айлантирувчи ва чапга айлантирувчи) бўлишидир. Ҳозирги вақтда кўпчилик актив моддаларнинг иккала хили маълум, *ҳамма* актив моддалар мана шундай икки хил бўлади, деб ўйлашга ҳамма асослар бор; модданинг иккала хилининг айлантириш қобилиятининг сон қийматлари бир хил бўлиб, фақат ишораси билан фарқ қилади.

Био эритмалар устида ўтказган тажрибаларидан қуйидаги миқдорий қонунларни топди (1831 й.): қутбланиш текислигининг φ бурилиш бурчаги эритма қатламининг d қалинлигига ва актив модданинг c концентрациясига тўғри пропорционалдир:

$$\varphi = [\alpha]\, dc. \qquad (166.1)$$

$[\alpha]$ пропорционаллик коэффициенти*, кристалларнинг α коэффициентига ўхшаб, модданинг табиатини характерлайди; бу коэффициент *айлантириш доимийси* деб аталади. Айлантириш доимийси тўлқин узунлигига ва температурага боғлиқ: бошқа эритувчи олганда $[\alpha]$ коэффициент ўзгаради, ўзгарганда ҳам жуда мураккаб тарзда ўзгаради.

Умуман айтганда, айлантириш доимийси температурага кўп боғлиқ эмас. Кўп моддаларда температура бир градус кўтарилганда айлантириш доимийси ўз катталигининг мингдан бир улуши қадар камаяди. Аҳён-аҳёнда температура кўтарилганда айлантириш доимийси ҳам ортади.

Худди шунингдек, тўлқин узунлигининг айлантириш қобилиятига (айланма дисперсия) кўрсатадиган таъсири ҳам умумий тарзда характерланган бўлиши мумкин ва ҳар бир ҳол учун алоҳида ўрганилиши керак. Айлантириш қобилияти тўлқин узунлигининг квадратига тахминан тескари пропорционал, яъни

$$[\alpha] \sim 1/\lambda^2$$

эканлигини Био топган. Бу қоида муносабатни тўғри акс эттирмайди, шунинг учун уни тахминий ҳисобда ишлатиш мумкин. Умуман айтганда, λ ортганда $[\alpha]$ камаяди, бироқ айлантириш дисперсияси аномал бўлган моддалар ҳам бор. Экспериментал тадқиқот ва назарий изланишларнинг (Друде) кўрсатишича, аномалия соҳалари хусусий тебраниш соҳаларига (ютилиш полосаларига) мос келади ва бунга қараб бу ҳодиса билан синдириш кўрсаткичининг дисперсияси орасидаги муносабат аниқланади.

Друденинг тажрибада тасдиқланган формуласи қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$[\alpha] = \frac{A}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \quad \text{ёки} \quad [\alpha] = \sum \frac{A_i}{\lambda^2 - \lambda_i^2}, \qquad (166.2)$$

бу ерда λ_i — модданинг ютилиш полосаларининг тўлқин узунликлари, $i = 1, 2, 3, \ldots$

Био қонунлари эриган жисмларнинг қутбланиш текислигини айлантириши молекуляр хосса эканлигини кўрсатди, шунинг учун айланиш катталиги ёруғлик нурининг йўлида учраган молекулалар сонига пропорционал (қатламнинг узунлиги ва концентрацияга пропорционал) равишда ортади; шунинг учун айни ўша молекулалардан ташкил топган аморф жисмларда ҳам (масалан, обакидандонда), тегишли суюқликларнинг буғларида ҳам (масалан, скипидар ёки камфаранинг буғларида) қутбланиш текислиги айланади. Тажриба айлантириш доимийси модданинг агрегат ҳолатига боғлиқ эмас эканлигини кўрсатади. Масалан, суюқ камфарада (204° С да)

* Кристалларнинг α айлантириш доимийсидан фарқ қилиш учун эритмаларга тегишли бу коэффициент $[\alpha]$ билан белгиланади.

айлантириш доимийси $[\alpha] = 70°,33$ экани, буғ ҳолатидаги камфарада (220° С да) $\alpha = 70°,31$ экани топилган.

Модданинг солиштирма айлантириш қобилиятига эритувчи кўрсатадиган таъсирни молекулаларнинг хоссаларини бирмунча ўзгартирадиган иккиламчи таъсир деб қараш керак. Бироқ айлантириш қобилияти кўп кристалларни ҳам характерлаши бизга маълум; шу билан бирга, баъзи ҳолларда айлантириш қобилияти айни кристалл структурага боғлиқ бўлиб, молекулаларнинг ўзининг хоссаси эмас. Масалан, эритилган (аморф ҳолдаги) кварц қутбланиш текислигини айлантирмаса ҳам, кристалл ҳолидаги кварц энг актив моддалар қаторига киради.

Аморф ҳолатида (эритилган ёки суюқлантирилган) актив бўлган ҳамма моддалар кристалл шаклида ҳам актив бўлиши, лекин уларнинг кристалл ҳолатга тегишли айлантириш доимийси аморф ҳолатга тегишли айлантириш доимийсининг қийматидан кўп фарқ қилиши мумкинлиги ҳозирги вақтда тўлиқ аниқланган. Аморф ҳолатида актив бўлмай, кристалл ҳолатида қутбланиш текислигини айлантирадиган қатор моддалар бор. Шундай қилиб, оптик жиҳатдан активлик молекуланинг тузилишига ҳам, молекулаларнинг кристалл панжарада жойлашишига ҳам боғлиқ экан. Ҳақиқатан ҳам, тегишли кристалларни (кварц, натрий гипохлорит) Рентген нурлари воситасида текшириш уларнинг оптик активлигини талқин этишга имкон берадиган структура хусусиятларини кўрсатади.

167- §. Сахариметрия.

$[\alpha]$ нинг маълум бир эритувчи, тўлқин узунлиги ва температурага оид қийматини топиб, эритилган актив модданинг концентрациясини аниқлашда (166.1) формуладан фойдаланиш мумкин. $[\alpha]$ градус ҳисобида, d дециметр ва c — г/см³ ҳисобида ифодаланади, у ҳолда $[\alpha]$ доимий *солиштирма айлантириш* дейилади. Масалан, қамишдан олинган шакарнинг сувдаги эритмаларидан $t = 20°C$ да сариқ нур (натрий буғларининг чизиғи, $\lambda = 589,3$ нм) ўтказилганда $[\alpha] = 66°$, 46 бўлган.

Актив моддаларнинг концентрациясини ўлчашнинг бу методи ишончли ва тезкор бўлгани учун у камфара, кокаин, никотин ва айниқса шакарли моддалар (жумладан, қанд ишлаб чиқариш саноатида) ишлаб чиқаришда миқдорларни аниқлашда қўлланиладиган асосий метод бўлиб қолди. Маълум халқаро кўрсатмаларга мувофиқ бажариладиган ўлчаш ишлари умум томонидан эътироф этилган расмий контроль усуллари ҳисобланади. Шунинг учун бундай ўлчаш ишларига мўлжалланган асбоблар юксак даражада такомиллаштирилган; бу асбоблар *поляриметрлар* ёки *сахариметрлар* деб аталади.

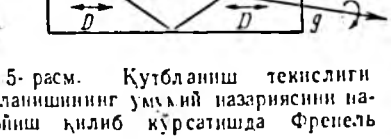
168- §. Қутбланиш текислиги айланишининг назарияси

а. Умумий маълумот. Қутбланиш текислигининг айланиш ҳодисаси нурни иккига ажратиб синдиришнинг махсус типи эканлигини Френель (1817 й.) топган. Френелнинг мулоҳазаларига актив моддаларда ўнг доира бўйича ва чап доира бўйича қутбланган нурларнинг тарқалиш тезлиги ҳар хил бўлади, деган гипотеза асос қилиб олинган. Бунда ўнақай моддаларда (яъни ўнгга айлантирувчи моддаларда) ўнг доира бўйича қутбланган тўлқинларнинг тезлиги катта бўлади, чапақай моддаларда чап доира бўйича қутбланган тўлқинларнинг тезлиги катта бўлади. d (droit — ўнг) ва g (gauche — чап) индекслардан фойдаланиб, Френель фаразларини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

Ўнақай моддалар (D)	Чапақай моддалар (G)
$v_d > v_g$, $n_d < n_g$	$v_d < v_g$, $n_d > n_g$,

бу ерда v — доиравий қутбланган ёруғликнинг тезликлари, n — тегишли синиш кўрсаткичлари.

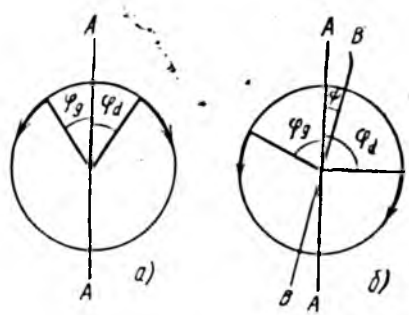
Френель ўзининг фаразларини ўнг ва чап доиравий қутбланган ёруғлик тарқалиш тезлигининг фарқини тадқиқ этиш учун мўлжалланган махсус тажрибада текшириб кўрди. Френель уч призмадан иборат мураккаб призма (30.5-расм) ясади: уларнинг иккитаси ўнг томонга айлантирувчи (D) кварц бўлиб, учинчиси чап томонга айлантирувчи (G) кварц эди (ўқлар чизмада стрелкалар бўйлаб йўналган). Агар ўнг томонга айлантирувчи кварцда $n_g > n_d$ бўлиб, чап томонга айлантирувчи кварцда $n_g < n_d$ бўлса, у ҳолда чизиқли қутбланган ёруғлик дастаси бундай призмадан ўтганда расмда кўрсатилганидек бўлиб иккига ажралади (17.8-в расмда кўрсатилган призманинг ишлашига солиштиринг). Натижада призмадан икки ёруғлик дастаси чиқади: булардан бири ўнг доира бўйича, иккинчиси эса чап доира бўйича қутбланган (30.5-расмда ажралиш бурчаги яққол бўлиши учун жуда катта қилиб кўрсатилган). Тажриба Френелнинг фаразларини тўлиқ тасдиқлади.



30.5- расм. Қутбланиш текислиги айланишининг умумий назариясини намойиш қилиб кўрсатишда Френель призмасини ишлатиш.

Доиравий қутбланган ёругликни актив моддаларнинг иккига ажратиб синдириши (буни Френель исбот қилган) қутбланиш текислигининг айланиш ҳодисасини изоҳлаб беришини кўрсатиш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, чизиқли қутбланган ёруғликни ўнг доира бўйича ва чап доира бўйича қутбланган икки доиравий қутбланган тўлқинлар тўплами деб тасаввур этиш мумкин, бунда тўлқинларнинг давр ва амплитудалари бир хил бўлади. Қутбланиш текислигини айлантирувчи моддага кириш жойида ўнг ва чап доира

бўйича қутбланган ёруғлик тўплами -тебранишлари AA текислик бўйича бўладиган чизиқли қутбланган ёруғликка (30.6- а расм) эквивалент бўлсин, яъни ўнг ва чап тўлқинларнинг айланувчи электр векторлари AA текисликка нисбатан симметрик бўлсин. Муҳитнинг ихтиёрий бир нуқтасида бу векторларнинг бир-бирига нисбатан жойлашиши қандай бўлишини кўриб чиқамиз (қ. 30.6-б расм). Аниқлик учун $v_d > v_g$ бўлсин, деб фараз қиламиз.



30.6- расм. Қутбланиш текислиги айланишининг умумий назарияснга доир.

Чап тўлқин кичик тезлик билан тарқалгани учун муҳит ичидаги бирор нуқтага етгунча у ўнг тўлқинга нисбатан фазаси бўйича бирмунча орқада қолади. Текширилаётган нуқтада ўнг тўлқиннинг электр вектори ўнг томонга *кўпроқ* бурчакка бурилиб, чап тўлқиннинг электр вектори чап томонга бундан камроқ бурчакка бурилади; демак, бу иккала вектор симметрик жойлашган текислик AA текисликка нисбатан ўнг томонга бурилган BB текислик бўлади. Шундай қилиб, натижаловчи ясси тебраниш BB бўйича йўналади, яъни ёруғликнинг қутбланиш текислиги ўнг томонга ψ бурчакка бурилади, оқибатда

$$\varphi_d - \psi = \varphi_g + \psi \text{ ёки } \qquad \psi = 1/2\ (\varphi_d - \varphi_g)$$

бўлиб қолди.

Бу масалани аналитик равишда ечиш учун ёруғлик векторининг бурилиш бурчагини t вақт ҳамда ўнг ва чап нурларнинг кириш z чуқурлиги орқали ифодалаймиз:

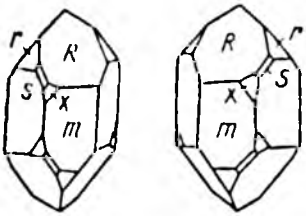
$$\varphi_d = \omega\,(t - z/v_d),\ \varphi_g = \omega\,(t - z/v_g),$$

бу ерда $v_d = c/n_d$ ва $v_g = c/n_g$ — доиравий қутбланган ўнг ва чап нурлар тарқалишининг фазавий тезликлари, n_d ва n_g — тегишли нурларнинг синиш кўрсаткичлари. Бу ифодалардан қутбланиш текислигининг ψ бурилиш бурчаги (қ. 30.6- б расм) $z = l$ чуқурликда қуйидагига тенг бўлиши кўринади:

$$\psi = \frac{\varphi_d - \varphi_g}{2} = \frac{\omega l}{2c}(n_g - n_d) = \frac{\pi l}{\lambda_0}(n_g - n_d), \qquad (168.1)$$

чунки

$$\omega/c = 2\pi/Tc = 2\pi/\lambda_0,$$



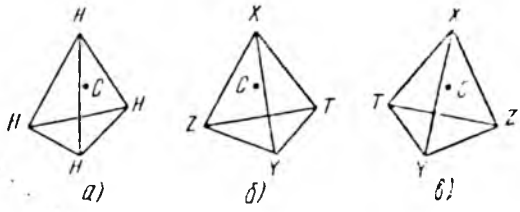
30.7-расм. Ўнақай ва чапақай кварц кристаллари.

бу ерда λ_0 — вакуумдаги тўлқин узунлиги. (168.1) формуладан кўринишича, $n_g > n_d$ бўлган моддаларда қутбланиш текислиги ўнг томонга бурилади ($\varphi_d > \varphi_g$), $n_g < n_d$ бўлган моддаларда қутбланиш текислиги чап томонга бурилади ($\varphi_d < \varphi_g$), булар Френель маълумотларига тўғри келади.

б. Қутбланиш текислиги айланишининг молекуляр назарияси тўғрисида тушунча. Френелнинг мулоҳазалари қутбланиш текислигининг айланишидек ўзига хос масалани синдириш кўрсаткичининг ёруғлик қутбланиши характерига боғланиши тўғрисидаги умумийроқ проблемага келтиришга имкон берди. Шундай қилиб, қутбланиш текислиги айланишининг молекуляр назарияси масаласи актив жисмларда ўнг ва чап нурларнинг тарқалиш тезлиги нима сабабдан фарқ қилишини аниқлашга келтирилди. Актив жисмларнинг ўнақай ва чапақай хили мавжудлиги фактига асосланиб Пастер молекуляр тасаввурлар соҳасида актив жисмлар дисимметрик бўлиши керак деган, фикрга келди: актив модданинг икки хили шундай тузилганки, улардан бири иккинчисининг кўзгу тасвири бўлиб, уни ҳеч қандай кўчириш билан иккинчисига устма-уст тушириб бўлмайди. Актив кристалларда бу хусусиятни пайқаш учун уларнинг шаклини бевосита ўрганиш мумкин. (қ. масалан, 30.7-расмда тасвирланган ўнг ва чап кварц* кристаллари). Бундай кўзгусимон симметрияли кристалл шакллар *энантиоморф* шакллар деб аталади.

Актив суюқликларда икки хил ишорали активликнинг мавжудлигига молекулаларнинг дисимметрик тузилиши сабаб бўлиши керак. Асимметрик молекулалар тўғрисидаги тасаввурлар органик химияда кенг қўлланиладиган бўлиб, молекулаларда атомларнинг фазовий тақсимоти тўғрисидаги таълимотга, яъни стереохимияга асос қилиб олинган. Органик молекулаларнинг асимметрияси углерод атомининг тўрт атомга ёки атом группаларига (радикалларга) қўшилиб бирикма ҳосил қилиши туфайли бўлади деб ҳисобланади; ҳосил бўлган молекулада бу группалар тўрт ёқли пирамиданинг учларида туриб, унинг марказида углерод атоми туради. Энг содда молекулаларда, масалан, CH_4 метанда (30.8-а расм) ёки CCl_4 углерод хлоридда бу пирамида мунтазам (тетраэдр) бўлиши керак. Агар тўрт учи *турли* X, Y, Z, T радикаллар билан банд бўлса, молекула дисимметрия характерига эга бўлади; бу ҳолда

* «Пастернинг бу қоидасидан» истисно бўлган баъзи ҳоллар ҳам бор; буларда актив кристаллар ташқи шаклининг дисимметрияси билан эмас, балки уларнинг таркибидаги молекулаларнинг дисимметрияси билангина характерланади.



30.8-расм. *C* (*XYZI*) типидаги симметрик ва дисимметрик молекулалар.

а — метаннинг симметрик молекулалари; *б* ва *в* — *C* (*XYZI*) типидаги молекуланинг кўзгусимон хиллари.

бири иккинчисининг кўзгу тасвири бўлган икки хил молекула бўлади (қ. 30.8-б ва *в* расм).

Қанд молекуласида ва бошқа бир қатор органик бирикмаларнинг молекулаларида битта эмас, балки бир неча асимметрик углерод атомлари бўлади; бирор асимметрик атомлар атрофидаги ҳар хил группалар молекулаларнинг молекуляр таркиби бир хил, лекин тузилиши ҳар хил бўлган хиллари пайдо бўлишига сабаб бўлади. Масалан, қанднинг саккиз жуфт (ўнг ва чап) оптик изомер ҳосил қиладиган 16 хил шакли бўлиши мумкин, булар ҳақиқатда тажрибада топилган. Юқорида айтиб ўтилганидек, оптик жиҳатдан актив молекулаларнинг кўпчилигида углероднинг асимметрик атоми бўлади.

Ҳозирги вақтда ўз молекулаларида бошқа асимметрик атомларга (кремний, фосфор, бор ва бошқа атомларга) эга бўлган актив бирикмалар ҳам маълум.

Оптик активликни молекуляр нуқтаи назардан талқин этишнинг дастлабки уринишлари аслида формал характерда бўлиб, қуйидаги фаразга келтирилар эди; бу фаразга кўра, асимметрик молекуладаги боғланишлар ёруғлик тўлқинининг таъсири остида силжитиладиган электронларга винтсимон траекториялар бўйлаб ҳаракат қилишга шароит яратиб беради. Борн (1915 й.) молекуланинг умуман молекуляр анизотропия ҳодисаларини талқин этишга ярайдиган умумийроқ моделига асосланиб асимметрик молекулалар, яъни на симметрия марказига ва на симметрия текислигига эга бўлмаган молекулалар ёруғликнинг қутбланиш текислигини айлантиришини изоҳлаб бериш мумкин эканлигини кўрсатди. Биз бу бобнинг бошида эслатиб ўтганимиздек, бу ҳолда ёруғлик тўлқини билан молекула ўртасидаги ўзаро таъсир тўғрисидаги масалани ҳал қилишда d/λ нисбатга боғлиқ бўлган эффектларни эътиборга олмаслик мумкин эмас экан, бу нисбатдаги d — молекуланинг ўлчами, λ — тўлқин узунлиги. В. Р. Бурсиан ва А. В. Тимо

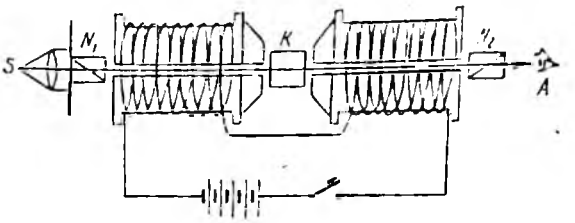
рева асимметрик молекулада ёруғлик тўлқинининг майдонидан ҳосил бўлган электр моментинигина эмас, балки магнит моментини ҳам эътиборга олиш керак эканлигини кўрсатиб, бу назарияни анча тўлдирдилар.

Қутбланиш текислигининг айланиши тўғрисидаги масала тўлқин билан молекула ўртасидаги ўзаро таъсир шароитларини нима сабабдан бунчалик батафсил ҳисобга олишни талаб қилишини Френелнинг (168.1) формуласидан кўриш мумкин. Қутбланиш текислигининг айланиш ҳодисаси синдириш кўрсаткичларининг фарқларига боғлиқ бўлган бошқа ҳодисаларга қараганда анча нозик тадқиқот методидир. Ҳақиқатда энг нозик интерференцион методларгина синдириш кўрсаткичининг миллиондан бир улуши (10^{-6}) тартибидаги фарқини аниқлашга имкон беради. Аммо n_g билан n_d орасидаги миллиондан бир улушларча фарқ қутбланиш текислигининг осон кузатиладиган айланишига сабаб бўлади. Ҳақиқатан ҳам, қалинлиги $l = 25$ см бўлган қатламдан $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см тўлқин ўтганда (168.1) дан $\psi = 90°$ эканини топамиз. 165-§ да эслатиб ўтилганидек, замонавий тадқиқот усуллари қутбланиш текислигининг ҳатто 0°, 01 бурилишини аниқлашга, яъни n_g билан n_d орасидаги тахминан 10 000 марта кичик фарқни (нолдан кейинги ўнинчи ўнли каср хонасидаги фарқни) пайқашга имкон беради.

169-§. Қутбланиш текислигининг магнит майдони таъсирида айланиши

1846 йилда Фарадей оптик жиҳатдан актив бўлмаган моддаларда қутбланиш текислигининг магнит майдони таъсирида айланишини аниқлади. Унинг бу кашфиётининг физика тарихидаги аҳамияти бениҳоя катта. Бу ҳодиса оптик ва электромагнитик процесслар орасидаги боғланиш кўринган биринчи ҳодиса эди. Фарадей ўз кашфиётининг аҳамиятини характерлаб келиб: «Мен ёруғлик нурини магнитлай ва электрлай олдим, магнит куч чизиғини ёрита олдим»,— деган. Аммо бу ибора англашилмовчиликка сабаб бўлмаслиги керак: кузатилаётган ҳодиса магнит майдони билан ёруғлик тўлқини майдонининг бевосита ўзаро таъсирининг натижаси эмас, магнит майдони ўша майдонга қўйилган моддага қутбланиш текислигини айлантирадиган қобилият бериб, шу модданинг хоссаларинигина ўзгартиради.

Фарадей ҳодисасини бундай қилиб амалга ошириш мумкин (30.9-расм). Электромагнитнинг қутблари орасига тадқиқ этиладиган *К* жисм, масалан, бир парча шиша қўямиз. Чизиқли қутбланган ёруғлик бу жисм орқали шундай ўтказиладики, бунда ёруғликнинг йўналиши билан магнит майдонининг йўналиши бир хил бўлади, бунинг учун электромагнитнинг ўзаги пармалаб тешилади. Магнит майдони бўлмаган ҳолда поляризацион системани қоронғиликка создаб магнит майдони уланганда қутбланиш текислигининг бури-



30.9-расм. Қутбланиш текислигининг магнит майдони таъсири остида айланишини кузатиш схемаси.

лишини кўриш мумкин, бу бурилиш одатдаги усуллар билан кузатилади ва ўлчанади.

Бу ҳодисанинг миқдорий қонунларини Фарадей топган бўлиб, уни бир катор жисмларда Верде тўлиқроқ текширган: қутбланиш текислигининг φ бурилиш бурчаги ёруғликнинг моддадаги йўлининг l узунлигига ва магнит майдонининг H кучланганлигига пропорционалдир:

$$\varphi = \rho l H, \qquad (169.1)$$

бу ерда ρ — моддага характерли бўлган доимий бўлиб, *Верде доимийси* деб аталади.

ρ нинг қийматлари унча катта эмас. Углерод сульфид CS_2 ва баъзи нав шишаларда ρ нинг қиймати қисман катта бўлади; агар l сантиметр ҳисобида, H эрстед ҳисобида ифодаланган бўлса, CS_2 да натрийнинг сариқ D-чизиғи учун $\rho = 0',042$, оғир флинтда $\rho = 0',06 - 0',09$ бўлади. Кўп жисмларда ρ янада кичик: 0′,01 дан 0′,02 гача оралиқдаги қийматларни олади. Газларнинг буриш қобилияти янада паст.

Магнит майдони таъсирида ҳамма жисмлар қутбланиш текислигини жуда оз даражада бўлса-да айлантиради, деган фикрга шубҳаланишга асос йўқ. Ферромагнит металларнинг (Fe, Ni, Co) жуда юпқа шаффоф қатламларида қутбланиш текислиги ниҳоятда кўп бурилгани кузатилган. Магнит майдони 10 000 Э бўлган ҳолда қалинлиги 0,1 мкм бўлган темир қатлами 2° га буради. Агар Верде қонунини татбиқ этиш мумкин бўлса, у ҳолда бу маълумотлардан темирнинг ρ доимийси 20° га тенг бўлиб чиқар эди. Бироқ ҳақиқатда эса ферромагнит материалларда қутбланиш текислигининг айланиши майдоннинг кучланганлигига эмас, балки магнитланганликка пропорционал равишда ўзгаради.

Айлантириш йўналиши магнит майдони *бўйлаб* қараб турган кузатувчига нисбатан шартли равишда ҳисоб қилинади. Роят кўп

моддаларда қутбланиш текислиги *ўнг томонга*, яъни электромагнитнинг ўрамлари ўралган томонга айланади. Бундай моддалар *мусбат* моддалар деб аталади. Бироқ тескари томонга айлантирувчи моддалар ҳам бўлади, улар *манфий* моддалар деб аталади. Ҳамма манфий моддалар парамагнит атомларга эга бўлади. Бироқ кўпчилик парамагнит жисмлар ва ҳамма диамагнит жисмлар қутбланиш текислигини мусбат йўналишда (ўнг томонга) айлантиради.



30.10-расм. Қутбланиш текислигини магнит майдонида айлантирувчи моддада ёруғлик йўлини узайтириш.

Ҳар бир жисмнинг айлантириш йўналиши магнит майдонининг йўналишига боғлиқ бўлиб, *ёруғликнинг тарқалиш йўналишига боғлиқ бўлмайди.* Қутбланиш текислигининг табиий айланишида эса бизнинг ёруғлик дастаси бўйлаб ёки унга қарши қарашимизга боғлиқ равишда айлантириш йўналиши ҳар хил бўлар эди. Табиий айлантиришда ҳодисани юзага келтирадиган асосий сабаб ёруғлик тўлқини майдонининг таъсири эди; шунинг учун манзаранинг симметрияси унинг E ва H векторларининг жойлашишига, яъни ёруғлик йўналишига боғлиқ. Қутбланиш текислиги магнит майдони таъсирида айланганда асосий сабаб ташқи магнит майдонининг таъсири бўлади, шунинг учун айлантириш йўналиши ташқи магнит майдонининг йўналиши билан аниқланиб, ёруғликнинг йўналишига боғлиқ бўлмайди.

Қутбланиш текислигини айлантириш йўналишининг ёруғлик йўналишига боғлиқ эмас эканлиги Фарадейга эффектни кучайтирадиган ўткир йўл ишлатишга имкон яратиб берди. Магнитнинг қутблари орасидаги масофанинг тайинли қийматида ёруғликнинг моддадаги йўлининг d узунлигини орттириш учун ёруғлик кўп марта қайтарилади (30.10-расм), бунинг учун намунанинг ички юзларига (ёруғлик кирадиган ва чиқадиган жойларидан ташқари) кумуш ялатилади.

Қутбланиш текислигининг магнит майдони таъсирида айлантирилиши, табиий ҳолдаги айлантирилиш каби, тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиб, температурага қараб бирмунча ўзгаради. Верде доимийсининг тўлқин узунлигига боғланишини (дисперсия) тахминан Био қонунига ўхшаган қонун билан аниқлаш мумкин:

$$\rho = A/\lambda^2 + B/\lambda^4. \qquad (169.2)$$

Фарадей ҳодисаси Зееман эффектига бевосита боғлиқдир. Шунинг учун биз унинг назарий талқинини келгуси бобгача қолдириб турамиз.

XXXI боб

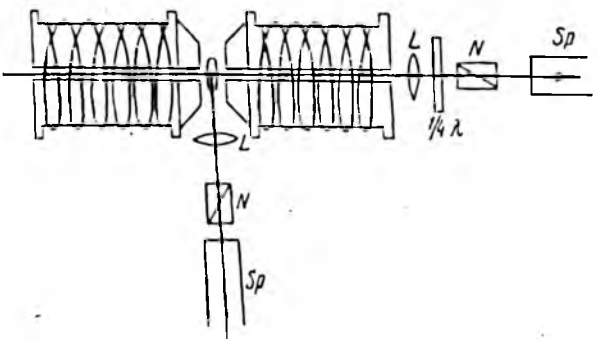
ЗЕЕМАН ҲОДИСАСИ

170-§. Зееман ҳодисасининг моҳияти

Магнит майдони таъсирида ёруғликнинг қутбланиш текислиги айланишига бағишланган тажрибаларида магнит ҳодисалари билан оптик ҳодисалар ўртасида боғланиш борлигини аниқлаб бўлгач, Фарадей спектрал чизиқларга ҳам магнит майдони билан таъсир кўрсатишга уриниб кўрди. Унинг охирги тажрибаларидан бири (1862 й.) электромагнит қутблари орасига қўйилган натрий буғлари спектрини майдон берилган ва йўқотилган пайтларда кузатишдан иборат эди. Бунда ҳеч қандай ҳодиса юз бермаган; бундай бўлишига Фарадей ишлатган техник воситаларнинг такомиллашмаганлиги (спектрал аппаратнинг ажрата олиш қобилияти паст ва ишлатилган магнит майдонлари кучсиз бўлганлиги) сабаб бўлган.

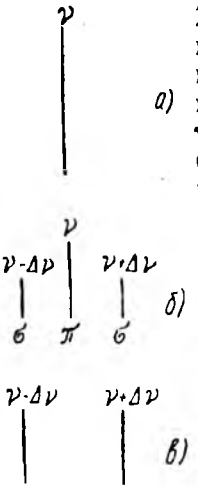
Фарадейнинг биринчи магнито-оптик кашфиётидан роса ярим аср ўтгач, Зееман (1896 й.) ташқи магнит майдони таъсирида спектрал чизиқлар частотасининг заиф ўзгаришини топди. Зееман қурилмасининг принципиал схемаси Фарадейнинг охирги тажриба сидаги қурилмага мос келар эди. Бироқ бундан кейинги тажрибаларда Зееман муҳим қўшимча киритди: Зееман спектрал чизиқлар частотасининг ўзгаришини кузатишдан ташқари, Лоренц кўрсатмаларига мувофиқ бу чизиқлар қутбланишининг характерига ҳам диққат жалб қилди; маълумки, ўша вақтда Лоренц оптик ҳодисаларнинг электрон назариясини ҳам ривожлантираётган эди.

Зееман тажрибаларининг схемаси ва кадмийнинг жуда энсиз яшил-зангори чизиғи учун амалга ошириш мумкин бўлган энг содда ҳолдаги натижалари қуйидагидан иборат. Бир жинсли 10 000—15 000 Э майдон ҳосил қила оладиган кучли электромагнитнинг



31.1-расм. Зееман ҳодисасини кузатиш схемаси.

(31.1-расм) қутблари орасига чизиқли спектр берадиган манба, масалан, Гейслер трубкаси ёки вакуум ёйи қўйилади. Магнит майдонини кўндалангига гина эмас (*кўндаланг эффект*), балки майдон бўйлаб ҳам кузатиш (*бўйлама эффект*) мумкин бўлиши учун электромагнитнинг ўзаги тешиб қўйилган. Еруғлик ажрата олиш кучи катта (100 000 чамасида) бўлган *Sp* спектрал аппаратга, масалан, дифракцион панжара ёки интерференцион спектроскопга туширилади. Чиқаётган ёруғликнинг қутбланиш характерини анализ қилиш учун нур йўлига ҳар хил мосламалар (*L* линза, *N* анализатор ва чорак тўлқинли пластинка) қўйилади. Ёруғликни магнит майдонининг ўзи қутблайди. Спектрал чизиқларнинг мураккаб турларини кузатиш учун кучлироқ (40 000 Э га яқин) магнит майдонлари ва кучлирок спектрал аппаратлар (ажрата олиш кучи 300 000—400 000 чамасида) ишлатишга тўғри келади. Баъзан тажриба бир неча соат давом этгани учун магнит вақт ўтиши билан магнит майдонини доимий қилиб туриши керак, ажрата олиш кучи катта бўлган спектрал аппарат ишлатиш учун температура деярли бир даражада туриши керак.



31.2-расм. Зееманнинг оддий (нормал) эффектининг схематик тасвири.

а — майдон бўлмаган ҳолда чизиқ қутбланмаган; *б* — майдон таъсир этаётган ҳолда кўндаланг эффект, *в* — майдон таъсир этаётган ҳолда бўйлама эффект.

Энг содда спектрал чизиқларга, масалан, H, Zn, Cd ларнинг баъзи чизиқларига оид натижалар қуйидагидан иборат. Магнит майдони бўлмаган вақтда частотаси ν бўлган чизиқ магнит майдонида майдон бўйлаб кузатишда частоталари $\nu-\Delta\nu$ ва $\nu+\Delta\nu$ бўлган дублет тарзида кўринади: бундаги биринчи чизиқ чап доира бўйлаб, иккинчиси ўнг доира бўйлаб қутбланади; майдонга кўндаланг кузатишда бу чизиқ частоталари $\nu+\Delta\nu$, ν, $\nu-\Delta\nu$ бўлган триплет тарзида кўринади; четки чизиқлар (σ- компоненталар) шундай қутбланганки, улардаги тебранишлар магнит майдонининг йўналишига перпендикуляр бўлади, ўртадаги чизиқнинг (π- компонентанинг) қутбланиши магнит майдони бўйлаб тебранишга мос келади. $\Delta\nu$ силжиш катталиги магнит майдонининг кучланганлигига пропорционалдир. Ниҳоят, π- компонентанинг интенсивлиги интенсивликлари тенг бўлган ҳар бир σ- компонентанинг интенсивлигидан икки марта кучлидир; доиравий қутбланган компоненталарнинг бўйлама эффектдаги интенсивлиги кўндаланг эффектдаги π- компонентанинг интенсивлиги билан бир хил бўлади.

Интенсивликларнинг баён этилган тақсимоти шуни кўрсатадики, кучланганлиги нолга тенг бўлган майдонга ўтилганда спектрал чизиқлар ажралмайди, ҳар қандай йўналиш бўйича атом

нурланишининг интенсивлиги бир хил бўлади, ҳақиқатда ҳам худди шундай бўлади.

Спектрал манзаранинг схематик тасвири 31.2-расмда кўрсатилган, бунда чизиқларнинг баландлиги спектрал чизиқларнинг интенсивлигини чизиқли масштабда кўрсатади.

171-§. Зееман ҳодисасининг элементар назарияси

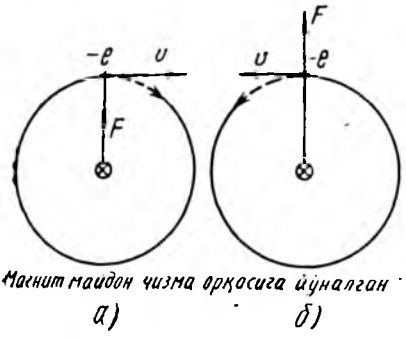
Зееман ҳодисаси назариясининг асосларини Лоренц яратган; у Зееман тадқиқотларидан хабардор бўлиб, бу ишларнинг боришига йўл-йўриқ кўрсатиб турган.

Лоренцнинг электрон тасаввурларидан келиб чиқадиган дисперсия назарияси атомдаги оптик процессларга электронларнинг ҳаракати сабаб бўлса керак, деб фараз қилишга имкон беради. Бунда монохроматик ёруғлик нурларини электроннинг оддий гармоник қонун бўйича қиладиган, яъни квазиэластик куч таъсири остида қиладиган ҳаракатининг натижаси деб, магнит майдони таъсири остида нурларнинг ўзгаришини эса электрон ҳаракатининг ҳаракатдаги электр зарядига магнит майдони кўрсатаётган қўшимча куч туфайли ўзгариш натижаси деб қараш керак. Бу қўшимча куч (Лоренц кучи)

$$F = evH\sin(v,\ H) \qquad (171.1)$$

кўринишда ифодаланади ва (v, H) текисликка перпендикуляр бўлган чизиқ бўйлаб бирор томонга йўналади, унинг қайси томонга йўналиши e нинг ишорасига ва v билан H йўналишлари орасидаги муносабатга боғлиқ; бу ерда e — заряд катталиги, v — заряд тезлиги, H — магнит майдонининг кучланганлиги бўлиб, ҳамма миқдорлар СГСМ системасида берилган.

Ҳисоб оддий ва яққол бўлиши учун электроннинг майдон бўлмаган ҳолдаги тебранма ҳаракатини ҳар қандай йўналишли гармоник тебранма ҳаракатни ажратиш мумкин бўлган компонентларга ажратамиз. Бу компонентлардан бири майдон йўналиши бўйлаб йўналган гармоник тебраниш, қолган иккитаси бу йўналишга перпендикуляр бўлган ўнг ва чап доиравий текис ҳаракатлар бўлсин. Магнит майдонининг биринчи компонентага кўрсатадиган таъсири нолга тенг, чунки $\sin(v,\ H) = 0$. Майдоннинг доиравий компонентларга кўрсатадиган таъсири қўшимча $\pm evH$ кучга тенг бўлиб, бу куч e зарядининг ишорасига ва магнит майдонининг йўналиши билан ҳаракат йўналиши орасидаги муносабатга боғлиқ равишда доиравий траекториянинг радиуси бўйлаб марказга ёки унга тескари томонга йўналади (31.3-расм, манфий заряд). Демак, майдон *бўйлаб* қилинадиган тебранма ҳаракат ўзгармай, ҳамон дастлабки ν частота билан давом этаверади. Магнит майдони зарядга таъсир этувчи марказга интилма кучни орттириши (қ. 31.3-а расм) ёки камайтиришига (қ. 31.3-б расм) боғлиқ равишда майдон таъсирида бўладиган дои-



31.3- расм. Зееман эффектининг элементар назариясига доир.

равий ҳаракатлар катта ($\nu + \Delta\nu$) ёки кичик ($\nu - \Delta\nu$) частотага эга бўлади.

Шунга мувофиқ равишда бундай мураккаблашган ҳаракат қилувчи зарядниng нурланиши ҳам анча мураккаб бўлиб қолади: уни тегишли спектрал аппарат ёрдамида ажратиш мумкин бўлган турли $\nu - \Delta\nu$, ν, $\nu + \Delta\nu$ частотали учта монохроматик нур тўплами тарзида тасвирлаш мумкин.

Спектрал аппарат магнит майдонига перпендикуляр йўналишда зарядниng ташқи магнит майдонига параллел бўладиган тебранишига мос келадиган дастлабки ν частотани, яъни π- компонентадан иборат нурланишни топади; $\nu + \Delta\nu$ ва $\nu - \Delta\nu$ частотали қолган икки нурланиш (σ- компоненталар) зарядларнинг ташқи магнит майдонига перпендикуляр бўладиган тебранишига мос келади. Кўндаланг эффектда Зееман кузатган нормал триплет ана шундай талқин этилади.

Магнит майдони *бўйлаб* кетган йўналишда кузатганда ν частотали компонента чиқмайди (чунки ёруғлик тўлқинлари кўндаланг тўлқинлардир), $\nu + \Delta\nu$ ва $\nu - \Delta\nu$ частотали қолган икки компонента ўнг ва чап доира бўйича қутбланган ёруғлик бўлади. Бунда e заряд манфий бўлганда камайган частотали чизиқ чап доира бўйича қутбланади (*қизил компонента*, қ. 31.3- б расм), частотаси ортган чизиқ эса ўнг доира бўйича қутбланади (*бинафша компонента*, қ. 31.3- а расм). e заряд мусбат бўлганда қизил ва бинафша компоненталарнинг доиравий қутбланиш йўналиши аввалгига тескари бўлиши керак. 170- § да кўрганимиздек, тажрибадан зарядниng ишораси манфий бўлган ҳолга оид муносабат топилади.

Заряд миқдорини аниқлаш учун ҳаракатнинг доиравий компоненталари частотасининг ўзгариш қонунини топамиз. Магнит майдони бўлмаган ҳолда зарядни айлана бўйлаб ҳаракатлантирувчи марказга интилма куч квазиэластик br тортишишдан иборат бўлади, шунинг учун айланишнинг доиравий частотаси ($\omega = 2\pi/T$) қуйидаги шартдан аниқланади:

$$br = m\omega^2 r. \qquad (171.2)$$

$$\omega = \sqrt{b/m} = \omega_0. \qquad (171.3)$$

Майдоннинг таъсири натижасида радиус бўйлаб йўналган қўшимча куч пайдо бўлади, яъни марказга интилма куч ўзгаради ва демак, айланиш частоталари ўзгаради:

$$\left.\begin{aligned} &\text{чап доирада } br - ev_g H = m\omega_g^2 r,\\ &\text{ўнг доирада } br + ev_a H = m\omega_g^2 r. \end{aligned}\right\} \qquad (171.4)$$

$v_g = \omega_g r$, $v_a = \omega_a r$ бўлгани учун (171.4) тенгламалар

$$\left.\begin{aligned} m\omega_g^2 + e\omega_g H - b = 0,\\ m\omega_a^2 - e\omega_a H - b = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (171.5)$$

кўринишга келади, бундан

$$\left.\begin{aligned} \omega_g = -\frac{1}{2}\frac{e}{m}H \pm \sqrt{\frac{b}{m} + \frac{1}{4}\frac{e^2H^2}{m^2}},\\ \omega_a = \frac{1}{2}\frac{e}{m}H \pm \sqrt{\frac{b}{m} + \frac{1}{4}\frac{e^2H^2}{m^2}}. \end{aligned}\right\} \qquad (171.6)$$

$b/m = \omega_0^2$ бўлгани учун (бу ерда ω_0 — магнит майдони бўлмаган ҳолдаги частота),

$$\sqrt{\frac{b}{m} + \frac{1}{4}\frac{e^2H}{m^2}} = \omega_0\sqrt{1 + \frac{1}{4}\frac{e^2H^2}{m^2\omega_0^2}}.$$

$1/4\,(e^2/m^2)(H^2/\omega_0^2)$ ҳад бирга нисбатан жуда кичик. Ҳақиқатан ҳам, ҳатто энг енгил зарядлар (электрон, $e/m = 1{,}76\cdot 10^7$ СГСМ $= 1{,}759\cdot 10^{11}$ Кл·кг$^{-1}$) ва миллион эрстед тартибидаги гоят катта майдонлар учун кўзга кўринадиган ($\omega_0 \approx 3\cdot 10^{15}$) нурда $1/4\,(e^2/m^2)(H^2/\omega_0^2) \approx 10^{-5}$ бўлади. Бу миқдорни эътиборга олмасдан ва ω частота мусбат бўлиши кераклигини эсда тутиб, қуйидагиларни топамиз:

$$\omega_g = \omega_0 - {}^1/_2\frac{e}{m}H, \quad \omega_a = \omega_0 + {}^1/_2\frac{e}{m}H. \qquad (171.7)$$

Шундай қилиб, назария бўлиниш миқдори

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 = 2\pi\Delta\nu = \pm\,{}^1/_2\frac{e}{m}H \qquad (171.8)$$

ифодага тенг деган, яъни магнит майдонининг H кучланганлигига пропорционал деган хулосага олиб келади; тажрибада ҳам худди шундай бўлади. Спектрал чизиқларнинг ташқи магнит майдонида бўлиниши ўлчанган энг катта магнит майдонлари П. Л. Капица (1938 й.) тажрибаларида ҳосил қилинган. Ҳатто 320 000 Э га яқин майдонларда ҳам H билан $\Delta\nu$ бир-бирига пропорционал бўлишини Капица аниқлаган.

Юқорида топилган $\Delta\omega = \pm\,{}^1/_2\,(e/m)H$ муносабат $\Delta\omega$ ва H нинг ўлчаб топилган қийматларига асосланиб туриб, Зееман эффекти туфайли ҳаракат қилаётган зарядлар учун e/m нисбатни топишга имкон беради:

$e/m = 1{,}765\cdot 10^7$ СГСМ, 1914 йилги ўлчаш натижаси;
$e/m = 1{,}761\cdot 10^7$ СГСМ, 1929 йилги ўлчаш натижаси.



31.4- расм. Кадмийнинг $\lambda = 643{,}87$ нм ли синглет чизиғига оид Зеемаиннинг оддий эффекти.

Ҳисоблаб топилган бу миқдорни e/m нинг катод нурларини электр ва магнит майдонларида оғдиришга бағишланган тажрибалардан топилган қийматига ($1{,}769 \cdot 10^7$) солиштиришда атомнинг оптик хоссаларини белгиловчи зарядли зарраси электрон эканлигига шубҳа қолмайди*. Бироқ e/m нинг икки метод бўйича ўлчашда топилган қийматлари ўртасидаги фарқ бу методларнинг бирида бирор муҳим камчиликлар борми, деган шубҳага олиб келди. e/m нисбатни катод нурларининг оғдирилиш бўйича аниқлаш методикасининг охирги йилларда яхшиланиши натижасида бу нисбатнинг қиймати спектрал маълумотларга жуда тўғри келадиган бўлиб қолди.

Назария ҳам, тажриба ҳам одатдаги шароитларда Зееман ҳодисасини кузатиш учун ажрата олиш кучи катта бўлган спектрал аппаратлар керак эканлигини кўрсатади. Масалан $\lambda = 300{,}0$ нм бўлганда 10 000 Э майдонда бўлиниш миқдори атиги 0,003 нм га етади. Капица ишлатган магнит майдонларида бўлиниш миқдори 0,15 нм га етиб, призмали спектрограф ёрдамида кузатиш мумкин бўлган. 31.4-расмда кадмийнинг $\lambda = 643{,}87$ нм чизиғида Зееман ҳодисасининг фотосурати кўрсатилган (нормал триплет; расмнинг юқориги қисмида π- компонента, пастки қисмида σ-компонента тасвирланган).

И з о ҳ. Магнит майдонининг электрон ҳаракатига кўрсатадиган таъсирини тўлароқ тадқиқ қилиш электроннинг бурчак тезлиги ўзгарганда унинг орбитасининг r радиуси ўзгармаслигини** кўрсатади. Орбитанинг радиуси ўзгармагани учун бурчак тезлик $\pm \Delta\omega$ миқдорда ўзгарганда чизиқли тезлик $\Delta v = \pm r\Delta\omega$ миқдорда ўзгаради, демак, электроннинг кинетик энергияси ўзгаради. Бунда энергия қандай кучларнинг бажарган иши ҳисобига ўзгаради, деган савол туғилади. (Лорентц кучи тезлик йўналишига перпендикуляр бўлиб, иш бажармайди.)

Масала электромагнитик индукция ҳодисаларига келтирилади. Магнит майдони бўлмаган вақтда электроннинг орбитадаги тезлиги v_0 бўлсин. Магнит майдони берилганда майдоннинг кучланганлиги нолдан H га қадар ўзгаргунча ўтган вақт ичида индукция электр юритувчи кучи, яъни уюрмали электр майдони таъсир қилади; бу майдоннинг чизиқлари ўзгараётган магнит оқимининг йўналишига перпендикуляр бўлган текисликда ётади. Бу уюрмали майдон электронга таъсир қилади ва ўзи уюрмали бўлгани сабабли электрон ёпиқ йўлда ҳаракат қилганда ҳам бирор иш бажариб, электроннинг орбитадаги ҳаракатининг кинетик энергиясини ўзгартиради.

---

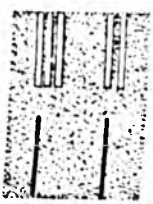
* e/m нинг қабул қилинган қиймати: $e/m = 1{,}7588017\ (49) \cdot 10^7$ СГСМ.

** Э. В. Шпольский, Атом физикаси, I т., «Ўқитувчи», Т., 1970.

Электродинамикадаги бунга ўхшаган кўринма энергетик парадокслар ҳам худди шу тариқа ҳал қилинишини эслатиб ўтиш ортиқлик қилмайди. Масалан, ўзгармас магнит майдони берилганда тебранма ҳаракатга келадиган* магнит ёки токли ғалтакнинг кинетик энергияси ортиши ҳам электромагнитик индукциянинг натижасидир.

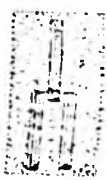
172- §. Зееманнинг аномал (мураккаб) эффекти

Кейинги тадқиқотларнинг кўрсатишича, спектрал чизиқ бўлинишининг (ажралишининг) юқорида тавсиф этилган тури, яъни иккита σ- компонента ва битта л- компонентадан иборат триплет ҳосил бўлиши жуда камдан-кам юз берар экан. Бўлинишнинг бу тури амалда битта тайинли монохроматик тўлқиндан иборат бўлган ва *синглет* чизиқлар деб аталадиган оддий спектрал чизиқларни характерлайди. Бу бўлиниш *нормал бўлиниш* деб аталади. Спектрал чизиқларнинг аксарияти мураккаб бўлади, улар *мультиплетлар* бўлиб, бир-бирига зич жойлашган икки ёки бир неча чизиқдан иборат бўлади. Оддий мультиплет — дублет, масалан, натрийнинг сариқ чизиғи бўлиб, у тўлқин узунликлари деярли 6 Å га фарқ қиладиган иккита D_1 ва D_2 чизиқдан ($\lambda_{D_1} = 5895{,}930$ Å ва $\lambda_{D_2} = 5889{,}963$ Å) иборат; D_2 чизиқнинг интенсивлиги D_1 чизиқнинг интенсивлигидан икки марта ортиқ. Кўпинча кўп компоненталардан тузилган янада мураккаброқ мультиплетлар учрайди. Бу мультиплетларга магнит майдони таъсир этганда спектрал чизиқларнинг бўлиниш манзараси юқорида тавсиф этилганидан мураккаброқ бўлади. Масалан, натрийнинг дублети шундай бўлинадики, бунда D_2 чизиқ 6 компонентага, D_1 чизиқ 4 компонентага эга бўлади. Уларнинг бир қисми л-компоненталар, бир қисми σ-компоненталар бўлиб, бир-биридан шунчалик қочиқ турадики, айни ўша магнит майдонида баъзиларининг бўлиниши нормал бўлинишдан ортиқ, бошқаларининг бўлиниши нормал бўлинишидан кичик бўлади; алоҳида л-компонента ва σ-компоненталарнинг интенсивлиги шундайки, ҳамма чи-



31.5- расм. Натрийнинг дублетига оид Зееманнинг мураккаб эффекти.

Пастда — майдон бўлмаган ҳолдаги дублет; юқорида — магнит майдонида дублетнинг бўлиниши.



31.6- расм. Хромнинг септетига оид Зееманнинг мураккаб эффекти.

Пастда — ўн тўртта σ-компонента, юқорида — еттита л-компонента.

* Ғалтак ёки магнитнинг майдонга нисбатан эгаллаган охирги вазияти иккиламчи эффект бўлиб, у подшипниклардаги ишқаланиш натижасидир; тебранишларнинг кинетик энергияси иссиқликка айланади.

зиқларнинг аралашмаси қутбланмаган ёруғлик бўлади. 31.5- расмда бу бўлинишнинг фотосурати, 31.6- расмда эса бундан ҳам мураккаб ҳол тасвирланган, 31.6- расмда хром септетининг 21 компонентага бўлинадиган битта чизиғи тасвирланган; суратнинг пастки қисмида 14 та σ-компонента, юқориги қисмида 7 та π- компонента бўлиб, баъзи анча заиф компоненталар аниқ чиқмаган.

Зеемаининг бу аномал эффекти манзарасининг мураккаб бўлиши чизиқ характерининг ташқи магнит майдони бўлмаган ҳолда мураккаблигига тасодифан боғлиқ бўлиб қолган эмас. Умумий сабаб электроннинг электр зарядига эга бўлишдан ташқари яна маълум бир магнит моментига ҳам эга бўлишидадир. Бу магнит моменти билан атом ичида таъсир қиладиган магнит майдонининг ўзаро таъсири натижасида спектрал чизиқлар мураккаб структурали бўлади, бу магнит моменти билан ташқи магнит майдонининг ўзаро таъсири натижасида чизиқлар мураккаб (аномал) равишда бўлинади. Бундай ўзаро таъсирлар фақат квант назарияси ёрдамида ҳисобга олинади. Фақат квант назариясигина Зеемаининг аномал эффектини қаноатланарли даражада талқин этиш билан баравар спектрал чизиқлар структурасининг мураккаб бўлиш сабабини ҳам аниқлади.

Зеемании оддий (нормал) эффекти ҳам квант назариясида талқин этилади, бунинг устига, квант назарияси ёрдамида топилган натижа Лоренц яратган оддий назария натижалари билан бир хил бўлиб чиқади. Зеемаининг дастлабки тажрибаларида нормал триплет кузатилиш факти жуда қулай ҳол бўлиб, бироқ у оптик ҳодисаларнинг электрон назариясини ривожлантиришда ғоят муҳим роль ўйнади. Зеемаининг нормал эффектини электрон тасаввурлар асосида талқин этиш Лоренц назариясининг ҳал қилувчи ютуқларидан бири бўлиб, кейинги кузатишларда ҳодиса кўпинча бундан янада мураккаб бўлиши аниқланган ҳолда ҳам бу ютуқлар оғишмай турди. Электрон назариянинг талқинига амал қилиб, бу мураккаброқ ҳоллар аномал ҳоллар жумласига киритилди; ҳақиқатда эса улар умумийроқ ҳодиса бўлиб, нормал эффект эса бу умумий ҳодисанинг атиги хусусий ҳолидир.

173- §. Зеемаининг тескари эффекти. Бу эффект билан Фарадей ҳодисаси ўртасидаги муносабат

Зееман эффекти ютилиш чизиқларида ҳам кузатилди (*Зеемаининг тескари эффекти*). Агар ютувчи модда, масалан, ютилишнинг* кескин спектрал чизиғини берадиган металл буғлари электромагнит қутблари орасига қўйилса, у ҳолда ютилиш спектрининг

* Беккерель Зеемаининг тескари эффектини ютилиш полосалари айниқса паст температураларда ниҳоятда энсиз бўладиган баъзи кристалларда ҳам (ксенотит, тизонит) кузатишга муваффақ бўлган.

кўриниши магнит майдони берилганда ўзгаради. Майдон бўлмаган ҳолда бўйлама кузатишда ютилишнинг кескин чизиғи кўринади; магнит майдони берилганда бу чизиқ икки ютилиш чизиғига алмашади, улар дастлабки чизиқдан икки тарафда симметрик равишда катта ва кичик тўлқинлар соҳасига сурилган бўлади; бунда $\Delta\nu$ силжиш катталиги магнит майдонининг H кучланганлигига пропорционал равишда ўсади ва ўша (171.8) формула билан аниқланади (бундаги чизиқ нормал эффектга мос келадиган чизиқ):

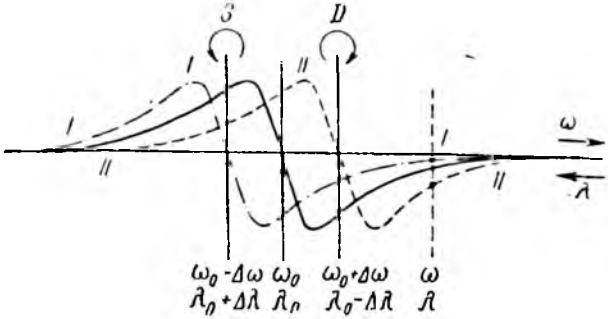
$$\Delta\nu = \pm \frac{1}{4\pi} \frac{e}{m} H. \qquad (173.1)$$

Кўндаланг кузатишда дастлабки ютилиш чизиғи ёнида яна икки чизиқ пайдо бўлади, булар унинг икки томонида ундан $\Delta\nu = \pm \frac{1}{4\pi} \frac{e}{m} H$ масофада туради. Ютилиш коэффициенти тушаётган ёруғликнинг қутбланиш характерига (яъни чизиқли ёки доиравий қутбланган эканига) боғлиқ.

Бу ҳодисаларнинг назарий маъносини тушуниш осон. Магнит майдонлари таъсири остида атомлар тебранишининг хусусий даврлари ва демак, ютилиш чизиқларининг вазияти ўзгаради. Бўйлама йўналишда кузатиш ўнг ва чап айланишга мос келадиган хусусий частоталар турли томонларга сурилишини кўрсатади. Зееман ҳодисаси билан Фарадей ҳодисаси ўртасидаги муносабат - ана шунга қараб аниқланади. Синиш кўрсаткичи текширилаётган тўлқиннинг частотаси модданинг хусусий частоталарига яқинлигига боғлиқ бўлгани (дисперсия эгри чизиғи) учун, магнит майдони таъсири остида синиш кўрсаткичи ҳам ўзгаради; бунда ўнг доира ва чап доира бўйича қутбланган тайинли частотали тўлқинлар учун синиш кўрсаткичи *турлича* ўзгаради.

Шундай қилиб, магнит майдони таъсири остида нурнинг иккига ажралиб (айланиб) синиш ҳодисаси, яъни Френель назариясига асосан қутбланиш текислигининг айланиш ҳодисаси (Фарадей ҳодисаси) юз беради.

Дисперсия эгри чизиғида (31.7-расм) муносабатлар орттирилган масштабда тасвирланган. *I* эгри чизиқ магнит майдонида чап доира бўйича қутбланган нурнинг синиш кўрсаткичи ўзгаришини, *II* эгри чизиқ ўнг доира бўйича қутбланган нурнинг синиш кўрсаткичи ўзгаришини кўрсатади. Бирор λ тўлқин узунлиги учун магнит майдонида нур доира бўйлаб иккига ажралиб синиши чизмадан кўриниб турибди. λ узунлик λ_0 га қанчалик яқин бўлса, бу эффект шунчалик кучлироқ бўлади. Ҳақиқатан ҳам, ютилишнинг хусусий чизиқлари яқинида айланиш эффекти айниқса катта бўлади. Бироқ қутбланиш текислиги айланишининг методи ниҳоят даражада сезгир метод бўлгани туфайли хусусий частоталардан анча узоқда ҳам ҳодиса осон кузатилади (қ. 168-§).



31.7- расм. Магнит майдони бўлмаган ҳолдаги дисперсия эгри чизиғи (яхлит чизиқ) ва магнит майдони таъсир этаётган ҳолдаги дисперсия эгри чизиғи.

I — чап доира бўйича қутбланган нурга тегишли чизиқ, *II* — ўнг доира бўйича қутбланган нурга тегишли чизиқ.

174- §. Штарк ҳодисаси

Зееман ҳодисаси атомнинг оптик хоссаларини белгиловчи асосий электр заряди электрон эканлигини жуда аниқ кўрсатди. Электр майдони ҳам чиқаётган ёруғлик частотасига таъсир кўрсатса керак деб ўйлаш табиийдир. Бироқ бу мулоҳазаларга асосланган оддий назария бирмунча кутилмаган натижаларга олиб келиб, магнит майдонидаги гармоник осцилляторнинг характеридан фарқли равишда гармоник тебранма ҳаракат электр майдони таъсирида ўз частотасини ўзгартирмаслигини кўрсатди (қ. 219-машқ).

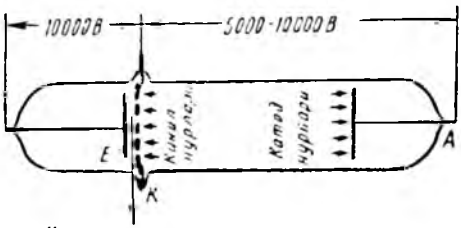
Спектрал чизиқларнинг монохроматиклигига қараб электроннинг атомдаги тебранишлари гармоник тебранишга жуда яқин деса бўлади; кўпчилик оптик ҳодисалар биринчи тақрибда гармоник тебраниш тўғрисидаги тасаввур асосида яхши талқин этилади. Агар тебраниш гармоник бўлмаган тебраниш деб қаралса, у ҳолда бу назария спектрал чизиқларнинг бўлиниши унча кўп бўлмаслигини кўрсатади; чизиқларнинг бўлиниши электр майдони кучланганлигининг квадратига пропорционал бўлади, яъни $\Delta\omega \sim (e^2/2m^2\omega_0^2)\,E^2$, бу бўлиниш эришиш мумкин бўлган энг катта майдонларда ҳам ω_0 га нисбатан жуда кичик бўлади.

Электр майдонининг спектрал чизиқларга бундай таъсир кўрсатиши мумкинлигини Фогт айтган, аммо ўзи бу ҳодисани кузата олмаган, чунки тажрибанинг яхши чиқиши учун зарур бўлган катта электр майдонини разряд трубкасида яратиш қийин бўлган.

Штарк (1913 й.) бу қийинчиликни енгиб, Фогт олдиндан айтган ҳодисага ҳеч ўхшамайдиган ҳодисани кашф этди; бу ҳодиса Штарк ҳодисаси деб аталган. Водородда кузатилган ҳодиса кутилганидан анча кучли бўлган ва ундан ташқари,

майдоннинг E кучланганлигининг *биринчи даражасига* боғлиқ бўлиб чиққан (чизиқли эффект).

а. Штарк қурилмасининг хусусиятлари. Разряд трубкасидаги газ ёруғланиш берганда кучли ионланиш юз беради, бунинг оқибатида трубка ичида майдонларни кучли қилиб туришга имконият йўқ. Штарк бунинг йўлини топди: кучли ионланиш билан ёруғланиш трубканинг бир қисмига тўпланди, кучли майдон эса ионлар бўлмаган қисмида ҳосил қилинган, демак, бу қисмда юқори кучланишни сақлаб туриш мумкин; босимлар фарқи ҳайдаш йўли билан ўзгартирмасдан турилган, ёруғлик чиқарадиган зарралар тешиклар орқали(каналлар,31.8-расм)киргизиб турилган. EK оралиқ жуда кичик (1 мм чамасида), шунинг учун EK конденсатордаги майдон кучланганлиги тахминан 100000 В/см га етади.



Кузатиш йўналиши

31.8-расм. Штарк эффекти кузатиладиган трубканинг схемаси.

Бу трубкада кўндаланг эффект юз беради. Махсус қурилма бўйлама эффектни кузатишга имкон беради (канал нурларининг ҳаракат йўналишида кузатиш тўғри эмас, чунки бунда ҳодисани Допплер эффекти мураккаблаштириб юборади).

б. Водородга тегишли натижалар. Кўндаланг кузатишда ҳар бир спектрал чизиқ бир қатор π- ва σ- компоненталарга бўлинади, бу компонентлар дастлабки чизиққа нисбатан тахминан симметрик бўлиб, ундан бирор минимал масофага карралы бўлган масофаларда жойлашади; тилга олинган минимал масофа майдон кучланганлигининг *биринчи даражасига* пропорционалдир. Водород спектридаги ҳар бир чизиқнинг компонентлари



31.9-расм. Электр майдонида водород спектри чиз иқларининг бўлиниши.

сони ҳар хил бўлиб, спектрал қонуниятларга алоқадор бўлган тайинли бир қонунга бўйсунади. Интенсивлик тақсимотининг умумий манзараси жуда мураккаб (31.9-расм).

Классик назария (қ. олдинга) бу эффектни изоҳлаб беролмайди. Зееманнинг аномал эффектига ўхшаб Штарк ҳодисасини изоҳлаш учун атом тузилишининг қонунларини, яъни квант қонунларини ҳисобга олиш лозим. Бу ҳодисанинг кейинчалик ишлаб чиқилган квант назарияси (Эпштейн — Шварцшильд, 1916 й.) унинг ҳамма хусусиятларини қаноатланарли равишда изоҳлаб беради. Биттадан ортиқ электронга эга бўлган бошқа химиявий элементларда Штарк-нинг чизиқли эффекти юз бермаслик сабаби ҳам қаноатланарли равишда изоҳлаб берилди. Гелийнинг ионланган бир электронли атомида водороддагига ўхшаган чизиқли эффект юз беради.

Фогт башорат қилган квадратик эффект анча кейин (1924 й.) кашф этилди ва у ҳам Штаркнинг чизиқли эффектига тўлиқ назария воситасида богланди. Водороднинг спектрал чизиқларига электр майдонлари кўрсатадиган таъсирни ҳар қандай разряд трубкасида кучли майдонлар устунлик қиладиган катод яқинида тахминан кузатиш мумкин (Ло Сурдо методи).

Молекулалараро электр майдонларининг таъсири одатдаги разряд шароитида чизиқларнинг кенгайиши орқали намоён бўлади.

ЁРУҒЛИҚНИНГ ТАЪСИРЛАРИ

Ёруғлик моддага таъсир қилганда ёруғлик тўлқинининг энергияси моддага берилади, натижада турли эффектлар юз бериши мумкин. Шундай қилиб, бирламчи процесс ёруғликнинг *ютилиш* процесси экан.

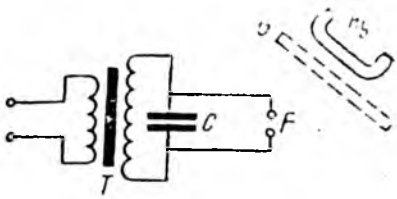
Ёруғликнинг ютилган энергияси энг умумий ва энг кўп бўладиган ҳолда иссиқликка айланиб, ёруғликни ютаётган жисмнинг температурасини бир оз кўтаради. Лекин кўпинча ёруғлик энергиясининг бир қисмигина иссиқликка айланиб, қолган қисми эса бошқача ўзгариб, ёруғликнинг бирор таъсирларини вужудга келтиради. Бу бўлимда биз ёруғлик таъсир қилаётган жисмнинг ўзи ёруғлик манбаига айланиб, ўзидан хусусий ёки мажбурий частотали нурланиш чиқарадиган ҳолларни ўрганмаймиз. Бундай процессларнинг бир қисми (мажбурий частотали нурланиш) XXIX бобда кўриб чиқилган эди (ёруғликнинг сочилиши). Уларнинг бошқа қисми эса (хусусий частотали нурланиш) XXXVIII бобда кўриб чиқилади. Бу бўлимда биз ёруғлик энергиясининг электронларнинг механик энергиясига (фотоэффект ва Комптон эффекти) ёки ёруғликни ютаётган бутун системанинг механик энергиясига (ёруғликнинг босими) айланиш процессларини, шунингдек, ёруғликнинг турли химиявий таъсирларини (фотохимия, фотография, физиологик оптика) кўриб чиқамиз.

XXXII боб

ФОТОЭЛЕКТР ЭФФЕКТИ

175-§. Муқаддима

Ёруғликнинг моддага кўрсатадиган таъсири билинадиган турли ҳодисалар орасида *фотоэлектр эффекти*, яъни ёруғлик таъсирида модданинг электронлар чиқариши муҳим ўрин эгаллайди. Бу ҳодисани анализ қилиш ёруғлик квантлари ҳақидаги тасаввурни яратди ва ҳозирги замондаги назарий тасаввурларнинг ривожла-



32.1-расм. Герц тажрибасининг схемаси.

ниш ида жуда муҳим роль ўйнади. Бундан ташқари, фотоэлектр эффекти фотоэлементларда қўлланилади, фотоэлементлар эса фан ва техниканинг турли соҳаларида кенг қўлланилаётир ва келажаги бундан ҳам порлоқ.

Фотоэффектнинг кашф этилиши тарихини 1887 йилдан бошлаган маъқул, чунки ўша йили Герц кучланиш берилган учқун оралигининг электродларини ультрабинафша нур билан ёритганда учқун чиқиши осонлашганини кузатган.

Герц топган ҳодисани қуйидаги осонгина қилиб кўрса бўладиган тажрибада кузатиш мумкин (32.1-расм). F учқун оралигининг катталиги шундай танланадики, T трансформатор ва C конденсатордан ташкил топган схемада учқун қийинлик билан (бир минутда бир ёки икки учқун) чиқсин. Агар тоза рухдан ясалган F электродларни Hg симоб лампасининг нури билан ёритсак, конденсаторнинг разрядланиши енгиллашади: агар трансформаторнинг қуввати C конденсаторни тез зарядлаш учун етарли бўлса, учқун тез-тез чиқиб туради. Лампа билан F электродлар орасига G шиша пластинка қўйиб, ультрабинафша нурларнинг йўлини тўссак, ҳодиса юз бермай қўяди.

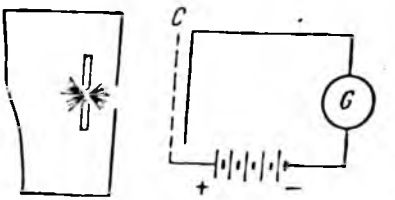
Гальвакс, А. Г. Столетов ва бошқа тадқиқотчиларнинг системали текширишлари (1888 й.) натижасида шу нарса аниқландики, Герцнинг тажрибасида электродларга ёруғлик таъсир этиши натижасида зарядлар озод бўлади. Электродлар ўртасидаги электр майдонига тушганда бу зарядлар тезлашади, атрофдаги газни ионлаштиради ва учқун чиқишига сабабчи бўлади.

А. Г. Столетов фотоэффектга оид тажрибалар ўтказганда биринчи бўлиб электродларга кичик потенциаллар фарқи берган. «1888 йилнинг бошида,— деб ёзади Столетов,— Герц, Видеман ва Эберт Гальвакснинг нурларнинг юқори кучланишли электр разрядларига кўрсатадиган таъсирига бағишланган тажрибаларини такрорлаётиб, мен заиф потенциалли электр майдонида бундай ҳодиса бўлиш-бўлмаслигини текшириб кўрмоқчи бўлдим... Менинг уринишим кутилгандан ҳам аъло натижа берди»*.

Тажрибаларнинг Столетов ишлатган схемаси 32.2-расмда кўрсатилган. Столетов текширишларининг ҳозиргача ўз аҳамиятини йўқотмаган асосий натижалари қуйидаги хулосалардан иборат:

1) Жисм ютаётган ультрабинафша нурлар энг кучли таъсир

* А. Г. Столетов, Избранные сочинения, Гостехиздат, 1950, 191-бет.



32.2-расм. Столетовнинг фотоэффектни кузатиш юзасидан ўтказган тажрибаларининг схемаси.

Бу ердаги электр занжири элементлар батареяси ва мусбат зарядланган пластинкаси симдан тўр шаклида қилиб ясалган *C* конденсатордан иборат. Ёруғлик нури сим электроднинг тешикларидан ўтиб, манфий зарядланган пластинкага тушади. Фототок *G* гальванометр билан ўлчанади.

кўрсатади («спектрда бундай нурлар қанча кўп бўлса, таъсир шунчалик катта бўлади»).

2) Фототокнинг кучи жисмнинг ёритилганлигига пропорционалдир («бошқа шароитлар бир хил бўлганда нурларнинг разрядловчи таъсири разрядланадиган сиртга тушаётган актив нурларнинг энергиясига пропорционалдир»).

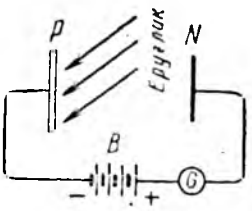
3) Ёруғлик таъсирида *манфий* зарядлар ажралиб чиқади («нурларнинг таъсири қатъий униполяр бўлиб, нурлар мусбат зарядларни олиб кетмайди; эҳтимол, нейтрал жисмларнинг нур тушишидан зарядлангандек бўлиб кўринишига мана шу нарса сабаб бўлса керак»).

Масалан, электроскопга уланиб, манфий зарядланган рух пластинка ультрабинафша нурлар билан ёритилса, электроскоп тез зарядсизланади: бироқ мусбат зарядланган худди ўша пластинка ёритилганлигига қарамай ўз зарядини йўқотмайди. Диққат билан кузатилганда (жуда сезгир электроскоп) зарядланмаган пластинка ёритиш натижасида *мусбат* зарядланишини, яъни дастлаб ўзининг мусбат зарядини нейтраллаб турган манфий зарядларининг бир қисмини йўқотишини сезиш мумкин.

Бир неча йилдан кейин (1898 йилда) Ленард ва Томсон ажралиб чиқаётган зарядларнинг электр ва магнит майдонларида бурилишига қараб e/m ни ўлчадилар. Бу ўлчашлардан $\frac{e}{m}$ нинг қиймати $1{,}76 \cdot 10^7$ СГСМ га тенг экани топилди, шундай қилиб, ёруғлик таъсирида ажралиб чиқаётган манфий зарядлар *электронлар* эканлиги исботланди.

176-§. Фотоэффект қонунлари

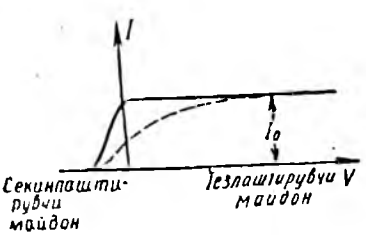
а. Тўйиниш токи. Фототок кучини ўрганишда Столетовнинг схемасига ўхшаш схема қўлланилади (32.3-расм). Бу схемада *P* — ёритиладиган металл пластинка, *N*—*G* гальванометр орқали *B* батареянинг мос қутбига уланган иккинчи пластинка. Ёруғлик таъсирида *P* пластинкадан чиқаётган электронлар *B* батареянинг таъсирида *N* пластинка томонга ҳаракат қилади ва симлар орқали гальванометрга бориб, *B* батареянинг токини улайди,



32.3-расм. Фототокнинг кучланиш ва ёруғлик кучига боғлиқлигини ўрганиш схемаси.

яъни зарядлар оқимини туташтиради. Биринчи текширувчилар бу ҳодисанинг ёритилаётган сиртнинг *тозалигига* жуда кўп боғлиқ эканлигини аниқлашди. Шунинг учун аниқ бажариладиган тажрибаларда механик усулда яхшилаб тозаланган сиртлар билан ёки, яхшиси, металлни вакуумда буғлантириб ялатиш орқали ясалган сиртлар билан иш кўрилади. Ўлчаш вақтида *P* ва *N* электродлар ўртасида юқори вакуум сақланиб турилади, чунки электродлар ўртасида газ бўлиши сиртнинг хусусиятларини кўп ўзгартиради ҳамда зарядларнинг чиқиш ва кўчиш шароитларини қийинлаштиради. Ёритилганликни ўзгартирмай *B* батареянинг кучланишини ўзгартирсак, гальванометр кўрсатаётган ток кучининг қийматини маълум чегараларда ўзгартиришимиз мумкин. Бироқ тажрибани юқори вакуумда ўтказиб, электродларнинг шаклини ўзгартириб ёритилган сиртдан чиқаётган *барча зарядлар* тезлаштирувчи майдон ёрдамисиз ҳам иккинчи электродга тушадиган қилсак*, у ҳолда фототокнинг кучи майдонни кучайтирганда ортмайди. Аксинча, электронларнинг ёритилган сиртдан иккинчи электрод томонга қилаётган ҳаракатига халақит берадиган қилиб йўналтирилган секинлантирувчи майдон фототокни *камайтириши* ва ҳатто нолга тенг қилиб қўйиши мумкин.

Ҳақиқатан ҳам, тажриба бу мулоҳазаларга мос равишда *I* фототок кучининг электродларга берилган *V* потенциаллар фарқига боғланиши (яъни фототокнинг *характеристикаси*) 32.4-расмдаги кўринишга (туташ эгри чизиқ) эга эканлиги ҳақида далолат беради. Агар электродларнинг шакли ва ўзаро жойлашиши юқорида айтиб ўтилган талабларга жавоб берса, фототокнинг характеристикаси бирмунча ўзгаради (қ. 32.4-расмдаги пунктир эгри чизиқ). Бироқ бу характеристиканинг баъзи муҳим хусусиятлари ўзгармай қолади: унча катта бўлмаган тезлаштирувчи потенциаллар фарқи берилганда ток ўзгармас қийматга эга бўлади (*тўйиниш токи*); маълум секинлаштирувчи (тормозловчи) потенциаллар фарқи берилганда токнинг қиймати нолга тенг



32.4-расм. Фототок характеристикаси.

* Электродларнинг жойлашиш шаклининг энг яхшиси — сферик конденсатор шаклидир; конденсаторнинг ички шарчаси ёруғликка сезгир сирт бўлиб, шарчанинг ўлчамлари ташқи шарнинг ўлчамларига нисбатан кичик.

бўлиб қолади. Фототокнинг тўйинишга интилишини А. Г. Столетов ҳам кўрсатиб ўтган эди.

Тўйиниш токи ёруғлик таъсирида *ажралиб чиққан барча* электронларнинг гальванометр занжири орқали ўтадиган шароитга мос келгани учун тўйиниш токининг кучини ёруғликнинг фотоэлектр таъсири бирлиги сифатида қабул қилиш мумкин.

б. Тўйиниш токининг тушаётган ёруғлик интенсивлигига боғлиқ бўлиши. Пухта ўтказилган ўлчашлар тўйиниш токининг кучи металл ютган ёруғлик оқимига қатъий пропорционал эканлигини кўрсатади. Металларда ютилган ёруғликнинг интенсивлиги тушаётган ёруғликнинг интенсивлигига пропорционал бўлгани учун, фотоэффектнинг асосий қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин: *тўйиниш фототокининг кучи сиртга тушаётган ёруғлик оқимига тўғри пропорционалдир.*

Бу қонун ёруғлик интенсивликларининг жуда кенг интервалида текшириб кўрилган ва жуда тўғри бажарилади. Шу қонун туфайли фотоэлементлардан жуда яхши объектив фотометрлар сифатида фойдаланиш мумкин.

Юқорида қайд қилинган қонун жуда тўғри бажарилиши учун ўлчанаётган тўйиниш токи ёруғлик таъсирида ажралиб чиқаётган электронлардангина ҳосил бўлиши керак. Бу шарт ёруғликка сезгир сирт вакуумга жойлаштирилган ҳолдагина бажарилади. Газ билан тўлдирилган ва электрон эмиссия токига ионланиш токи қўшилиши натижасида, одатда, анча сезгирроқ бўлган асбобларда тўйиниш токи кучининг ёруғлик интенсивлигига оддий пропорционал бўлиш қонунидан баъзи четланишлар кузатилиши мумкин: шунинг учун бундай асбоблардан ўлчов мақсадларида фойдаланганда маълум эҳтиётқорлик чораларини кўриш керак.

в. Фотоэлектронларнинг тезликлари. Фототок характеристикасини ўрганганда (қ. 32.4-расм) электродларга секинлантирувчи (тормозловчи) электр майдони таъсир қилганда ток кучи камайишини аниқлаймиз. Бундан электронларнинг бир қисми металлдан чиқаётганда $\frac{1}{2} mw^2$ кинетик энергияга эга бўлиб, бу энергия берилган потенциаллар айирмасини енгиш учун бажариладиган ишдан кичик, деган хулоса келиб чиқади. Токни нолга айлантирадиган V потенциаллар айирмасини танлаб олиб, биз *барча* электронларни, ҳатто энг тез ҳаракатланадиган электронларни ҳам ушлаб қоламиз. Шундай қилиб, юқорида кўрилган тажрибада ёруғлик таъсирида чиқаётган электронларнинг максимал w_m тезлигини қуйидаги муносабатдан топиш мумкин:

$$\frac{1}{2} mw_m^2 = eV. \qquad (176.1)$$

Электродлар энг қулай жойлашган ҳолда ҳам фототок характеристикаси дарҳол узилмасдан, балки аста-секин нолгача тушиши

чиқаётган электронларнинг тезликлари турли эканлигини кўрсатади: энг секин ҳаракатланадиган электронларни жуда заиф секинлаштирувчи майдон ҳам тўхтатади; энг тез ҳаракатланувчи электронларни тўхтатиш учун қарши йўналган V потенциаллар айирмаси керак бўлади. Характеристиканинг пасайиш қонунларини ўрганиш йўли билан электронларнинг тезликлар бўйича тақсимотини аниқлаб олиш мумкин. Тезликларнинг бундай турли хил қийматга эга бўлишининг сабаби ёруғлик таъсирида металлнинг сиртидаги электронларгина эмас, балки чуқурроқда ётган электронлар ҳам чиқиши мумкинлигидадир; чуқурроқда ётган электронлар ёруғлик энергиясини ютиш натижасида эга бўлган тезлигининг бир қисмини металл юзига чиқмасдан аввал металлнинг ичидаги тасодифий тўқнашишлар натижасида йўқотади.

Шунинг учун (176.1) муносабат орқали аниқланадиган *максимал* тезлик физик аҳамиятга эга, чунки бу тезлик ёруғлик таъсирида чиқаётган электронга узатилган энергияни характерлайди. Лекин металл сиртидаги электронга w тезлик бериб чиқариш учун унга $\frac{1}{2}mw^2$ га тенг энергия узатиш кифоя деб ўйлаш хато бўлур эди. Маълумки, металл сиртидан ўтишда электрон ўзининг чиқишига кўрсатиладиган қаршиликни енгиш учун маълум P иш бажариши керак. Бу *чиқиш иши* одатдаги шароитда металлдаги эркин электронларнинг металлдан чиқиб кетишига қаршилик қилади. Бу иш турли металлар учун ҳар хил бўлиб, икки хил металл парчаларини бир-бирига теккизганда улар ўртасида *контакт* потенциаллар *фарқи* пайдо бўлади. Чиқиш ишини термоэлектрон эмиссияси ҳодисаси ёрдамида ҳам аниқлаш мумкин, чунки чўғлантирилган металлнинг бирлик юзидан бир секундда чиқаётган электронларнинг миқдори чиқиш ишининг катталигига кўп боғлиқ.

Шундай қилиб, электроннинг чиқиш иши P га тенг бўлган пластинкадан w_m максимал тезлик билан чиқиши учун унга узатиш керак бўлган $\mathcal{E}$ энергияни

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2}mw_m^2 + P = eV + eV_0 \qquad (176.2)$$

муносабатдан аниқлаш мумкин, бу ерда $V_0 = P/e$ — *чиқиш потенциали*.

Фотоэффект ҳодисасида электрон оладиган энергияни (176.2) муносабат ёрдамида аниқлаш мумкин. Ленард ва бошқаларнинг текширишлари қуйидаги жуда муҳим қонунни топишга имкон берди: электрон қабул қиладиган $\mathcal{E}$ энергия на тушаётган ёруғликнинг интенсивлигига, на ёритилаётган модданинг табиатига, на унинг температурасига боғлиқ эмас; бу энергия тушаётган монохроматик ёруғликнинг частотасигагина боғлиқ бўлиб, частота ортиши билан ортиб боради.

177-§. Эйнштейн тенгламаси. Ёруғлик квантлари гипотезаси

Юқорида тилга олинган қонун тажрибада сифат жиҳатидан аниқланган даврдаёқ Эйнштейн (1905 й.) ёруғлик таъсирида озод бўлган электрон оладиган энергия билан бу ёруғлик частотаси ўртасидаги миқдорий боғланишни назарий томондан асослаб берди. Эйнштейн назариясига мувофиқ, фотоэффект қонуни қуйидаги кўринишда ёзилиши керак:

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} m w_m^2 + P = eV + P = h\nu, \qquad (177.1)$$

бу ерда $h = 6{,}6 \cdot 10^{-34}$ Ж·с — квантлар назариясининг Планк таклиф қилган доимийси.

Эйнштейннинг фикрича, электрон олган *бутун* энергия унга ёруғлик томонидан маълум $h\nu$ порция сифатида келтирилади ва уни электрон бутунлай «ўзлаштиради»; бу порциянинг катталиги ёруғлик частотасига боғлиқ бўлади *(ёруғлик кванти)*. Шундай қилиб, электрон катод моддасининг атомларидан энергия олмайди, натижада модданинг табиати $\mathcal{E}$ энергияни аниқлашда ҳеч қандай аҳамиятга эга бўлмайди.

Квантнинг энергияси электронларнинг иссиқлик энергиясидан кўп марта катта ва шу сабабли жисм температурасининг ўзгариши чиқаётган электронларнинг тезликларига жуда кам таъсир кўрсатиши керак (ҳақиқатан ҳам, фотоэффект бўйича охирги йилларда ўтказилган тажрибаларда шундай заиф таъсир бор эканлиги аниқланди). Эйнштейн назариясидан фойдаланиб тўйиниш фототоки кучининг ёруғлик оқимига пропорционал бўлиш сабабини ҳам тушунтириш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, ёруғлик оқими вақт бирлигида сиртга тушаётган ёруғлик квантларининг миқдори билан аниқланади, сиртдан чиқаётган электронларнинг сони эса тушаётган квантларнинг сонига пропорционал бўлиши керак; тажрибанинг кўрсатишича, тушаётган квантларнинг кам қисмигина ўз энергиясини айрим электронларга беради, қолган квантлар ўз энергиясини бутун металлни қиздиришга сарфлайди.

Эйнштейннинг назарий формуласи ўн йилдан сўнг (1916 й.) Милликен тажрибаларида ажойиб равишда тасдиқланди. Милликен томонидан 176-§ даги схемани турли экспериментал эҳтиётқорлик чораларини кўриш (металл сиртини вакуумда тозалаб туриш, аппаратуранинг турли қисмлари ўртасидаги контакт потенциаллар фарқини ҳисобга олиш ва ҳоказолар) натижасида мураккаблаштириб ўтказилган ўлчашлар бир неча металларда V билан ν ўртасида қатъий чизиқли боғланиш бор эканлигини кўрсатди (32.5-расм). Ўрганилган бир неча металлар (Na, Mg, Al, Cu) учун чизилган тўғри чизиқларнинг оғиш бурчагини ҳисоблаб, h доимийнинг қиймати аниқланган эди. Ўлчаш натижасида топилган ўрта қиймат

$h = 6{,}67 \cdot 10^{-34}$ Ж · с бўлиб, бошқа турт тажрибаларда аниқланган қийматлар билан бир хил бўлди.

Кейинчалик бу усул яхшиланиб, янада аниқроқ қийматлар* топилди ($h = 6{,}658 \cdot 10^{-34}$ Ж·с, П. И. Лукирский, 1928 й., сферик конденсатор усули, қ. 176-§).

Милликеннинг ўлчаш натижаларидан фойдаланиб Эйнштейн формуласи ёрдамида чиқиш ишини ҳисоблаб топиш мумкин. Частотанинг $V = 0$ мос келадиган $\nu = \nu_0$ қийматини, яъни Милликен тўғри чизиғининг (қ. 32.5-расм) абсциссалар ўқи билан кесишиш нуқтасини топамиз: $P = h\nu_0$.

Шундай қилиб, металлни частотаси ν_0 га тенг (ёки ундан кичик) ёруғлик билан ёритсак, $w = 0$ бўлади, яъни маълум тезлаштирувчи майдон мавжуд бўлган ҳолда ҳам электронлар металлдан чиқмайди. Шу сабабли юқорида кўрсатилган тарзда аниқланган ν_0 частота (ёки унга мос $\lambda_0 = c/\nu_0$ тўлқин узунлиги) *чегаравий частота* (фотоэффектнинг қизил чегараси) деб аталади. Металл электр жиҳатдан қанча мусбат бўлса, яъни у ўз электронларини қанча енгил чиқарса, бу чегара узун тўлқинлар соҳасига шунча сурилади. Масалан, ишқорий металларнинг чегаравий частотаси кўринадиган нурлар соҳасида бўлгани ҳолда кўпчилик бошқа металларнинг бу чегараси ультрабинафша нурлар соҳасида бўлади. Металлда аралашмалар бўлганда, масалан, газларнинг металлдаги эритмаси бўлганда кўп ҳолларда электронларнинг чиқиши анча енгиллашади ва бунда чегара узун тўлқинлар соҳасига сурилади. Қуйидаги жадвалда имконияти борича *тоза бўлган* бир неча металлнинг «қизил чегаралари» қийматлари берилган:

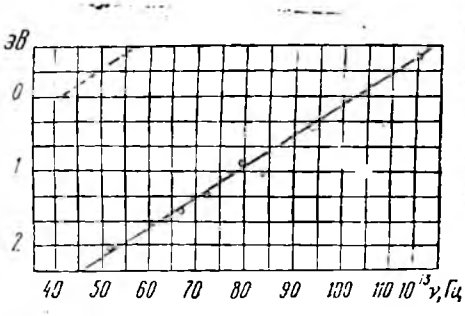
Металл	K	Na	Li	Hg	Fe	Ag	Au	Ta
λ_0, нм	550,0	540,0	500,0	273,5	262,0	261,0	265,0	305,0

178-§. Ёруғлик квантлари ҳақидаги гипотезанинг фотоэффект ҳодисаларига асосланиши

Эйнштейннинг Милликен тажрибаларида тасдиқланган (177.1) тенгламаси кейинчалик турли-туман экспериментларда яна текшириб кўрилди (бу тенгламани $\frac{1}{2} m w_m^2 = h(\nu - \nu_0) = eV$ кўринишда ёзиш ҳам мумкин). Хусусан, тушаётган ёруғликнинг частотаси кенг интервалда ўзгартирилди, яъни кўринадиган ёруғлик нуридан Рентген нурларигача ўзгартирилди ва бутун бу интервалда тажриба назарияга жуда яхши мос келди. Рентген нурлари билан ўтказил-

* Милликен ва Лукирский топган қийматлар электрон зарядининг янги, аниқроқ қийматига асосан қайта ҳисоблаб кўрсатилган.

ган тажрибаларда тенгламани текшириш енгиллашади, чунки ν нинг қиймати ν_0 нинг қийматига нисбатан анча катта. Шу сабабли бу ҳолда Эйнштейн муносабати $h\nu = eV$ кўринишга келади ва V ўлчаб топилган бўлса, ν ни аниқлаш имконини беради. Ҳатто жуда каттиқ (катта энергияли) γ- нурларнинг тўлқин узунликларини ўлчашда бу усулдан фойдаланилади, чунки бу нурларнинг тўлқин узунликлари жуда қисқа бўлгани учун уларнинг кристаллардаги дифракция ҳодисасини кузатиб ўлчаш усули етарлича аниқ натижа беролмайди.



32.5. Фотоэлектронлар энергиясининг частотага боғлиқ бўлиши.

Рентген нурлари билан ўтказиладиган фотоэлектр тажрибаларида ёруғлик энергияси тўлқин тасаввурларда айтилгандек ҳамма томонга текис тарқаладими ёки гоҳ бир йўналишда, гоҳ бошқа йўналишда дискрет квантлар сифатида тарқаладими, деган масалани текшириш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, кўзга кўринадиган ёруғлик квантларининг энергияси жуда кам бўлади (масалан, сариқ нурларнинг частотаси $\nu = 5 \cdot 10^{14}$ с$^{-1}$, $h\nu = 3{,}31 \cdot 10^{-19}$ Ж); шунинг учун кўп тажрибаларда бундай нурларни қайд қилиш учун вақт бирлиги ичида жуда кўп квантларни ҳисоблашга тўғри келади. Шу сабабдан ҳар томонга учаётган ёруғлик квантларининг тасодифий тақсимоти кўрсатаётган таъсирни ҳамма томонга бир текис тарқалаётган тўлқинининг таъсиридан ажрата билиш қийин. Квант қанча катта бўлса, айрим квантнинг таъсирини сезиш шунча енгил бўлади ва ёруғлик энергиясининг ҳар томонга бир текис эмас, балки гоҳ бир йўналишда, гоҳ бошқа йўналишда чақнаб тарқалишини текширадиган тажрибани ўтказиш енгиллашади. Рентген квантлари эса бу талабга жавоб беради. Бундан ташқари, Рентген нурларидан фойдаланганда бир секундда камроқ квантлар чиқариш учун зарур бўлган шароитларни амалга ошириш енгил бўлади. Рентген нурлари вужудга келтириш учун анодга электронлар ёғдириш керак; электроннинг тўхташи (ёки тормозланиши) натижасида Рентген нурларининг импульси чиқарилади. Ёруғлик квантлари назариясида энг қулай шароитдагина тўхтаган электроннинг бутун кинетик энергияси ягона бир квантнинг энергиясига тўлиқ айланиши ва бу квантнинг ν частотаси $\mathcal{E}_{кин} = h\nu$ шартдан аниқланиши кўрсатилади Агар бомбардимон қилувчи электрон V потенциаллар фарқи ёрдамида тезлаштирилган бўлса, у ҳолда $\mathcal{E}_{кин} = eV$.

Шундай қилиб, максимал частота шарти қуйидаги кўринишга эга:

$$h\nu = eV.$$

Ҳақиқатан ҳам, тажриба Рентген тўлқинлари чиқарилганда максимал частота (қисқа тўлқинли чегара) мавжуд эканлигини ва бу максимал частотани юқоридаги шартдан аниқлаш мумкин эканлигини кўрсатди, бу шартда V — тезлантирувчи потенциаллар фарқи, e — электроннинг заряди, ν — чегаравий частота ва h — Планк доимийси. Қисқароқ тўлқинлар (ν жуда катта) ҳеч қачон пайдо бўлмайди, узунроқ тўлқинлар эса электроннинг кинетик энергиясининг бир қисмигина нурланишга айланганлигидан далолат беради. Рентген нурлари спектрининг қисқа тўлқинли чегарасини катта ишонч билан аниқлаш мумкин. Шу сабабли бундай тажрибалар Планк доимийсини $eV = h\nu$ муносабат ёрдамида аниқлашдаги энг мукаммал усуллардан бири сифатида қаралади. Бу усул билан бажарилган энг аниқ ўлчашлардан h нинг $h = 6{,}624 \cdot 10^{-34}$ Ж·с қиймати топилган.

Анодга ёғдирилаётган электронларнинг сонини ўзгартириб, нурлантирилаётган Рентген квантларининг сонини ҳам ўзгартиришимиз мумкин. Агар бундай Рентген нурлари металл пластинкага таъсир қилса, фотоэффект ҳодисаси юз беради ва, тажрибага мувофиқ, чиқаётган электронларнинг кинетик энергияси квантнинг энергиясига тенг бўлади. Шундай қилиб, энергия ўзгаришларининг тўлиқ схемаси қуйидагича бўлади:

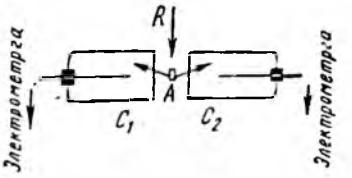
$$eV = \frac{1}{2} m\omega^2 = h\nu = \frac{1}{2} m\omega'^2.$$

яъни ўзгаришларнинг бутун цикли: 1) электр майдони eV ишининг Рентген трубкасидаги электроннинг $\frac{1}{2} m\omega^2$ кинетик энергиясига айланишидан, 2) бу электрон кинетик энергиясининг $h\nu$ Рентген квантига ва, ниҳоят, 3) квант энергиясининг фотоэффект ҳодисасида бу квант ажратиб олган электроннинг кинетик энергиясига тўлиқ айланишидан иборат. Бундай цикл тўлқинлар келтираётган энергиянинг ажралиб чиқадиган электронда аста-секин тўпланиш процессидан ҳам кўра зарбга кўпроқ ўхшайди.

Тажриба ўтказишда Рентген квантининг катта бўлиши туфайли яратилган қулайликдан фойдаланиб тажрибаларни жуда турлитуман қилиш мумкин. Бу тажрибаларнинг ҳаммаси ёруғлик энергиясининг концентрацияланган порциялар билан узатилишини, яъни ёруғлик квантлари гипотезасини тасдиқлайди. Шу каби ишончли тажрибалардан бирини А. Ф. Иоффе ўтказган.

Рентген нурларининг энергияси ҳар томонга бир вақтнинг ўзида тарқалмай, балки энергиянинг порциялари (квантлар) дам

у, дам бу томонга тарқалишини кўрсатувчи тажрибалар ҳам қилинган. Тажриба битта рентген квантининг таъсирини сезадиган ва квантларнинг пайдо бўлишини етарли даражада тез қайд қиладиган иккита счётчик* ёрдамида бажарилган. Бу тажрибани Боте 32.6-расмда кўрсатилган схема бўйича ўтказган.



32.6- расм. Боте тажрибасининг схемаси.

Ён томондан R Рентген нурлари билан ёритилган юпқа A плёнканинг ўзи Рентген нурларининг манбаи бўлиб қолади (*Рентген флуоресценцияси*). Иккита C_1 ва C_2 счётчик симметрик жойлашган. Рентген нурлари бу счётчиклардан бирига тушиши натижасида электрометрнинг толаси дарров (0,001с дан кам вақтдан кейин) қўзғалади. Толанинг бу қўзғалишлари автоматик равишда умумий лентага қайд қилинади. Агар A плёнкадан ҳар томонга тўлқинлар тарқаладиган бўлса, иккала счётчикнинг иши бир вақтда, уйғун равишда (арзимайдиган тасодифий ўзгаришлар билан) бўлиши керак. Аксинча, агар A дан квантлар дам у томонга, дам бу томонга учадиган бўлса, у ҳолда электрометрларнинг кўрсатишлари тартибсиз бўлади ва фақат тасодифангина бу кўрсатишлар бир-бирига яқин ёки бир вақтда бўлиши мумкин. Тажриба электрометрлар кўрсатишлари тартибсиз бўлишини, яъни квантлар A дан гоҳ у томонга, гоҳ бу томонга учишини яққол кўрсатди.

Бундай тажрибаларни кўринувчан ёруғлик квантлари билан ўтказиш анча қийин, чунки бу квантлар жуда кичик. Лекин инсон кўзи бундай ёруғлик квантларига сезгир; гарчи кўз айрим квантни қайд қила олиш қобилиятига эга бўлм аса-да, минимал ёруғлик сезгиси ҳосил қилиш учун зарур бўлган вақт бирлигидаги квантлар сони катта эмас. С. И. Вавилов ўлчашларига мувофиқ дам олган кўз учун чегаравий сезгирлик кўзнинг максимал сезгирлик соҳасида (550 нм) кузатувчи кўз қорачиғига 1 секундда тушадиган 200 тача квантдан иборатдир. С. И. Вавиловнинг тажрибалари

* Счётчик кичик цилиндр бўлиб, бу цилиндрнинг ичида изолятор устига найзача ёки ингичка сим ўрнатилган. Цилиндр билан найза ўртасига катта потенциаллар фарқи берилади. Вужудга келган электр майдони жуда нотекис бўлиб, найза (ёки сим) яқинида жуда кучли бўлиши мумкин. Агар шундай электр майдонига бир неча электрон ёки ион тушиб колса, улар электр майдони таъсирида катта тезлик олиши ва атрофдаги газ молекулалари билан тўқнашиб уларни ионлаштириши мумкин. Шундай қилиб, ионларнинг сони тез кўпаяди ва счётчик орқали қисқа вақт давомида кучли ток ўтади. Шунинг учун счетчик айрим электрон ёки ионларнинг пайдо бўлишини қайд қилиши (санаши) мумкин ва шу жиҳатдан энг сезгир асбоблардан бири бўлиб қолади. Кейинги йилларда счётчиклар космос нурларни текширишда кенг қўлланилмоқда.

бундай шароитда ёруғлик оқимининг яққол ифодаланган статистик характерга эга бўлган флуктуацион ўзгаришларини кузатиш мумкинлигини кўрсатди. Бундай тажрибаларда ёруғлик оқимининг квантлари флуктуациясини кўзда бўлаётган физиологик процессларга оид флуктуациялардан бир маъноли ажратиб бўлмаса ҳам, бу тажрибалар ҳодисанинг квантли характерга эга эканлигини тасдиқловчи тажрибалар деб ҳисобланиши мумкин; бундан ташқари, бу тажрибалар тирик кўз хусусиятларини ўрганишда муҳим бўлган натижалар беради. Хусусан, бу тажрибалар кўз ёруғликни эндигина сеза бошлаганда тўр пардада ютилиши зарур бўлган квантлар сони кўз қорачиғига тушаётган квантлар сонидан 9 — 10 марта кам эканлигини ва секундига тахминан 20 квантга тенг эканлигини аниқлаб берди.

Шундай қилиб, фотоэффект ҳақида юқорида баён этилган маълумотларнинг жами ёруғлик квантлари ҳақидаги тасаввурлар фойдасига далолат беради. Частотаси ν га тенг бўлган ёруғлик атомдан $h\nu$ га тенг энергия порцияси сифатида чиқибгина қолмай, балки келажакда фазода тарқалганда ва модда билан ўзаро таъсирлашганда ҳам ана шундай (маълум бир нуқтага йиғилган ва ёруғлик тезлиги билан ҳаракатланадиган) кўринишда сақланиб қолади, дейиш мумкин. Ёруғликнинг бундай элементар зарраларига *фотон* деган махсус ном берилган.

Фотоннинг энергияси унинг частотасига боғлиқ ва $h\nu$ га тенг. Олдин XXII бобда нисбийлик назариясининг асосий хулосаларидан бири: $\mathcal{E}$ энергия билан m масса узвий боғланган эканлиги, $\mathcal{E}$ билан m ўртасидаги сонли муносабат $\mathcal{E} = mc^2$ ифода билан белгиланиши айтиб ўтилган эди. Шунга асосан фотоннинг массаси

$$m = h\nu/c^2 \qquad (178.1)$$

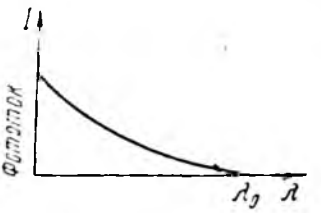
ифода билан аниқланади. Фотон ёруғлик тезлиги билан ҳаракат қилгани учун у абсолют қиймати

$$p = mc = h\nu/c \qquad (178.2)$$

бўлган импульсга эга бўлиб, импульснинг йўналиши тўлқин йўналиши билан бир хил. Шундай қилиб, фотон энергияси $h\nu$ га, массаси $h\nu/c^2$ га, импульсининг катталиги $h\nu/c$ га тенг.

Фотоннинг корпускуляр хусусиятларига берилиб кетиб оптикада биз танишиб чиққан жуда кўп ҳодисалар учун тўлқин тасаввурлар юксак даражада унумли эканлигини ёддан чиқариб қўймаслигимиз керак. Фотоэффект ҳодисасида ҳам ёруғликнинг тўлқин классик тасаввурларига фойдали бўладиган хусусиятлар бор. Бу хусусиятлар фототок кучининг тўлқин узунлигига боғлиқлигини текширганда яққол сезилади.

179- §. Фототок кучининг ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиши

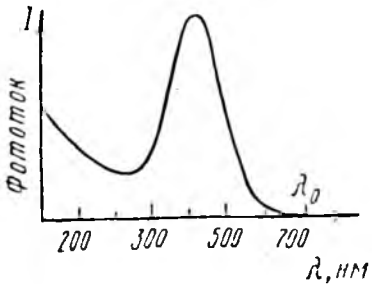


32.7- расм. Фототок кучининг тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиши. Нормал фотоэффект; λ_0 «қизил чегарага» мос келади.

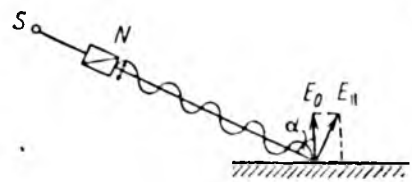
Фототок кучининг тўлқин узунлигига боғлиқлигини текшириш учун монохроматик ёруғлик нурининг маълум энергиясига мос келадиган тўйиниш токининг кучини аниқлаш керак. Бундай ўлчаш натижалари 32.7-расмда кўрсатилган бўлиб, бу ерда ординаталар ўқи бўйлаб I тўйиниш токи кучининг ютилган нур энергиясига бўлган нисбати, абсциссалар ўқи бўйлаб тўлқин узунлиги қўйилган. 32.7-расмдан «қизил чегара» $\lambda = \lambda_0$ га мос келиши ва тўлқин узунлигининг камайиши билан ютилган энергия бирлигига тўғри келадиган токнинг кучи ортиб бориши кўринади. Бундан тўлқин узунлиги қисқароқ бўлган ёруғликнинг таъсири кучлироқ эканлиги кўринади. Агар тушаётган ёруғликнинг тўлқин узунлиги қанча қисқа бўлса, ютилган энергия бирлигидаги квантларнинг сони шунча *кам* бўлиши (чунки қисқа тўлқинларда $h\nu = hc/\lambda$ га тенг бўлган квантларнинг ўзи *катта*) ҳисобга олинса, 32.7-расмдан «йирикроқ» фотонларга ўтган сари уларнинг электронларни ажратиб чиқариш қобилияти шу қадар ортиши яққол кўринади.

Лекин тажриба 32.7-расмда кўрсатилган график ҳамма вақт ҳам шундай бўлавермаслигидан далолат беради. Бир қатор металларда, айниқса қизил чегараси спектрнинг кўринувчан ва ҳатто инфрақизил соҳасида бўлган ва шу сабабли тўлқин узунликларининг кенг интервалига сезгир бўлган ишқорий металларда қуйидаги хусусият бор: ток кучи спектрнинг маълум бўлагида аниқ ифодаланган максимумга эга бўлиб, шу бўлакнинг чап ва ўнг томонида кескин камаяди (*селектив*, яъни *сайлама* фотоэффект, 32.8-расм). Фотоэлектр ҳодисаларининг селективлиги резонанс ҳодисаларига ўхшаб кетади. Худди металл ичидаги электронлар хусусий тебраниш даврига эга бўлиб, уйғотувчи ёруғлик частотасининг қиймати электроннинг хусусий частотаси қийматига яқинлашганда электронларнинг тебраниш амплитудалари ортиб, улар чиқиш ишини бажаришга қобил бўладигандай туюлади.

Селектив фотоэффект ёруғликнинг қутбланиш йўналишига ва тушиш бурчагига боғлиқ бўлишига қараб бундай фикрни тасдиқланди деб ҳисоблаш мумкин. Агар тушаётган ёруғлик нури (32.9-расм) унинг электр вектори тушиш текислигига параллел ($E_\parallel$) бўладиган тарзда қутбланган бўлса, эффект кескин кучаяди. Аксинча, қутбланиш текислиги 90° га бурилганда ($E_\perp$) селектив фотоэффект юз бермайди. Биринчи ҳолда электр вектори металл сиртига перпендикуляр бўлган ташкил этувчига эга, иккинчи ҳолда эса



32.8-расм. Селектив фотоэффект соҳасида фототок кучининг тўлқин узунлигига боғлиқлиги.



32.9-расм. Тебраниш йўналишининг селектив фотоэффект катталигига кўрсатадиган таъсири.

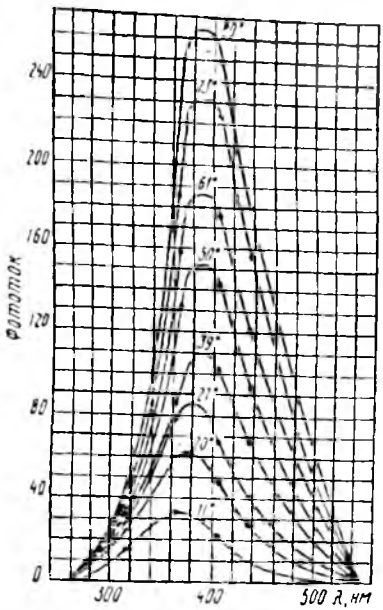
бундай ташкил этувчи йўқ. α тушиш бурчаги тўғри бурчакка қанча яқин бўлса, металл сиртига перпендикуляр бўлган E_0 компонента шунча катта бўлишини кўриш қийин эмас (қ. 32.9-расм). Ҳақиқатан ҳам, тушиш бурчаги ортиши билан селектив фотоэффект максимумининг катталиги кескин ўсади (32.10-расм).

Агар тушиш бурчаги етарлича катта бўлса, селектив фотоэффект соҳасида E-вектор йўналишининг ўзгариши, яъни электр векторининг жойлашиши фототокнинг катталигига жуда аниқ таъсир кўрсатади. Тўйиниш токи кучининг тўлқин узунлигига боғланиши 32.11-расмда кўрсатилган бўлиб, бу графиклар электр векторининг тушиш текислигига перпендикуляр ($E_\perp$) ва параллел ($E_\parallel$) бўлган икки йўналишига оиддир. Расмда кўрсатилган эгри чизиқлар тушиш бурчаги 60° ва сезгирлик максимуми $\lambda = 390{,}0$ нм тўлқин узунлигига мос келадиган калий ва натрий қотишмасига доир. Қуйидаги жадвалда бир қатор тоза металлар учун максимумга мос келадиган тўлқин узунликлар кўрсатилган:

Цезий	510,0 нм	Литий	280,0 нм
Рубидий	480,0 нм	Барий	400,0 нм
Калий	435,0 нм	Магний	250,0 нм
Натрий	340,0 нм	Алюминий	215,0 нм

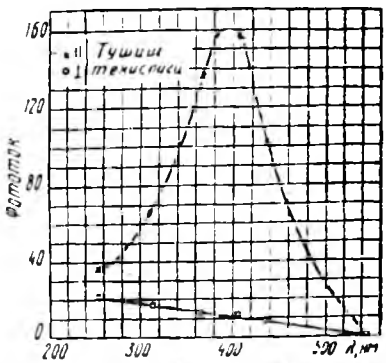
Бошқа металларда ҳам селектив эффект кузатилиши эҳтимол, лекин уларга тегишли максимумлар спектрнинг жуда қисқа тўлқинлар соҳасида бўлиб, кузатиш жуда қийин.

Ишқорий металларнинг енгил кузатиладиган катта селектив максимуми тоза металлга эмас, балки газ излари борлиги сабабли металл сиртида вужудга келадиган бирикмаларга тегишлидир. Жуда эҳтиёт бўлиб тажриба ўтказганда тоза сиртлар билан иш кўриш мумкин, буларда эффект анча заиф бўлади. Шунга қарамай, селектив фотоэффектнинг мавжудлиги ва унинг хусусияти фотоэффект ҳодисасини тушунишда тўлқин тасаввурларнинг унумли



32.10- расм. Селектив фотоэффект катталигининг тушиш бурчагига боғлиқ бўлиши.

Эгри чизиқлар устидаги рақамлар тушиш бурчакларини билдиради.



32.11- расм. Фотоэффектнинг тўлқин узунлигига тебранишнинг икки хил йўналиши учун боғлиқлиги.

эканлигини яққол кўрсатади. Лекин бу ҳодисаларни, шу жумладан селектив фотоэффект ҳодисасини ҳам миқдорий томондан тўлиқ тавсифлаш учун металл ҳақида фақат ҳозирги замон квантлар назариясигина бера оладиган чуқур тасаввурлардан фойдаланиш керак.

Бу ва бундан олдинги параграфларда кўриб чиқилган фотоэффект қонунлари ёруғлик нурининг қиёсан кичик интенсивликлари учун топилган эди. Фотоэффектни квант тасаввурларига асосан талқин этганда электроннинг ажраб чиқиши тушаётган ёруғликнинг бир фотонининг энергиясини электронга узатиш билан боғланади. Кучли ёруғлик таъсир қилганда атом ва молекулаларнинг оптик электрони бир неча фотоннинг энергиясига эга бўлиши мумкин (кўп фотонли ютиш ва ионланиш, қ. 157-§) эканини биз юқорида кўриб ўтдик. Металларнинг эркин электронлари учун ҳам худди шундай ҳодиса юз бериши кузатилган (Фаркаш ва ҳамкасблари, 1967 й.)

Агар металл сиртини ёритганда электрон N та фотоннинг энергиясини (яъни $Nh\nu$ энергияни) ўзлаштира олса, у ҳолда чегаравий частотанинг N марта камайишини (фотоэффект қизил чегарасининг узун тўлқинлар соҳасига силжишини) кутиш керак. Фотоэффект ҳодисасини қизил чегарадан кейин кузатишга интенсивлиги жуда катта ёруғлик талаб қилиниши узоқ вақт халақит бериб келди;

ёруғлик кучли бўлганда металл қаттиқ қизиб, термоэлектрон эмиссия ҳодисаси* вужудга келади, бу ҳодисанинг кузатилишида эса қизил чегара деган тушунчанинг ўзи йўқ. Термоэмиссиянинг паналовчи таъсирини деярли бутунлай йўқотиш учун лазер нурининг муддати 10^{-11}—10^{-12} с бўлган жуда қисқа импульслари (қ. 230-§) ишлатилди ва фотокатод сирпанувчан равишда ёритилди (тушиш бурчаги 85° га яқин). Иккала усул ҳам қизитишни камайтиришга ва термоэлектрон эмиссиянинг таъсирини сусайтиришга олиб келади. Бу шароитларда фотоэлектронларнинг чиқиши қизил чегарадан анча узоқда (ёруғлик частотаси чиқиш иши белгилайдиган чегаравий частотадан беш марта кам бўлганда) ишончли равишда қайд қилинган.

Кўп фотонли (яъни чизиқли бўлмаган) фотоэффект қонунлари билан биз кўриб ўтган чизиқли (бир фотонли) фотоэффект қонунлари ўртасида умумийлик кўп. Ёруғлик нурининг частотаси

$$P/N < h\nu < P/(N-1)$$

чегараларда ётган бўлиб, фотоэлектроннинг чиқиши учун у камида N та фотон ютиши зарур бўлсин. Фотоэлектронларнинг тезликлар бўйича тақсимотини текширишлар шу нарсани кўрсатадики, бу шароитда Эйнштейннинг (177.1) тенгламасига ўхшаш бўлиб, фотоэлектроннинг ҳақиқатан N та фотоннинг энергиясига эга бўлганлигини билдирадиган $\frac{1}{2}mv_n^2 + P = Nh\nu$ муносабат ўринли бўлади. Тўйиниш токининг катталиги билан аниқланадиган фотоэлектронлар сони ёруғлик интенсивлигининг N-даражасига пропорционал экан. Ёруғлик қутбланишининг ва тушиш бурчагининг ўзгариши (қ. 32.9-расм) чизиқли бўлмаган фотоэффект юз беришига асосий сабаб ёруғлик электр майдони кучланганлигининг катод сиртига перпендикуляр бўлган ташкил этувчиси эканлигини аниқлашга имкон берди.

Чизиқли бўлмаган фотоэффектнинг юқорида кўрсатиб ўтилган хусусиятлари турли материаллардан (натрий, олтин, кумуш ва бошқалар, ярим ўтказгичлар) ясалган фотокатодларни N нинг 2, 3, 4 ва 5 га тенг қийматларида ва ёруғлик интенсивлиги ўзгаришининг кенг (0,1 дан 10^3 МВт/см^2 гача) интервалида текшириш йўли билан топилган. Ёруғлик оқими тахминан 10^4 МВт/см^2 га тенг бўлганда автоэлектрон (ёки совуқ) эмиссияга ўхшаган яна бир чизиқли бўлмаган ҳодиса юз беради: тўлқиннинг электр майдони металл сиртидаги потенциал тўсиқнинг баландлигини ўзгартиради ва натижада чиқиш энергиясига эга бўлмаган электрон тўсиқдан

* Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси юз беришига металлнинг энг тез ҳаракатланадиган ва чиқиш ишидан катта энергияга эга бўлган электронлари потенциал тўсиқдан ошиб, металлдан ташқарига чиқиши сабаб бўлади. Ҳодиса билан тўлароқ танишиш учун С. Г. Калашниковнинг «Электр» китобига қаранг: «Ўқитувчи», 1979.

«сизиб ўтиш» имкониятига эга бўлади. Агар электроннинг тўлқин хусусиятларига ҳам эга эканлиги ва электроннинг потенциал тўсиқдан ўтиши тушиш бурчаги тўла қайтишнинг чегаравий бурчагидан катта бўлган ҳолда электромагнитик тўлқиннинг оптик жиҳатдан зич жисмнинг юпқа қатламидан ўтишига (қ. XXIV боб) ўхшаш эканлиги ҳисобга олинса, электроннинг потенциал тўсиқдан бундай «сизиб ўтишини» тушуниш осон бўлади.

180-§. Ички фотоэффект

Олдинги параграфда модданинг ёритилган сиртидан электронлар ажралиб чиқиши ва уларнинг бошқа муҳитга, хусусан вакуумга ўтиши ҳақида гапирилган эди. Электронларнинг бундай чиқиши *фотоэлектрон эмиссияси* деб, ҳодисанинг ўзи эса *ташқи фотоэффект* деб аталади. Бундан ташқари, *ички фотоэффект* деб аталадиган ҳодиса фанда маълум ва амалий мақсадда кенг қўлланилади, ички фотоэффектда ташқи фотоэффектдан фарқли равишда оптик жиҳатдан уйғотилган электронлар ёритилган жисм ичида қолавериб жисмнинг электр нейтраллигини бузмайди. Бунда моддадаги зарядларнинг концентрацияси ёки уларнинг ҳаракатчанлиги ўзгаради, натижада тушаётган ёруғлик нури таъсирида модданинг электр хусусиятлари ўзгаради. Ички фотоэффект фақатгина ярим ўтказгичлар ва диэлектрикларда бўлади. Бундай фотоэффектни бир жинсли ярим ўтказгичларни ёритганда уларнинг ўтказувчанликлари ўзгаришидан аниқлаш ҳам мумкин. *Фотоўтказувчанлик* деб аталадиган бу ҳодиса асосида ёруғлик қабул қилгичлар, яъни *фоторезисторларнинг* катта группаси кашф қилинган ва муттасил мукаммаллаштирилмоқда. Фоторезисторларда асосан кадмийнинг селениди ва сульфиди қўлланилади.

Бир жинсли бўлмаган ярим ўтказгичларда ўтказувчанликнинг ўзгаришидан ташқари потенциаллар фарқи ҳам (фото-э. ю. к.) пайдо бўлади. Фотогальваник эффект деб аталган бу ҳодисанинг сабаби шундаки, ярим ўтказгичлар бир томонли ўтказувчанликка эга бўлгани учун ўтказгич ҳажмидаги оптик жиҳатдан уйғотилган ва манфий зарядга эга бўлган электронлар ўз электронларини йўқотган атомлар яқинида пайдо бўладиган ва мусбат элементар зарядга эга бўлган зарраларга ўхшаган микрозоналардан (тешиклардан) фазовий ажратилади. Электрон ва тешиклар ярим ўтказгичнинг қарама-қарши учларида йиғилади, натижада электр юритувчи куч вужудга келиб, ташқи э. ю. к. берилмаса ҳам ёритилган ярим ўтказгичга параллел уланган нагрузка орқали электр токи ўта бошлайди. Шу тарзда ёруғлик энергияси электр энергиясига бевосита айлантирилади. Худди шу сабабли ёруғликнинг фотогальваник қабул қилгичлари ёруғлик сигналларини қайд қилиш учунгина эмас, балки электр занжирларида электр энергияси манбаи сифатида ишлатилади.

Шундай фотогальваник элементларнинг саноатда ишлаб чиқариладиган асосий турларида селен ва кумуш сульфат қўлланилади. Кремний, германий ва GaAs, InSb, CdTe ва бошқа бирикмалар каби ярим ўтказгичлар ҳам кенг тарқалган. Қуёш энергиясини электр энергиясига айлантирадиган фотогальваник элементлар космик текширишларда кема ичидаги электр таъминотининг манбалари сифатида кенг қўлланиляпти. Уларнинг фойдали иш коэффициентлари қиёсан катта (20% гача) бўлиб, космик кемаларнинг мустақил учиш шароитларида жуда қулай. Замонавий фотоэлементларда (қуёш батареяларида) ярим ўтказгич материалига қараб фото-э. ю. к. 1—2 В га, 1 $см^2$ юздан олинадиган ток бир неча ўн миллиамперга ва 1 кг массага тўғри келадиган қувват бир неча юз ваттга боради.

181-§. Фотоэлементлар ва уларнинг қўлланилиши

Ҳозирги вақтда ташқи ва ички фотоэффектга асосан ёруғлик сигналини электр сигналига айлантирувчи жуда кўп қабул қилгичлар қуриляпти; буларнинг умумий номи *фотоэлементлар* деб аталади. Улар техникада ва илмий текширишларда жуда кенг қўлланилади. Ҳозирги замонда ўтказиладиган турли-туман объектив оптик ўлчашларни бирор турдаги фотоэлементлардан фойдаланмай ўтказиш мумкин эмас. Ҳозирги замон фотометрияси, спектрометрияси ва спектрнинг кенг соҳасидаги спектрофотометрия, модданинг спектрал анализи, ёруғликнинг комбинацион сочилишида кузатиладиган заиф ёруғлик оқимларини объектив ўлчашларни, астрофизика, биология ва бошқаларни фотоэлементларни қўлламасдан тасаввур қилиш қийин; инфрақизил спектрлар кўпинча спектрнинг узун тўлқинли соҳасида ишлайдиган махсус фотоэлементлар ёрдамида қайд қилинади. Фотоэлементлар техникада жуда кенг қўлланилади: ишлаб чиқариш процессларини бошқариш ва контрол қилиш, тасвир узатиш ва телевидениедан тортиб лазерларга асосланган оптик алоқагача бўлган турли алоқа системалари ҳамда космик техника фотоэлементлар қўлланиладиган соҳаларнинг бир бўлаги бўлади холос, бу соҳаларда фотоэлементлар ҳозирги замон саноати ва алоқасининг турли-туман техник масалаларини ҳал қилиб беради.

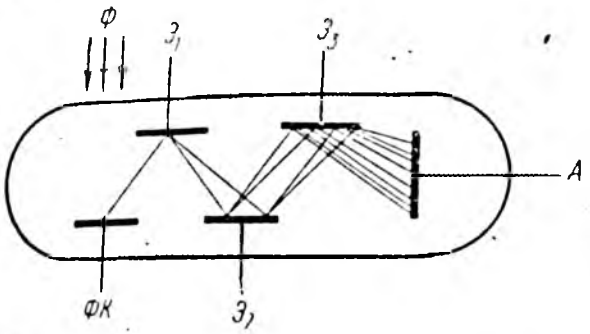
Фотоэлементларнинг кашф қилиниш тарихи 100 йилдан ортиқ муддатни ўз ичига олади. Ички фотоэффектга асосланган ва фотоўтказувчанлик ҳодисасидан фойдаланадиган биринчи фотоэлемент 1875 йилда ясалган эди, ташқи фотоэффект асосида ишлайдиган биринчи вакуум фотоэлементи 1889 йилда ясалган. Вакуум фотоэлементларини саноатда ишлаб чиқаришни Совет Иттифоқида П. В. Тимофеев 1930 йилда ташкил қилган эди. Гарчи ички фотоэффект ҳодисаси ташқи фотоэффект ҳодисасидан 50 йил илгари кашф этилган бўлса-да, ташқи фотоэффект асосида ишлайдиган фото-

элементлар ички фотоэффект асосида ишлайдиган фотоэлементларга қараганда олдинроқ ривожланди. Асримизнинг қирқинчи йилларида ярим ўтказгичлар физикаси тез ривожлангани ва ички фотоэффект ҳодисаси чуқур ўрганилгани сабабли ярим ўтказгичли янги фотоэлементлар яратила бошлади.

Фотоэлементлар ёрдамида ҳал қилинадиган масалалар жуда турли-туман бўлгани учун ҳар хил техник характеристикаларга эга бўлган фотоэлементларнинг жуда кўп турлари бунёд этилди. Ҳар бир конкрет масалани ҳал қилишда фотоэлементнинг оптимал турини танлаш учун бундай характеристикалардан хабардор бўлиш керак. Ташқи фотоэффектга асосланган фотоэлементларнинг (вакуум фотоэлементларининг) қуйидаги характеристикаларини билиш зарур: спектрнинг қайси соҳасида ишлаши; спектрал сезгирлигининг нисбий характеристикаси (бу характеристика монохроматик ёруғлик билан ёритилган ҳолдаги спектрал сезгирликнинг характеристиканинг максимумдаги сезгирликка бўлган ўлчамсиз нисбатининг тушаётган ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғлиқлигидан иборат); умумий сезгирлик (бу сезгирлик фотоэлементни стандарт ёруғлик манбаи билан ёритганда аниқланади); берадиган квантлари миқдори (чиқаётган фотоэлектронлар сонининг фотокатодга тушаётган фотонлар сонига бўлган нисбатнинг процент ҳисобидаги қиймати); инерциялик (вакуум фотоэлементларида бу характеристика электронларнинг фотокатоддан анодга учиб боришига кетадиган вақт билан аниқланади). Фотоэлементнинг қоронғилик токи ҳам муҳим параметр бўлиб, у одатда фотокатоднинг хона температурасидаги термоэмиссияси билан сизиш токи орқали аниқланади.

Фотокатоднинг материали ва колбанинг материалига қараб фотоэлементларни 0,2—1,1 мкм диапазонида ишлатиш мумкин. Уларнинг 1 люмен ёруғлик оқимига тўғри келган умумий (интеграл) сезгирлиги 20—100 мкА бўлади, термоэмиссияси эса 10^{-11}—10^{-16} А/см^2 ичида ўзгаради. Вакуум фотоэлементларининг энг муҳим афзаллиги уларнинг жуда доимий бўлиши ва ёруғлик оқими билан фототок орасидаги боғланишининг чизиқли эканлигидадир. Шунинг учун улар спектрнинг кўринувчан ва ультрабинафша соҳасида объектив фотометрия, спектрометрия, спектрофотометрия ва спектрал анализда узоқ вақт кўп қўлланиб келди. Вакуум фотоэлементларининг ёруғлик ўлчашларида қўлланганидаги энг асосий камчилиги улар ишлаб чиқарадиган электр сигналларнинг заифлигидадир. Бу камчилик фотоэлектрон кўпайтиргичларда (ФЭК ларда) бутунлай бартараф қилинган бўлиб, бу асбобларни ривожланган фотоэлементлар деб ҳисоблаш мумкин. Дастлаб ФЭК лар 1934 йилда ясалган эди.

ФЭКнинг ишлаш принципини 32.12-расмдан кўриб чиқишимиз мумкин. *ФК* фотокатоддан чиққан (эмиссияланган) фотоэлектронлар электр майдони таъсирида тезлашади ва биринчи оралиқ



32.12- расм. Фотокўпайтиргичнинг тузилиш схемаси.

$Э_1$ электродга тушади. Тушаётган фотоэлектронлар иккиламчи электронларнинг чиқишига сабабчи бўлади; маълум шароитларда иккиламчи эмиссия фотоэлектронларнинг дастлабки оқимидан бир неча марта катта бўлиши мумкин. Электродларнинг конфигурацияси шундайки, фотоэлектронларнинг кўпчилиги $Э_1$ электродга, иккиламчи электронларнинг кўпчилиги эса навбатдаги $Э_2$ электродга тушади, бу электродда кўпайиш процесси қайтарилади ва ҳоказо. Электродлар (динодлар) 10—15 та бўлади; буларнинг энг охиргисидан чиқаётган иккиламчи электронлар анодга йиғилади. Бундай системаларнинг умумий кучайтириш коэффициенти $10^7 — 10^8$ га, интеграл (умумий) сезгирлиги люменга тўғри келган минглаб амперга етади. Бундан ФЭКлар ёрдамида жуда катта токлар олиш мумкин деган хулоса чиқармай, балки жуда заиф ёруғлик оқимларини ўлчаш мумкин деган хулоса чиқариш керак.

Равшанки, вакуум фотоэлементларидагидек техник характеристикалар, шунингдек, кучайтириш коэффициенти ва унинг таъминловчи кучланишга боғлиқлиги ФЭК ни тўлиқ таърифлаб беради. Ҳозирги вақтда ҳамма ерда вакуум фотоэлементларининг ўрнига фотоэлектрон кўпайтиргичлар қўлланилмоқда. ФЭК ларнинг камчиликлари сифатида юқори вольтли ва стабиллаштирилган манбадан фойдаланиш зарурлиги, сезгирлик стабиллигининг бир оз ёмон эканлиги ва шовқинлар кўп эканлигини кўрсатиш мумкин. Лекин фотокатодлар совитилса ва чиқиш токи эмас, балки импульслар сони (ҳар бир импульс битта фотоэлектронга мос келади) қайд қилинса, юқорида айтиб ўтилган камчиликларнинг салбий таъсири анча камайтирилган бўлади.

Ташқи фотоэффектга асосланган ёруғлик қабул қилгичларнинг энг афзал томони фототокнинг нагрузка ўзгарганда ўзгармаслигидир. Демак, фототокнинг қиймати қанча кичик бўлмасин қаршилиги катта бўлган нагрузка қўллаш ва натижада қаршиликда қайд қилиш ва кучайтириш учун етарли катталикдаги кучланиш тушишига эга бўлиш мумкин. Иккинчи томондан, қаршилик ўрнига сигим улаш ва бу сиғимдаги кучланишни ўлчаб, маълум вақт давомида тушаётган ўртача ёруғлик оқимига пропорционал катталикни аниқлаш мумкин. Бу эса ўз навбатида ёруғликнинг стабиллашмаган

манбаидан тушаётган ёруғлик оқимини ўлчаш, яъни спектроаналитик ўлчашларга хос бўлган ҳол учун жуда муҳимдир.

Вакуум фотоэлементлари ва ФЭК лар спектрнинг инфрақизил соҳасида спектрометрик ўлчашлар ўтказишга ярамайди, чунки ҳозирги вақтда ишлатиладиган фотокатодларнинг қизил чегараси 1100 нм дан ортмайди. Лекин ҳозирнинг ўзидаёқ 3—4 мкм гача бўлган соҳада ўлчаш ўтказиш имкониятини берадиган материаллар маълум. Шу сабабли инфрақизил соҳада ўлчаш ўтказишда ички фотоэффект асосида ишлайдиган фотоэлементлар қўлланилади. Улар қаторига InSb, PbSe ва PbS асосида ясалган ва 6 мкм гача бўлган соҳада ўлчашга имкон берадиган совитилмайдиган фоторезисторларни ҳамда олтин, рух, мис ва бошқа металлар билан легирланган (махсус усул билан қўшилган) германий асосида ишланган ва 40 мкм гача бўлган соҳада ўлчашга имкон берадиган қаттиқ совитиладиган фоторезисторларни киритиш мумкин.

Спектрнинг узунроқ тўлқинлар қисмида ўлчаш ўтказганда иссиқлик қабул қилғичлардан фойдаланилади; улар тушаётган нурлар таъсирида исиганда ё ўз ўтказувчанликларини ўзгартиради ёки уларда э. ю. к. вужудга келади.

Ярим ўтказгичли фотоэлементларда электр сигналининг катталиги ёритилганликка қатъий чизиқли боғланган эмас. Бу камчилик ва фотоэлемент сезгирлигининг доимий эмаслиги, таъминловчи манбанинг стабилланмаганлиги, ўлчаш схемасининг кучайтириш қобилиятининг ўзгариб туриши каби камчиликлар икки нурли системадан фойдаланиш билан бартараф қилинади. Икки нурли системада ютадиган моддадан ўтган ёруғликнинг абсолют интенсивлиги эмас, балки бу интенсивликнинг ёритаётган манбанинг ёруғлик интенсивлигига бўлган нисбати ўлчанади.

Фотоэлементлар қўлланиладиган жуда кўп ҳолларда уларнинг ўлчаш хусусиятларига қатъий талаблар қўйилмайди. Шунинг учун ички фотоэффект асосида ишлайдиган фотоэлементлар ўлчамлари кичик, таъминловчи кучланишлар паст бўлгани ва бир қатор бошқа конструктив хусусиятларга эга бўлгани учун автоматик системаларда, бошқариш системаларида, қуёш энергиясини ўзгартиришда, ишлаб чиқаришни контрол қилиш ва бошқа соҳаларда кенг қўлланилади. Бу фотоэлементларнинг инерция хусусиятлари ёмонлиги уларнинг қўлланилишига тўсқинлик қиладиган ҳоллар бундан мустасноди.

XXXIII боб
КОМПТОН ҲОДИСАСИ

182-§. Комптон ҳодисасининг моҳияти ва унинг қонунлари

Рентген нурларининг модда томонидан сочилишини ўрганиш натижасида Комптон 1923 йилда муҳим ҳодиса кашф этди. Бу ҳодиса бизнинг фотонлар ҳақидаги тасаввурларимизни анча чуқурлаштирди.

Комптон ҳодисаси шундан иборатки, Рентген нурларини енгил атомлар сочиб юборганида бу нурларнинг тўлқин узунликлари ўзгаради. Кейинчалик бу ҳодиса Рентген нурларини оғир атомлар сочиб юборганда ҳам юз бериши аниқланди, бироқ бу ҳолда ҳодиса мураккаброқ бўлиб чиқди.

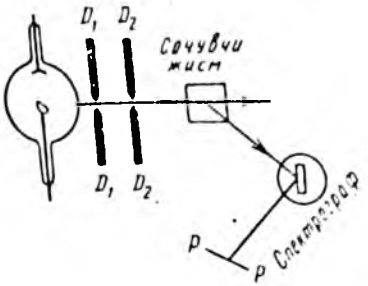
Тўлқин нуқтаи назаридан Рентген нурларининг сочилиши модда электронларининг мажбурий тебранишларига алоқадор бўлиб, бунда сочилган ёруғликнинг частотаси тушаётган ёруғликнинг частотасига тенг бўлиши керак. Комптон ўтказган пухта ўлчашлар шуни кўрсатдики, сочилган Рентген нурлари орасида тўлқин узунлиги ўзгармаган нурлардан ташқари тўлқин узунлиги каттароқ бўлган нурлар ҳам бўлар экан.

Комптон тажрибасининг схемаси 33.1-расмда кўрсатилган. Рентген нурларининг D_1, D_2 диафрагмалар ёрдамида ажратилган энсиз дастасини атомлари енгил бўлган модда (кўмир, парафин ва бошқалар) сочиб юборади. Сочилган ёруғлик Рентген спектрографи ёрдамида фотография йўли билан ёки ионизация камераси ёрдамида ўрганилади. Бирламчи даста таркибида тўлқин узунлиги λ га тенг бўлган монохроматик рентген нурларигина бўлсин. У ҳолда сочилган нурлар таркибида λ билан бир қаторда ундан каттароқ $\lambda' > \lambda$ тўлқин узунлиги ҳам бўлар экан. 33.2-расм сочилган Рентген нурларининг спектри ҳақида тасаввур беради.

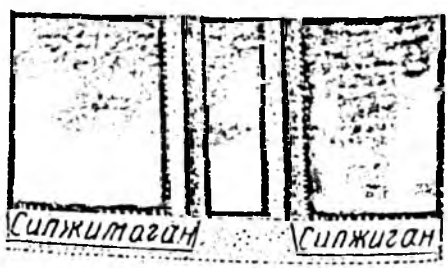
Тўлқин узунлигининг кузатилган $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ ўзгариши сочилаётган Рентген нурларининг тўлқин узунлигига ва сочаётган жисмнинг материалига боғлиқ эмас, лекин сочилиш йўналишига боғлиқ. Агар бирламчи дастанинг йўналиши билан сочилган ёруғлик йўналиши орасидаги бурчакни θ деб белгиласак, тўлқин узунлик ўзгаришининг бурчакка боғланишини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\Delta\lambda = 2k \sin^2 \frac{1}{2}\theta, \qquad (182.1)$$

бу ерда $k = 0{,}0241$ Å тажрибадан аниқланган доимий бўлиб, тўғ-



33.1-расм. Комптон тажрибасининг схемаси.



33.2-расм. Сочилган рентген нурларининг спектри.

ри бурчак остида сочилган нурда тўлқин узунлиги ўзгаришининг катталигини кўрсатади.

Шуни айтиб ўтиш керакки, юқорида тилга олинган қонунлар унча катта энергияга эга бўлмаган (яъни унча қаттиқ бўлмаган) нурлар ва атом оғирликлари кичик (масалан, водород, углерод, бор, алюминий) бўлиб, таркибида атом ядросига кучсиз боғланган электронлари бўлган моддалар учунгина тўғри бўлади.

183- §. Комптон ҳодисасининг назарияси

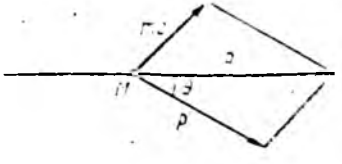
Агар Комптон ҳодисасини Рентген фотонларининг модда атомлари билан тўқнашиш процесси деб ҳисобласак, унинг юқорида қайд қилиб ўтилган хусусиятларининг барчасини тушунтириш мумкин.

Ҳамма енгил атомларнинг Комптон ҳодисасида ўзини бир хил тутиши сочиш процесси *фотонларнинг электронлар* билан тўқнашишидан иборат эканлигидан хабар беради. Ҳақиқатан ҳам, енгил атомларда электронлар ядрога заиф боғланган ва Рентген нурларининг таъсирида ўз атомларидан осон ажралади. Шунинг учун биринчи тахминда Комптон процессини фотонларни *эркин электронлар* сочиб юбориши деб ҳисоблаш мумкин.

Фотоннинг эркин электрон билан тўқнашиши эластик зарб қонунига бўйсунади деб ҳисоблайлик, у ҳолда тўқнашаётган зарраларнинг энергияси ва импульси ўзгармаслиги керак. Тўқнашиш натижасида биз дастлаб тинч турган деб ҳисоблаган электрон маълум тезликка, демак, шунга мос энергия ва импульсга эга бўлади; фотон эса ҳаракат йўналишини ўзгартиради (сочилади) ва ўз энергиясини камайтиради (унинг частотаси камаяди, яъни тўлқин узунлиги ортади).

Тушаётган фотоннинг p импульси, сочилган фотоннинг p' импульси ва электроннинг тўқнашувдан кейинги mv импульси ўртасидаги муносабат 33.3-расмда кўрсатилган. Зарб импульснинг ва энергиянинг сақланиш шартларига бўйсуниши керак.

Энергиянинг сақланиш тенгламасини тузганда электрон массасининг тезликка боғлиқ бўлишини ҳисобга олиш керак, чунки электроннинг тўқнашувдан кейинги тезлиги катта бўлиши мумкин. Шунинг учун электроннинг кинетик энергияси унинг тўқнашувдан олдинги ва кейинги энергияларининг айирмасига тенг бўлади, яъни



33.3- расм. Комптон эффектининг назариясига доир.

$$\mathcal{E}_{\text{кин}} = mc^2 - m_0c^2,$$

бу ерда m_0 — тинч ётган электроннинг массаси (чунки сочувчи моддадаги электроннинг тезлиги жуда кам), $m = m_0/\sqrt{1-\beta^2}$ — сочилиш натижасида катта v тезликка эга бўлган электроннинг массаси, бунда $\beta = v/c$ га тенг*.

Шундай қилиб, энергиянинг сақланиш шарти

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2 \qquad (183.1)$$

кўринишида, импульснинг сақланиш шарти эса (178.2) формула ва 33.3-расмга асосан,

$$(mv)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - \frac{2h^2}{c^2}\nu\nu'\cos\theta \qquad (183.2)$$

кўринишда ёзилади. (183.1) тенгламани

$$m^2c^4 = h^2\nu^2 + h^2\nu'^2 - 2h^2\nu\nu' + m_0^2c^4 + 2hm_0c^2(\nu - \nu')$$

кўринишда ёзиб ва ундан (183.2) ни айириб (аввал бу тенгликнинг ҳамма ҳадларини умумий махражга келтириш керак)

$$m^2c^2(c^2 - v^2) = m_0^2c^4 - 2h^2\nu\nu'(1 - \cos\theta) + 2hm_0c^2(\nu - \nu')$$

тенгламани топамиз. Маълумки, $m_0^2c^4 = m^2c^2\ (c^2 - v^2)$.

Шунинг учун олдинги тенглама

$$h\nu\nu'(1 - \cos\theta) = m_0c^2(\nu - \nu')$$

кўринишда ёзилади. Частотанинг ўрнига тўлқин узунлигини киритиб, яъни $\nu = c/\lambda$ ва $\nu' = c/\lambda'$ муносабатлардан фойдаланиб, $(\nu - \nu') = \Delta\nu$ ва $(\lambda' - \lambda) = \Delta\lambda$ белгиларини киритиб,

$$\frac{hc^2}{\lambda\lambda'}(1 - \cos\theta) = m_0c^2\frac{c\Delta\lambda}{\lambda\lambda'}$$

тенгламани топамиз, ундан эса қуйидаги натижавий ифодани топамиз:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0c}\sin^2 {}^1/_2\theta. \qquad (183.3)$$

Биз топган (183.3) формула Комптон ҳодисаси қонунини аниқлайдиган (182.1) формула билан бир хил. Ҳақиқатан ҳам, h, m_0 ва c ларнинг сон қийматларини қўйсак, кузатишларга мос равишда $h/m_0c = 0{,}02426$ Å эканлигини топамиз. Қуйидаги жадвал тажриба-

* $\mathcal{E}_{кин} = mc^2 - m_0c^2 = \dfrac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_0c^2 = m_0c^2\left(\dfrac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right) =$
$= m_0c^2({}^1/_2\beta^2 + {}^3/_8\beta^4 + \ldots)$.
Агар β бирдан жуда кичик бўлиб, β^4 ва ундан юқори даражали ҳадларни ҳисобга олмаслик мумкин бўлса, унда формула $\mathcal{E}_{кин} = \dfrac{1}{2}m_0c^2\beta^2 = \dfrac{1}{2}m_0v^2$ кўринишга келади, яъни классик механиканинг оддий формуласига айланади.

нинг натижалари назария билан қанчалик яхши мос тушишини кўрсатади.

θ	Δλ (ҳис.)	Δλ (ўлч.)	λ_0, Å	Модда
72°	0,0168	0,0170	0,708	Графит
90°	0,0243	0,0241	0,708	Графит
110°	0,0345	0,0350		
160°	0,0469	0,0470		
170°	0,0480	0,0482	0,708	Парафин

Дастлабки назарияда модда ичидаги электронлар эркин деб ҳисобланган эди. Ҳақиқатда эса электроннинг атомга боғланган эканлигини ҳисобга олиш ва энергия балансини ҳисоблаганда, бир томондан, электронни атомдан ажратиш учун сарфланган ишни, иккинчи томондан эса атомнинг ўзини ҳаракатлантиришга сарфланган энергияни ҳисобга олиш керак. Бу шартларни ҳисобга олиш Комптон ҳодисасидаги тафсилотларни, хусусан силжимаган чизиқнинг* (электрон атомдан ажралмаган ҳол учун) мавжудлигини ҳамда силжиган ва силжимаган чизиқлар интенсивликлари ўртасидаги муносабатни тушунишга ёрдам беради. Бундай умумий ҳол кўрилганда тўлқин узунлигининг ўзгариши бирламчи тўлқиннинг узунлигига боғлиқ бўлиши ҳам, сочувчи жисм материалининг таъсири ҳам билинади. Тажрибага таққосланганда бу умумий назария тасдиқланади.

Ёруғликнинг сочилишида тўлқин узунлигининг ўзгаришини тўлқин назарияси нуқтаи назаридан Допплер ҳодисаси ёрдамида изоҳлаб бериш мумкин эди: Рентген нурларини сочаётган электронлар бу нурлар таъсирида атомлардан турли йўналишлар бўйича ҳар хил тезликлар билан учиб чиқади. Шундай қилиб, сочилган нурларнинг тўлқин узунлиги сочувчи электронларнинг тезлиги ва ҳаракат йўналишига боғлиқ равишда ўзгариши керак. Сочувчи электронларнинг қандай ҳаракат қилишини ҳисоблаб чиқиб, Комптон ҳодисасининг классик манзарасини яратиш қийин эмас.

Рентген нурларининг сочилиши натижасида анча катта тезликка эга бўлган электронларнинг ҳаракатини бевосита тажрибада кузатиш мумкин. Шу мақсадда Вильсон камераси ёрдамида текширишлар қилинган бўлиб, бу камера сочилган нурларнинг йўналишини ҳам, Рентген нурларининг сочилишида уриб чиқарилган электронларнинг («тепки» электронларининг) ҳаракат йўналишини ҳам кўрсатади. Электронлар йўлида ҳам, сочилган Рентген нурла-

* Бу ерда «чизиқ» деб Рентген нурларининг фотоэлектронларга таъсири натижасида вужудга келган чизиқ кўзда тутилиб, тўлқин узунлигининг қиймати маъносида ишлатилади (таржимон изоҳи).

рининг йўлида ҳам ионлар пайдо бўлиб, бу ионларда сув буғи конденсацияланади, натижада йўллар кўринадиган бўлиб қолади.

Комптон эффектини классик назария нуқтаи назаридан Допплер эффекти ёрдамида изоҳлаш учун зарур бўлган электрон ва сочилган нурларнинг бир-бирига нисбатан йўналишларини ҳисоблаш мумкин эканлигини олдин айтиб ўтган эдик. Иккинчи томондан, электрон ва фотонлар йўналишларининг бундай тақсимотини эластик тўқнашишлар назарияси бўйича ҳам ҳисоблаб топиш мумкин. Бу икки хил нуқтаи назар ҳар хил натижалар беради. Ўтказилган тажрибалар ҳодисанинг квант назарияси тўғри эканлигини тасдиқлайди, шунинг учун ҳодисанинг Допплер эффекти ёрдамида изоҳланишини қониқарсиз деб топиш зарур бўлади. Шундай қилиб, Комптон ҳодисаси фотоэффектнинг асосий қонунлари сингари фотонлар ҳақидаги тасаввурни тасдиқлайди.

184- §. Допплер эффекти ва ёруғлик квантлари гипотезаси

Кўринувчан ва Рентген нурларининг фотоэффекти ҳамда Комптон ҳодисаси ҳақидаги маълумотларнинг ҳаммаси фотонлар гипотезасини ишончли равишда тасдиқлайди. Бу гипотезанинг унумдорлигини ифодалаш учун ҳам тўлқин назария нуқтаи назаридан, ҳам фотонлар назарияси нуқтаи назаридан изоҳлаб бериш мумкин бўлган баъзи ҳодисаларни кўриб чиқиш қизиқарлидир.

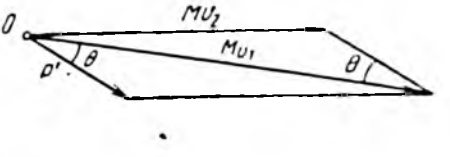
Бундай ҳодисалар қаторига Допплер эффекти киради; бу эффект дастлаб тўлқин назарияси нуқтаи назаридан изоҳланган ва биз бу ҳодисани XXI бобда ўша нуқтаи назардан кўриб чиққан эдик. Допплер эффекти ҳақиқатан ҳам тўлқинга оид ҳодиса бўлиб, уни фотонлар назарияси асосида изоҳлаш бир оз қийин туюлади. Лекин Комптон ҳодисасини изоҳлашда юритилган мулоҳазаларга яқин мулоҳазалар юритиб, Допплер эффектини фотонлар назарияси асосида изоҳлаш мумкин. Мулоҳазани соддалаштириш учун манба жуда кичик v тезликлар билан ҳаракат қилган ва натижада $\frac{v}{c}$ га нисбатан иккинчи даражали ҳадларни назарга олинмайдиган ҳолнигина кўриб чиқамиз. У ҳолда Допплер принципига асосан, манба чиқараётган ёруғлик частотасининг ўзгариши қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v}{c}\cos\theta, \qquad (184.1)$$

бу ерда θ — ҳаракат йўналиши билан ёруғликни кузатиш йўналиши орасидаги бурчак.

Массаси M бўлган ёруғлик манбаи v_1 тезлик билан ҳаракат қилаётган, яъни Mv_1 импульсга эга бўлсин. Чиқарилган фотонга p импульс берилади, бунда $|p'| = h'\nu'/c$. Шунга мос равишда манбанинг тезлиги ва импульси ўзгариши керак, импульс Mv_2 га тенг

бўлиб қолади. Фотоннинг импульси манбанинг импульсига қараганда анча кам бўлгани учун манбанинг импульси жуда кам ўзгаради.



33.4-расм. Допплер эффектининг фотон назариясига доир.

Бу векторларнинг йўналишлари 33.4-расмда кўрсатилган. Манба тезлигининг ва мос равишда унинг кинетик энергиясининг $\Delta\mathcal{E}$ миқдорда ўзгариши окибатида бу $\Delta\mathcal{E}$ энергия фотонга берилади ёки фотондан олинади; фотонга энергия берилиши ёки ундан олиниши нурлар йўналиши билан ҳаракат йўналишининг бир-бирига нисбатан жойлашишига боғлиқ бўлади (бу йўналишлар орасидаги бурчак θ га тенг). Шундай қилиб, фотоннинг энергияси $\Delta\mathcal{E}$ миқдорда ўзгаради ва $h\nu$ га тенг бўлиш (тинч ҳолатдаги манба нурларига хос энергия) ўрнига $h\nu' = h\nu + \Delta\mathcal{E}$ га тенг бўлиб қолади. $\Delta\mathcal{E}$ ни ҳисоблаб топиш қийин эмас:

$$\Delta\mathcal{E} = {}^1\!/_2 M(v_1)^2 - {}^1\!/_2 M(v_2)^2 = \frac{1}{2} M(v_1 - v_2)(v_1 + v_2). \quad (184.2)$$

Импульснинг сақланиш қонунига асосан,

$$Mv_1 - Mv_2 = p'; \ |p'| = h\nu'/c, \quad (184.3)$$

бу ерда p' — чиқарилган фотоннинг импульси. Атом тезлигининг (184.3) муносабатдан топиладиган ўзгаришини (184.2) ифодага қўйиб $\Delta\mathcal{E}$ ни топамиз:

$$\Delta\mathcal{E} = p'v_1 - p'^2/2M = h\nu'(v_1'c)\cos\theta - (h\nu')^2/2Mc^2. \quad (184.4)$$

Шундай қилиб, ҳаракатланаётган манбадан чиқарилган фотоннинг энергияси қуйидагига тенг:

$$h\nu' = h\nu + \Delta\mathcal{E} = h\nu + h\nu'\frac{v_1}{c}\cos\theta - \frac{(h\nu')^2}{2Mc^2}. \quad (184.5)$$

Бу муносабат ν' га нисбатан квадрат тенглама бўлиб, уни ечиш қийин эмас. Лекин (184.5) нинг ўнг томонидаги иккинчи ва учинчи ҳадлар биринчи ҳадга тегишли кичик тузатиш бўлади. Шунинг учун шу ҳадларда тақрибан $\nu = \nu'$ деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда

$$\nu' = \nu + \nu\frac{v_1}{c}\cos\theta - \frac{h\nu}{2Mc^2}\nu,$$

яъни частотанинг атомнинг ҳаракатига боғлиқ равишда нисбий ўзгариши қуйидагига тенг:

$$\frac{\nu' - \nu}{\nu} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v_1}{c}\cos\theta - \frac{h\nu}{2Mc^2}. \quad (184.6)$$

Бу тенгликнинг ўнг томонидаги биринчи ҳад частота нисбий ўзгаришининг тўлқин тасаввурлар ва Допплер принципи асосида топилган ифодаси билан бир хил ((184.1) билан солиштиринг). Иккинчи ҳад квантлар назариясидан келиб чиққан (бу ҳадда h Планк доимийсининг борлиги шуни формал равишда кўрсатади). Бу ҳад фотон чиқарилгунча тинч ётган атом ($v_1 = 0$) фотон чиқарилгандан сўнг зарурат билан ҳаракатга келишини билдиради: фотон p' импульс «олиб кетади» ва натижада атом ишораси тескари, бироқ модули тенг импульсга эга бўлиши керак ((184.3) га $v_1 = 0$ бўлганда қаранг). Бу ҳаракат йўловчиси сакраб тушиб қолган қайиқнинг ҳаракатига ўхшайди. Шунинг учун частотанинг— $\frac{h\nu}{2Mc^2}$ га тенг силжиши *тепки эффекти* натижасидаги *силжиш* дейилади.

Агар фотонларнинг чиқиш процесси эмас, балки атомга ютилиш процесси кўрилса, энергия ва импульснинг сақланиш қонунлари ёрдамида (184.6) муносабат ўрнига

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{v_1}{c}\cos\theta + \frac{h\nu}{2Mc^2} \qquad (184.7)$$

муносабат ўринли бўлади, яъни фотоннинг ютилишида частота ўзгаришининг ишораси фотон чиқарилишидаги ўзгариш ишорасига тескари бўлади.

Шу чоққача биз фотоннинг айрим атом орқали чиқарилиши ёки ютилишининг элементар процессини кўриб келдик. Агар сўз атомлар тўпламининг, масалан, атомлардан иборат газнинг чиқариш ёки ютиш спектри ҳақида борса, у ҳолда «одатдаги» $(v_1/c)\cos\theta$ Допплер силжиши ва тепки эффекти туфайли ҳосил бўлган $h\nu/2Mc^2$ тсилжиш ҳар хил ҳодисаларни вужудга келтиради. Газда турли тезликларга эга бўлган ва ҳар хил йўналишда ҳаракатланаётган атомлар бор. Шунинг учун v_1 тезликнинг кузатиш йўналишига (яъни p' йўналишига) туширилган проекциясига боғлиқ бўлган $(v_1/c)\cos\theta$ ҳад бутун газнинг нурланиш (ютиш) чизиғини кенгайтиради. 22-§ да бундай чизиқнинг ярим кенглиги ҳисобланган бўлиб, у қуйидагига тенг эди:

$$\delta\nu = \frac{\overline{v}}{c}\nu = \frac{\overline{v}}{\lambda}, \qquad \overline{v} = \sqrt{2kT/M}, \qquad (184.8)$$

бу ерда T — газнинг температураси, k — Больцман доимийси. Тепки эффекти таъсирида силжиш атомнинг тезлигига боғлиқ бўлмайди, яъни бу силжиш барча атомлар учун бир хил, демак, бу силжиш оқибатида атомларнинг иссиқлик ҳаракати таъсирида кенгайган чизиқ максимумининг вазияти $h\nu^2/2Mc^2$ миқдорда сурилади:

$$\frac{h\nu^2}{2Mc^2} = \frac{h}{2M}\frac{1}{\lambda^2}. \qquad (184.9)$$

Чизиқлар силжишини кўрсатувчи (184.9) ифоданинг (184.8) кенгликка нисбатини баҳолайлик. Универсал доимийларнинг сон қийматларини қўйиб, бу нисбатни топамиз:

$$\frac{h}{2M\lambda^2}\Big/\frac{\bar{v}}{\lambda}=\frac{h}{2M\lambda\bar{v}}=\frac{h}{2\lambda\sqrt{2kTM}}=1{,}55\cdot10^{-8}\frac{1}{\lambda\sqrt{TA}},$$

бу ерда A — атом оғирлик бўлиб, тўлқин узунлиги λ сантиметр ҳисобида ифодаланган. Шундай қилиб, ҳатто паст температура ва енгил атомлар учун чизиқнинг тепки натижасида силжиши унинг кенглигидан тўлқин узунликларининг 10^{-9} см қийматларигача соҳада, яъни спектрнинг бутун Рентген соҳасида кам экан. Қисқароқ тўлқинлар соҳасида ($\lambda<10^{-2}$ нм, γ-нурлар) манзара тескарича бўлади: чизиқнинг силжиши унинг кенглигидан катта. Чиқариш ва ютиш чизиқлари силжишининг ишораси тескари бўлгани учун парадоксал аҳвол вужудга келади, яъни бирор атом чиқарган фотон худди шундай атомлардан ташкил топган газда ютила олмайди.

Шу сабабли γ-квантларнинг газларда резонанс ютилиш ҳодисаси узоқ вақтларгача тажрибада кузатилмаган эди. Лекин кристалларда худди шундай ютилиш ҳодисасини Мёссбауэр 1958 йилда кашф этди. Гап шундаки, кристалл таркибига кирган атом моддани-нг макроскопик ҳажмидаги ҳамма атомларга маҳкам боғланган ва ютилаётган фотоннинг импульси айрим атомга эмас, балки бутун кристаллга узатилади. Кристалл массаси жуда катта (атомлар масштабида) бўлгани учун тепки импульси жуда кичик бўлади, чиқариш ва ютиш чизиқлари бир-бирига нисбатан амалда силжимаган бўлади.

Спектрнинг оптик соҳасида тепки эффекти чизиқни жуда кам силжитади. Шунга қарамай бундай силжиш маълум шароитларда оптик квант генераторлари нурланишининг спектрал хусусиятларига таъсир қилиши мумкин ва бундай таъсир 1975 йилда тажрибада топилди.

Шундай қилиб, квантлар назарияси тўлқин назариясининг хулосаларини такрорлабгина қолмай, балки уларни янги, тажрибада жуда яхши тасдиқланган ғоялар билан тўлдиради.

XXXIV боб

ЁРУҒЛИКНИНГ БОСИМИ

185-§. Ёруғликнинг босимини тажрибада ўрганиш

Ёруғликнинг моддага кўрсатадиган турли таъсирлари орасида унинг босими жуда катта аҳамиятга эга. Ёруғликнинг босими ёруғлик электромагнитик назариясининг ривожланиши учун катта аҳамиятга эга бўлди, бундан ташқари, ёруғликнинг табиатига бўлган

умумфилософик нуқтаи назар учун анча қизиқарли бўлиб, космик соҳада ҳам кенг қўлланилади.

Ёруғлик ўзи ёритаётган жисмларга босим бериши керак деган ғояни Кеплер айтган бўлиб, у кометалар қуйруқлари шаклига ўша босим сабаб бўлади, деб билган. Ёруғлик босими ҳақидаги ғоя Ньютоннинг зарралар оқиб чиқиш (яъни корпускуляр) назариясидан ҳам келиб чиқади; бу назарияга мувофиқ, ёруғлик зарралари ўзларини қайтараётган ёки ютаётган жисмларга урилганда импульсларининг бир қисмини уларга бериши, яъни босим ҳосил қилиши керак.

Бу масаланинг назарияси ва тажрибаси жуда узун тарихга эга. Тажриба хусусида жуда содда уринишлар билан бирга анча жиддий тажрибалар ҳам ўтказилиб, бу тажрибаларнинг баъзилари, масалан, Крукс тажрибалари сийраклаштирилган газларнинг кинетикаси билан боғлиқ бўлган махсус(*радиометрик)* ҳодисаларнинг кашф этилишига олиб келди. Франклин ўзидан олдин ёруғлик босимини аниқлашга бағишланган барча уринишларнинг муваффақиятсизликка учраганлигини корпускуляр назарияга қарши қўйиладиган далиллардан бири сифатида кўрсатган. Кейинчалик Юнг ҳам шу далилдан фойдаланган, бироқ на Франклин ва на Юнг бу босимнинг энг кам қиймати ҳақида ҳеч нарса дея олмадилар, чунки ёруғлик зарраларининг массаси ҳақида ҳеч нарса дейиш мумкин эмас эди, демак, ўша вақтда тажрибада қўлланилган бурама тарозининг сезгирлиги етарли ёки етарли эмаслиги ҳақида ҳам ҳеч нарса дейиш мумкин эмас эди.

Максвелл ёруғликнинг электромагнитик назарияси асосида ёруғлик босимининг бўлиши зарурлигини келтириб чиқарганидан ва ҳатто бу босимнинг катталигини ҳисоблаб бергандан сўнг Франклиннинг ёруғликнинг тўлқин назарияси эластиклик назарияси сифатида ривожланаётгани учун муҳим аҳамиятга эга бўлган эътирозлари корпускуляр тасаввурларга қарши қўйиладиган далил сифатида ўз кучини йўқотди.

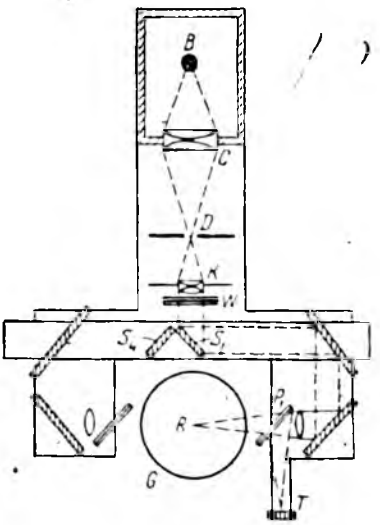
Ёруғлик кўндаланг электромагнитик тўлқин бўлгани учун ўтказгич (кўзгу ёки ютувчи жисм) сиртига тушганда бундай таъсирлар кўрсатиши керак: ёритилган сирт текислигида ётган электр вектори ўша вектор йўналиши бўйича ток ҳосил қилади; ёруғлик тўлқинининг магнит майдони пайдо бўлган бу токка Ампер қонунига асосан шундай куч билан таъсир қиладики, бу кучнинг йўналиши ёруғликнинг тарқалиш йўналиши билан бир хил бўлади. Шундай қилиб, ёруғлик билан қайтарувчи ёки ютувчи жисм ўртасидаги пондеромотор ўзаро таъсир жисмга бўлаётган босимни вужудга келтиради. Босим кучи ёруғликнинг интенсивлигига боғлиқ бўлади. Ёруғлик нурлари параллел даста ташкил қилган ҳолда Максвеллнинг ҳисоби бўйича p босим ёруғлик энергиясининг u зичлигига, яъни ҳажм бирлигидаги энергияга тенг бўлади. Бунда

ёруғлик тушаётган жисм абсолют қора, яъни ўзига тушаётган ёруғлик энергиясини тўлиқ ютадиган жисм деб фараз қилинади. Агар жисмнинг қайтариш коэффициенти нолга тенг бўлмай, бирор R қийматга тенг бўлса, у ҳолда босим $p = u(1 + R)$ бўлади, идеал кўзгу учун хусусий ҳолда ($R = 1$) босим $p = 2u$ бўлади. Агар 1 см² юзга 1 с ичида нормал тушаётган энергияни (ёритилганлик) E билан белгиласак, у ҳолда нур энергиясининг зичлиги E/c га тенг бўлади, бу ерда c — ёруғликнинг тезлиги. Шундай қилиб, ёруғликнинг босимини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$p = \frac{E}{c}(1 + R). \qquad (185.1)$$

Максвелл ёруғ кунда қуёш нурлари 1 м² қора сиртга 0,4 мГ куч билан босим беради деб топди. Агар ёруғлик деворга бўшлиқ ичидаги барча йўналишлар бўйича тушаётган бўлса, нурланишнинг зичлиги u га тенг бўлганда қора сиртга $p = \frac{1}{3}u$ босим берилади.

Ёруғлик босимини биринчи бўлиб П. Н. Лебедев Москвада ўз давридаги экспериментал санъатнинг намунаси бўлган тажрибаларида аниқлади ва ўлчади*.

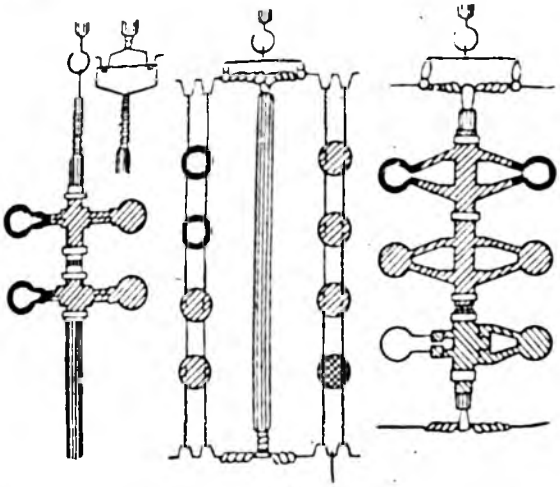


34.1-расм. П. Н. Лебедевнинг ёруғлик босимини ўлчаш бўйича ўтказган тажрибаларининг схемаси.

Лебедев тажрибасидаги асбоб ингичка ипга боғланган енгил осмадан иборат бўлиб, бу османинг чеккаларига юпқа енгил қанотчалар уланган; бу қанотчаларнинг бири қорайтирилган, иккинчиси эса ялтироқ ҳолда қолдирилган. Ҳавоси сўриб олинган G идиш ичига жойлаштирилган R осма (34.1-расм) жуда сезгир бурама тарози ташкил қилади.

B ёй лампанинг ёруғлиги линзалар ва кўзгулар системаси ёрдамида қанотчаларнинг бирига тўплаб юборилади ва R османинг буралишига сабаб бўлади. Османинг буралиши ипга бириктирилган кўзгуча ва труба ёрдамида кузатилади (булар расмда кўрсатилмаган). S_1S_4 қўш кўзгуни силжитиб B ёйнинг ёруғ-

* П. Н. Лебедев ўзининг ишлари тўғрисидаги дастлабки ахборотни 1899 йилда Швейцарияда ўтказилган съездда берди, батафсил докладни эса 1900 йилда Парижда бўлиб ўтган конгрессда қилган эди. (Н. П. Лебедев, Избранные сочинения, Гостехиздат, 1949, 154 — 155- бет.)



34.2- расм. П. Н. Лебедев қурилмасидаги қанотчаларни бириктиришнинг турли системалари.

лигини қанотчанинг бетига ёки орқасига юбориш ва шу билан османинг буралиш йўналишини ўзгартириш мумкин. P_1 пластинка ёруғлик дастасининг маълум қисмини T термоэлементга юборади, термоэлемент эса тушаётган энергия катталигини ўлчашга имкон беради. Тажрибалар турли шаклдаги осмалар ёрдамида ўтказилган эди (34.2- расм).

Лебедевнинг тажрибасида асосий қийинчиликлар газнинг конвекцион оқимлари борлиги ва радиометрик таъсирнинг мавжудлигида эди. Бу ҳалақитлар ёруғлик босимидан бир неча юз минг марта катта бўлиши мумкин.

Конвекцион оқимлар қанотчалар бир оз оғиб турганда османи буради. Бу таъсир тушаётган ёруғлик оқимининг йўналишига боғлиқ бўлмагани учун Лебедев конвекцион оқимларнинг таъсирини ўрганиш ва бартараф қилишда ёритиш йўналишини ўзгартиришдан (қўзғалувчан S_1 S_2 кўзгу ёрдамида) фойдаланган.

Радиометрик таъсирлар сийраклашган газда қанотчанинг ёритилган ва ёритилмаган томони температуралари фарқи натижасида пайдо бўлади. Баллонда қолган газнинг молекулалари қанотчанинг иссиқроқ томонидан каттароқ тезлик билан қайтади, тепки натижасида қанотчалар ёруғлик оқими таъсирида бурилган томонга бурилчшга интилади. Агар темпертуралар фарқини камайтириш учун жуда юпқа металл қанотчаларни қўллаб, баллондаги газнинг босими камайтирилса, радиометрик таъсир камаяди. Агар ёруғлик ялтироқ қанотчага тушадиган бўлса, ёруғликнинг босими ёруғлик қорайтирилган қанотчага тушгандагига қараганда тахминан икки марта кўп бўлиши керак. Аксинча, қорайтирилган қанотча ёритилганда радиометрик таъсир кўпроқ бўлади, чунки қорайтирилган қанотча кучлироқ қизийди. Лебедевнинг тажрибасида

ёруғликнинг ялтироқ қанотчага қорайтирилган қанотчага қараганда тахминан икки баравар кўп таъсир қилиши ҳақиқатан ҳам кузатилган бўлиб, радиометрик таъсирнинг тўлиқ бартараф қилинганлигини исбот қилади.

Лебедев ўлчашлари ёруғлик босимининг Максвелл ҳисоблаб топган қийматига (20% аниқлик билан) тўғри келадиган натижалар берди. Кўп йиллардан сўнг Герлах (1923 й.) вакуум олишнинг мукаммалроқ усулларидан фойдаланиб Лебедевнинг тажрибаларини такрорлади. Натижада тажриба ўтказиш енгиллашибгина қолмай, балки натижалар назарияга яхшироқ (2% гача) тўғри келадиган бўлиб чиқди.

Лебедев ёруғликнинг газларга кўрсатадиган босимини топиш ва ўлчаш каби яна бошқа, жуда ҳам қийин масалани ҳал қилди (1909 й.)*.

186-§. Ёруглик босимининг фотонлар назариясида талқин этилиши

Фотонлар назариясида ёруғликнинг босимини фотонлар импульсининг ютувчи ёки қайтарувчи деворга узатилиш натижаси деб талқин этиш мумкин. Частотаси ν га тенг бўлган монохраматик ёруғликнинг деворга тик тушаётган ва 1 см^2 юзга 1 с да E га тенг энергияни олиб келадиган оқимида N та фотон бўлиб, N нинг қиймати қуйидаги шартдан аниқланади:

$$Nh\nu = E,$$

яъни $N = E/h\nu$. Ҳар бир фотон $h\nu/c$ га тенг импульсга эга бўлгани учун, у ютувчи деворчага $h\nu/c$ импульс, қайтарувчи деворчага эса $2h\nu/c$ импульс узатади (чунки қайтганда фотоннинг импульси $+h\nu/c$ дан $-h\nu/c$ гача, яъни $2h\nu/c$ га ўзгаради).

Шундай қилиб, абсолют ютувчи деворчанинг 1 см^2 юзига 1 с ичида узатиладиган импульс қуйидагига тенг бўлади:

$$Nh\nu/c = E/c.$$

Лекин 1 см^2 юзга 1 с да берилган импульс шу юзга таъсир қиладиган босимнинг ўзидир. Шундай қилиб, ютувчи деворчага таъсир қилаётган босим $p = E/c$ га, тўлиқ қайтарувчи деворчага таъсир қилаётган босим эса $p = 2E/c$ га тенг бўлади. Қайтариш коэффициенти R га тенг бўлган умумий ҳолда 1 с ичида тушаётган фотонларнинг тўлиқ N сонидан $(1-R)N$ таси ютилади, RN таси қайтади. Улар томонидан сирт бирлигига узатилган импульс

$$(1-R)N\frac{h\nu}{c} + RN2\frac{h\nu}{c} = N\frac{h\nu}{c}(1+R) = \frac{E}{c}(1+R)$$

бўлиб, Максвелл формуласига тўғри келади.

* П. Н. Лебедевнинг ёруғлик босимига оид ишларининг яхши обзорини В. А. Фабрикант тузган (УФН, 42, вып. 2 (1950)).

Ёруғлик босими ҳодисаси корпускуляр ёки тўлқин назариясида қандай талқин этилган бўлмасин, бундай босимнинг мавжудлигини тажрибада аниқлашнинг ўзи жуда катта аҳамиятга эга. Бу факт ёруғлик нури энергиясигагина эмас, балки импульсга ҳам эга эканлигини кўрсатиб, ёруғликнинг моддий эканлигини, ёруғлик ҳам модда билан бирга материянинг бир кўриниши эканлигини шак-шубҳасиз исботлайди.

187-§. Ёруғлик босимининг баъзи бир космик ҳодисалардаги роли

Ёруғлик босими мавжудлиги Коинотда юз берадиган бир қатор ҳодисаларни изоҳлаб берганлиги ҳақида олдин гапириб ўтилган эди.

Кометалар қуйруқларининг пайдо бўлиши, кометалар Қуёшга яқинлашган сари бу қуйруқларнинг катталашиб бориб Қуёшдан тескари томонга қараб жойлашиши Кеплерни кометаларнинг қуйруқлари зарралар оқимидан иборат бўлиб, комета Қуёшга яқинлашаётганда бу зарралар ёруғлик босими таъсирида Қуёшдан узоқлашади, деган хулосани чиқаришга мажбур қилди. Ҳисоблар ва айниқса Лебедевнинг экспериментал тадқиқотлари бу фикрни қувватлади. Бу маълумотларга қараб *ўлчамлари анча кичик бўлган* зарраларнинг Қуёш нурланиши таъсирида Қуёшдан итарилиши Қуёш массаси таъсирида Қуёшга тортилишига қараганда кучлироқ эканлигини аниқлаш мумкин, чунки зарра радиусининг кичрайиши билан тортилиш кучи радиуснинг кубига (массага) пропорционал камаяди, итарилиш эса радиуснинг квадрати (юз) каби камаяди. Кераклн ўлчамдаги зарра учун итарилишнинг тортилишга қараганда устунлиги (ёки аксинча бўлиши) Қуёшдан истаган масофада кузатилади, чунки нурланишнинг зичлиги ҳам, гравитацион таъсир ҳам масофага қараб бир хил ($1/r^2$ каби) ўзгаради. Кометаларнинг қуйруқлари фақат қуёш яқинида катталаша бошлашига ўлчамлари анча кичик бўлган зарралар Қуёш яқинида буғланиш натижасида пайдо бўлиши сабабчидир. Аммо кейинги вақтда кометаларда қуйруқ пайдо бўлиши жуда мураккаб процесс эканлиги ва ёруғлик босими хилма-хил ҳодисаларнинг сабабини очиб беролмаслиги аниқланди.

Яқинда ёруғлик босими юлдузларнинг чегаравий ўлчамлари тўғрисидаги масалада муҳим аҳамиятга эга эканлиги кўрсатилди. Астрономия маълумотларидан шу нарса аниқки, ўлчамлари маълум максимумдан ортадиган юлдузлар умуман йўқ экан. Эддингтон юлдузлар ўлчамларининг ортишига қуйидаги шароит тўсқинлик қилиши кераклигига эътибор берди. Юлдузнинг массаси кўпайгани ва ташқи қатламларининг марказга тортилиш кучи ортгани сари юлдузнинг ички қатламларининг сиқилиш иши ҳам ортади, натижада шу қатламларнинг ҳарорати ортиб бир неча миллион градусга етади. Лекин температуранинг ортиши юлдуз ичидаги нур

энергияси зичлигининг, демак, ёруғлик босими катталигининг ортишини билдиради. Ҳисоблар тортилиш кучи билан ёруғлик босими таъсирида юзага келган итарилиш кучлари ўртасидаги мувозанат туфайли юлдузнинг массаси маълум чегаравий қийматдан ортмаслигини кўрсатади: массаси кўпроқ юлдузлар турғун бўлмайди ва тезда парчаланиб кетади. Ҳақиқатан ҳам, юқорида айтилган фикрлар асосида ўтказилган ҳисобларнинг натижаси бўлмиш юлдузларнинг юқориги чегаравий массаси астрофизик кузатиш натижалари билан бир хилдир.

XXXV боб

ЁРУҒЛИКНИНГ ХИМИЯВИЙ ТАЪСИРЛАРИ

188-§. Муқаддима

Ёруғлик нури таъсирида юз берадиган химиявий ўзгаришлар аллақачон маълум бўлган ва XVIII асрнинг охирларидаёқ мунтазам илмий текширишлар объекти бўлиб қолган эди.

Фотохимиявий ўзгаришлар жуда турли-тумандир. Модда полимерланиши, яъни бошланғич маҳсулот атомлари ёки молекулаларининг комплексидан иборат бўлган молекулалар пайдо бўлиши мумкин; масалан, қизил фосфорнинг сариқ фосфордан пайдо бўлиш ходисаси шулар қаторига кирса керак. Қизил фосфор сариқ фосфордан бир қатор химиявий ва физик хусусиятлари билан фарқ қилади ва сариқ фосфорни узоқ вақт давомида (яхшиси кичик тўлқинли ёруғлик билан) ёритиш натижасида вужудга келади; фосфорнинг полимерланишига ёруғлик нурининг таъсирисиз, масалан, қаттиқ қиздириш ёки баъзи химиявий реакциялар орқали ҳам эришиш мумкин.

Ёруғлик нури таъсирида мураккаб молекулалар - таркибий қисмларга ажралади, масалан, NH_3 аммиак азот ва водородга ёки AgBr кумуш бромид кумуш ва бромга ажралади. Мураккаб молекулалар пайдо бўлиши ҳам мумкин, масалан, хлор ва водород аралашмасини ёритганда водород хлориднинг пайдо бўлиш реакцияси шундай шиддат билан ўтадики, ҳатто портлаш юз беради.

Фотохимиявий реакцияларнинг кўпчилиги табиат ва техникада муҳим аҳамиятга эга. Энг катта аҳамиятга эга бўлган реакция бу ўсимликларнинг яшил қисмларидаги карбонат ангидриднинг ёруғлик таъсирида фотохимиявий парчаланиш реакциясидир. албатта. Бу реакция шунинг учун ҳам улкан аҳамиятга эгаки, Ердаги органик ҳаётнинг узоқ вақт мавжуд эканлигига сабабчи бўлган углероднинг табиатда айланишини таъминлаб туради. Ҳайвонот ва ўсимликларнинг ҳаёт фаолияти (нафас олиши) натижасида углерод мунтасил равишда оксидланиб (CO_2 ҳосил бўлиб) туради. Углероднинг қайта тикланиш ва орғанизм томонидан ўзлаштириладиган шакл-

ларга айланиш процесслари фотохимиявий процесслар бўлади. Юқори ўсимликлар ва бир ҳужайрали организмларда ёруғлик нури таъсирида карбонат ангидриднинг қайтарилиш процесс

$$2H_2O + CO_2 + mh\nu \rightarrow CH_2O + H_2O + O_2$$

схема бўйича амалга оширилиб, сўнгра CH_2O чумоли альдегидининг полимерланиши натижасида $n\ (CH_2O) \rightarrow C_nH_{2n}O_n$ кўриниш даги молекулалар (углеводлар) ҳосил бўлади. Углеводлар қаторига баъзи шакарлар кириб, уларнинг ўзгариши натижасида ўсимлик тўқимаси таркибига кирадиган крахмал ва бошқа муҳим бирикмалар пайдо бўлади. Бундай турдаги фотосинтез мураккаб молекулалар комплексларида юз бериб, ҳозирги вақтгача яхши тушуниб етилмаган бир неча кетма-кет ўтадиган процесслардан иборат бўлади. Ёруғлик нури бевосита қатнашадиган бирламчи процесс (фотосинтезнинг ёруғлик стадияси) фотоннинг пигментларда (хлорофилл ва бошқаларда) ютилишидан иборат. Уйғотиш энергияси молекулалар занжири бўйлаб (экситонлар) кўчади ва бир қатор химиявий реакцияларни бошлаб беради (фотосинтезнинг қоронғилик стадияси). CO_2 нинг қайтарилиш энергияси 110 ккал/мол (ёки бир молекула учун 5 эВ) бўлгани учун бир дона CH_2O молекуласини фотосинтез қилишга тўлқин узунлиги хлорофиллнинг максимал ютишига мос равишда 700 нм га тенг бўлган камида учта квант керак. Бундай шарт фотосинтез процессининг шак-шубҳасиз кўп погонали эканлигидан далолат беради. Ҳақиқатда эса ютилаётган фотонларнинг сони кўпроқ ва баъзи ҳолларда саккизта ёки ундан кўп бўлади.

Бир қатор ўсимликларда бошқача фотохимиявий реакциялар ҳам беради. Масалан, баъзи бактериялар учун кислород заҳар бўлади ва сувнинг ўрнига

$$2H_2S + CO_2 + mh\nu \rightarrow CH_2O + H_2O + 2S$$

схема бўйича водород сульфиддан фойдаланилади ва натижада чумоли альдегид билан олтингугурт ажралиб чиқади. Азотни фотохимиявий қайтарилиш реакцияси ҳам табиатда катта аҳамиятга эга.

Кумуш бромиднинг (шу ҳисобдан кумушнинг бошқа галоид тузларининг) юқорида айтилгандай фотохимиявий парчаланиш реакцияси фотографиянинг ҳамда унинг барча соҳа-саноқсиз илмий ва техник қўлланишларининг негизида ётади. Бўёқларнинг фотохимиявий оксидланиши натижасида улар рангининг ўчиш ҳодисалари инсон ва ҳайвонлар кўзида бўлиб ўтадиган ҳамда кўриш жараёнининг асосида ётган процессларни тушунишда катта аҳамиятга эга. Фотохимиявий реакцияларнинг кўпчилиги ҳозирги замонда химия саноатида қўлланилади, шундай қилиб бевосита саноат аҳамиятига эга бўлиб қолди.

189-§. Фотохимиянинг асосий қонунлари

Ёруғликнинг фотохимиявий таъсири аллақачонлар ёруғликнинг ютилиши билан таққосланган ва фақат ютилган ёруғлик фотохимиявий таъсир кўрсата олиши аниқланган эди. Масаланинг миқдорий томонига келсак, бир қатор олимларнинг текширишлари натижасида фотохимиявий реакцияда қатнашган модданинг Q миқдори ютилган ёруғликнинг Φ оқимига ҳамда t ёритиш вақтига, яъни ютилган ёруғлик энергиясига пропорционал, деган фикр пайдо бўлди. Бундай фикрлардан дастлабкиси 1782 йилда Сенабье томонидан бир оз ноаниқ шаклда айтилган эди. Кейинчалик бу фикр аниқланди ва асосланди, ниҳоят, Бунзен ва Роско (1855 й.) хлор ва водороддан водород хлориднинг ҳосил бўлиш реакциясини пухта текширганларидан сўнг фотохимиянинг юқорида айтиб ўтилган асосий қонуни аниқланди.

Асосий қонунга мувофиқ, фотохимиявий реакцияда қатнашган модданинг миқдори

$$Q = k\Phi t \qquad (189.1)$$

бўлиб, k пропорционаллик кўпайтувчисининг катталиги бўлаётган фотохимиявий реакциянинг табиатига боғлиқ. Шундай қилиб, k коэффициентнинг қиймати реакцияда қатнашган модданинг ютилган энергиянинг бирлигига (масалан, бир жоулга) тўғри келадиган миқдорини аниқлайди.

Фотохимиявий процессларни миқдорий жиҳатдан текшириш ёруғлик таъсиридаги бирламчи процессда жуда кўп соф химиявий хусусиятга эга бўлган ёнлама (иккиламчи) процесслар пайдо бўлиши мумкинлиги натижасида анча оғирлашади. Бирламчи процессгина ютилган ёруғликнинг энергияси ҳисобига ўтади, албатта; барча иккиламчи процессларда химиявий ўзгаришлар натижасидаги, яъни атомларнинг ўзаро жойлашишининг ўзгариши, демак, системанинг ички энергиясининг ўзгариши натижасидаги айланишлар билан иш кўрамиз.

Иккиламчи процессларнинг мавжудлиги турли фотохимиявий процессларнинг тезликлари хилма-хил бўлишини, яъни k коэффициентнинг бир реакциядан иккинчи реакцияга ўтганда минглаб ва ҳатто юз минглаб марта ўзгарадиган қийматидаги фарқни тушунишга ёрдам беради. Ёруғликнинг таъсирини ажратиб кўрсатадиган умумий қонуниятларни албатта бирламчи процессларда излаш зарур бўлиб, бу процессларгина фотохимиявий процесслар деб аталиши керак эди. Эйнштейн ёруғлик квантлари гипотезасини айтиб (1905 й.) фотохимиявий (бирламчи) процесслар учун хос бўлган жуда содда қонунга эътиборни жалб қилди: ютилган ҳар бир $h\nu$ квантга ёруғликни ютган бир дона молекуланинг ўзгариши мос келади (*эквивалентлик қонуни*). Бу қонунни бирламчи ва иккиламчи процессларини ажратиб бўладиган ёки иккиламчи процесс-

лар умуман бўлмайдиган реакциялардагина тажриба йўли билан текшириш мумкин. Иккиламчи процессларнинг аҳамияти энг шиддатли ўтаётган процессларда катта деб ҳисоблаш табиийдир. Ҳақиқатан ҳам, водород хлориднинг портлаш билан бўладиган ҳосил бўлиш процессида бирламчи процесс хлорнинг парчаланишидангина иборат. Процесснинг шиддатли ўтишига эса иккиламчи процессларнинг қуйидаги тенгламаларга мос бўлган *занжири* сабабчидир:

$$\left.\begin{aligned} Cl_2 + h\nu &= Cl + Cl \\ Cl + H_2 &= HCl + H \\ H + Cl_2 &= HCl + Cl \end{aligned}\right\}\begin{aligned} &\text{бирламчи процесс,} \\ &\text{иккиламчи процесслар} \end{aligned}$$

ва ҳоказо.

Агар тасодифий аралашма ёки идишнинг девори ажраб чиққан хлор атомини тортиб олиши натижасида занжир реакция узилмаса, бундай занжир реакцияларнинг занжири жуда узун (миллиондан кўп бўғин) бўлиши мумкин. Агар аралашма таркибига хлор атомларини тез тортиб оладиган модда киритилса, занжирнинг ривожланишини сунъий равишда секинлаштириш мумкин. Бундай *акцепторнинг* (тортиб олувчининг) қўлланилиши занжирларни узади ва реакцияни суст роқ темпда, портлашсиз ўтказиш имкониятини беради. Иккиламчи процессларни шундай бартараф қилиш ёки, яхшиси иккиламчи процесслари йўқ реакцияларни ўрганиш орқали Эйнштейннинг қонунини текшириш ва унинг тўғрилигини аниқлаш мумкин бўлди.

Ютилган *монохроматик* (ν частотали) ёруғликнинг миқдорини ва реакцияга кирган модданинг миқдорини ўлчашни талаб қиладиган бу турдаги ўлчашларнинг дастлабки энг аниқларини 1916 йилда Варбург ўтказган эди. AgBr кумуш бромиднинг ёруғлик таъсирида парчаланиш реакцияси ўрганилди. Ўлчашлар ютилган ёруғликнинг ҳар бир кванти кумуш бромиднинг бир дона молекуласини парчалаши, яъни реакция $2HBr + 2h\nu = H_2 + Br_2$ тенглама бўйича ўтишини кўрсатди. Фотонлар назариясидан ёруғликнинг ютилиши химиявий айланиш учун жиддий турткн бўлиши мумкинлиги кўринади. Ҳақиқатан ҳам, фотон ютиши натижасида молекула $h\nu = \frac{3}{2}kT$ муносабатга мувофиқ (бу ерда $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Ж/К, T — абсолют температура) бир неча ўн минг градус температурадаги иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергиясига тенг бўлган катта миқдорда энергия олади.

Қисқа тўлқинли ёруғлик химиявий нуқтаи назардан активроқ бўлиши тушунарлидир. Бир дона фотоннинг ютилиши Эйнштейн қонунига биноан бир дона молекуланинг ўзгаришига олиб келса, у ҳолда тўлқинлар орасида $h\nu$ энергияси бирламчи процесс учун (масалан, ёруғликни ютган молекуланинг диссоциацияланиши учун) зарур бўлган D активация энергиясидан катта бўлган тўлқинлар-

гина актив бўла олади. Бир молекуланинг бирданига икки ёки кўпроқ квант ютиш эҳтимоллиги жуда кам бўлгани учун актив ёруғликнинг чегаравий частотасини аниқлаб берадиган шарт қуйидагичча ёзилади:

$$h\nu \geqslant D. \qquad (189.2)$$

Бу хулоса ва Эйнштейннинг юқорида тилга олинган эквивалентлик қонуни ёруғликнинг интенсивлиги қиёсан кам бўлган шароит учунгина тўғри бўлади. Агар ёритилганлик етарли даражада катта бўлса, аҳвол кескин ўзгаради. 157-§ да тушунтириб ўтилгандек, ёритилганлик жуда катта бўлганда бир вақтда икки, уч ва ундан кўп квант ютилиши мумкин. Натижада активация учун зарур бўлган энергияни бир неча фотон олиб келади ва (189.2) шарт тажрибага тўғри келмай қолади.

Айни бир молекуланинг бир неча фотонни кетма-кет ютиши ҳам худди шундай натижа беради. Ҳақиқатан ҳам, бир дона фотонни ютгандан сўнг молекула бирор уйғонган ҳолатга ўтади, лекин унинг энергияси ҳали ҳам активация энергиясидан кам бўлганлиги учун реакция бўлмайди, деб тасаввур қилайлик. Агар тушаётган фотонларнинг оқими катта бўлса, уйғонган ҳолатда бўлиш вақти давомида молекула яна бир фотонни ютиши ва энергия нуқтаи назаридан юқорироқ бўлган навбатдаги ҳолатга ўтиши, бу ҳолатдан янада юқорироқ ҳолатга ўтиши мумкин ва ҳоказо. Кўпчилик молекулаларнинг (масалан, CO_2, SF_6, BCl_3 ва бошқаларнинг) инфрақизил нурланиш ($\lambda = 10$ мкм) фотонларидан бир неча ўнтасини кетма-кет ютганлиги ва ҳатто диссоциацияланганлиги кузатилган.

Молекулаларнинг кўп фотонли уйғотилиши учун жуда катта қувватли (10 МВт/см^2 ва ундан кўп) нурланиш зарур бўлиб, бундай имконият лазерлар кашф қилингандан сўнггина пайдо бўлди. Лазер нурининг монохроматиклиги фотохимиявий реакцияларни маълум даражада бошқариш имкониятини беради. Гап шундаки, кўп реакцияларнинг амалга ошиши учун молекуланинг маълум эркинлик даражасини ёки уларнинг кичик группасини уйғотиш даркор. Энергиянинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимланиш қонунига асосан қиздириш вақтида эркинлик даражаларининг ҳаммаси уйғонади. Аксинча, монохроматик ёруғлик билан ёритиш натижасида бизни қизиқтирадиган химиявий реакция учун актив бўлган эркинлик даражасигагина таъсир қилиш имконияти туғилади. Шундай қилиб, қиздириш вақтида камроқ активация энергиясига эга бўлган бошқа реакциялар мавжудлиги натижасида, кузатиш мумкин бўлмаган реакцияларни монохроматик ёруғлик билан ёритиш орқали амалга ошириш мумкин. Реакцияга киришаётган аралашмани нурлантириш интенсивлигини ўзгартириб химиявий процессларнинг ўтиш тезликларини ва ҳоказоларни контрол қилиб туриш мумкин.

Лазерлар техникасининг ривожланиши ва шу соҳада экспериментал маълумотларнинг тўпланиши бошқарилувчи химиявий реакциялардан химиявий технологияда кенг фойдаланишга имконият яратади.

190- §. Сенсибиллаштирилган фотохимиявий реакциялар

Агар $h\nu \geqslant D$ бўлса, юқорида айтиб ўтилгандек, бирламчи фотохимиявий реакция амалга ошиши мумкин. Лекин бунинг учун молекула кўрсатилган ν частотали ёруғликни ютиши керак. Агар ν частота ютиш полосасидан ташқарида бўлса, у ҳолда ютиш ҳам йўқ, фотохимиявий реакция ҳам юз бермайди. Лекин ўрганилаётган моддага ютиш полосасига ν частота киradиган бошқа модда қўшилса, фотохимиявий парчаланиш процессини амалга ошириш мумкин бўлади. $h\nu$ фотонни ўша иккинчи модданинг (сенсибилизаторнинг) молекуласи ютади ва кейин шундай усулда олинган энергия запаси тўқнашиш вақтида ўрганилаётган модданинг молекуласига узатилади. Бундай турдаги фотохимиявий реакциялар *сенсибиллаштирилган реакциялар* деб аталади. Бундай реакцияларни амалга ошириш учун парчаланаётган модданинг молекуласи сенсибилизаторнинг уйғонган молекуласи билан бу молекула ўзининг қўшимча энергиясини нурланиш (флуоресценция) ёки бошқа бирор усул билан йўқотишидан аввал тўқнашиши керак. Шунинг учун сенсибилизатор таъсирининг зарур шарти сифатида сенсибилизатор молекулалари билан ўрганилаётган модда молекулалари ўртасида тез-тез тўқнашиш имконияти, яъни етарли босимнинг (агар реакция газларда ўтаётган бўлса) мавжудлиги қабул қилинади.

Шундай процессга мисол сифатида водород ва кислороддан тўлқин узунлиги $\lambda = 253{,}7$ нм бўлган ёруғлик таъсирида H_2O_2 водород ангидридининг ҳосил бўлишини кўрсатиш мумкин. Тўлқин узунлиги $\lambda = 253{,}7$ нм бўлган ёруғликни на водород, на кислород атомлари ютмайди ва натижада уларнинг аралашмасида ҳеч қандай реакция юз бермайди. Агар идишга симоб буги киритилса, бу буғ тўлқин узунлиги $\lambda = 253{,}7$ нм бўлган ёруғликни яхши ютиши сабабли қуйидаги схема бўйича реакция бошланади:

$$Hg + h\nu = Hg^*,$$

$$Hg^* + H_2 = HgH + H$$

(Hg^* — симобнинг уйғонган атомини билдиради) ёки бошқача

$$Hg^* + H_2 = Hg + 2H$$

схема бўйича реакция бўлади ва водород атомлари кислород билан реакцияга киришиб, H_2O_2 ҳосил қилади.

Сенсибиллаштирилган реакциялар анча кўп тарқалган. Масалан, углероднинг ассимиляция қилиниш реакцияси сенсибиллаштирилган

реакция сифатида кўрилиши мумкин; бу реакцияда сенсибилизатор вазифасини ўсимликнинг барча яшил қисмларида мавжуд бўлган хлорофилл бажаради. Сенсибилизация фотография техникасида кенг қўлланилади.

191- §. Фотография асослари

Ҳозирги замон фотографияси фотохимиявий процесснинг муҳим амалий қўлланишидир. Бу ерда бирламчи фотохимиявий процесс ҳам, кейинги иккиламчи химиявий реакциялар ҳам бўлади. Бунда фотоэмульсиядаги бирламчи ва иккиламчи процесслар бир-биридан шунчалик яққол ажралганки, улар иккита алоҳида операция деб ҳисобланиши мумкин.

Фотография қилиш процесси фотопластинканинг сезгир қатламини ёритиш ва кейин пластинкани химиявий ишлаш (очилтириш) дан иборат бўлади. Пластинка ёки фотоплёнкада ёруғлик таъсирида бўлаётган фотохимиявий процесснинг натижасида кумуш бромид парчаланади ва металл кўринишидаги кумуш майда заррачалар сифатида ажралиб чиқади. Лекин фотопластинкани сезиларли даражада қорайтириш учун жуда кучли ёруғлик билан узоқ вақт ёритиш зарур бўлади. Ҳақиқатан ҳам, пластинканинг ярмини қора қоғозга ўраб ёруғликда узоқ вақт қолдирсак, қоғозни олиб ташлагандан-сўнг пластинканинг ёритилган қисми ёритилмаган қисмидан деярли кўп қораймаганлигини кўрамиз. Агар амалда кўп учрайдиган қисқа муддатли экспозициялар (ёритиш) қўлланса, пластинканинг шундай ёритилган қисмида ёруғликнинг таъсирини сезиш мумкин эмас. Бирламчи фотографик таъсир процесснинг боши бўлиб, фотопластинканинг ёруғлик таъсир қилган жойларини кумушнинг тезликда ажралиб чиқишига тайёрлайди (*яширин* ёки *латент* тасвир вужудга келтиради). Кейинчалик пластинкага тегишли химиявий реактивлар билан таъсир қилиб, металл кумушни қайтариб олиш (AgBr ни парчалаш) мумкин, бунда фотопластинканинг ўша жойи қанчалик кўп ёритилган бўлса, кумушнинг қайтарилиш даражаси шунчалик катта бўлади (сурат очилтирилади). Сурат очилтириб бўлгандан сўнг парчаланмаган кумуш бромид қолдиқлари олиб ташланади ($Na_2S_2O_3$ гипосульфитнинг эритмасида эритилади) ва шундай қилиб фотопластинка ёруғликнинг бундан кейинги таъсирларидан эҳтиёт қилинади (*фиксация қилади*). Бу усулда олинган негативдан бошқа пластинка ёки фотоқоғозга позитив кўчирма қилиш мумкин.

Иккиламчи химиявий процесслардан шу гарзда фойдаланиб, экспозиция вақти секуднинг жуда кичик қисмига тенг бўлган ҳолда ҳам негатив олиш мумкин.

Яширин тасвир пайдо бўлишига олиб келадиган бирламчи фотохимиявий процесс қандай ўтиши узоқ вақтгача бутунлай ноаниқ бўлиб келган эди. Бу «сурат» йиллар давомида ўзгармай сақла-

ниши ва очилтирилгандан сўнг суратнинг энг майда тафсилотларини кўрсатиши маълум эди. Шундай қилиб, яширин тасвир жуда турғун бўлиб, бироқ, бевосита кузатишга имкон бермас экан. Ҳозирги замонда бу процесс қуйидагича ўтади деб тасаввур қилиш мумкин. Ёруғлик сезувчи қатлам таркибига кирган кумуш тузларида кумуш ионлари бор. Ёруғлик таъсирида фотоэлектр ҳодисаси рўй беради, шу ҳодиса натижасида ажралган электронлар кумушнинг мусбат ионларини нейтраллаштириб атомларга айлантиради. Айрим атомлар ёки майда-майда бўлиб парчаланган коллоидлар кўринишида ажралиб чиққан металл кумуш яширин тасвир бўлади. Бажарилган ўлчаш ва ҳисобларнинг кўрсатишича, ажралиб чиққан кумушнинг концентрацияси 10^{-7} г/см^3 дан ортиқ эмас, ёруғлик сезувчи қатламнинг қалинлиги 2—20 мкм га тенг экан, шунинг учун бундай шароитда яширин тасвирни бевосита кузатиш мумкин эмас. Қалин қатламлар ёритилганда ажралиб чиққан металл кумушнинг миқдорини ёруғликнинг ютилиши бўйича аниқлаш мумкин эканлиги маълум бўлди.

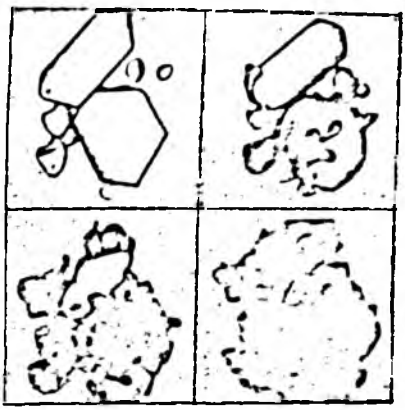
Бундай процесслар тош тузнинг ва ишқорий металлар галоид тузларининг кристалларида аллақачон ўрганилган бўлиб, бундай кристалларнинг қалин қатламлари ёруғликнинг таъсирида металлнинг атомлар ёки коллоид зарралар сифатида ажралиб чиқиши натижасида бирор рангга бўялган бўлиб кўринади. Бу процесслар билан яширин тасвирнинг пайдо бўлиши ўртасида ўхшашлик борлиги ҳақида анча илгари айтилган эди. 1926 йилда бу фикр аниқ шаклда айтилди; бу фикр М. В. Савостьяновнинг, Поль ва унинг шогирдларининг ишларида узил-кесил исботланган эди.

Ёруғлик таъсирида бевосита парчаланишга кумуш бромиднинг кристаллари эмас, балки кумушнинг ёруғликни сезувчи эмульсия «етилаётганда» кристаллар сиртида пайдо бўладиган сульфид бирикмаларига ўхшаш кам турғун тузлари қобилроқ экан. Олтингугурт эмульсиянинг желатинасида аралашма сифатида қатнашади. Олтингугуртдан яхшилаб тозаланган желатин сезгир фотоэмульсиялар тайёрлашга ярамайди.

Ёруғлик таъсирида кумуш бромид кристалларининг сиртида пайдо бўлган «куртаклар» проявителнинг (очилтиргичнинг) шу кристаллчаларга таъсир кўрсатишига имкон яратиб беради, натижада кумуш бромид металл кумушга химиявий усул билан айланади (очилтириш).

Очилтириш процессини микроскоп ёрдамида кузатсак, очилтириш бошлангандан сўнг кумуш кристаллнинг бутун ҳажми бўйича ажралиб чиқишини, баъзи вақтда эса кумушнинг кристаллчадан протуберанец кўринишида отилиб чиқишини кўриш мумкин (35.1-расм). Шу тариқа жуда кўп металл кумуш ажралиб чиқади, кумушнинг миқдори яширин тасвирдаги кумушнинг миқдоридан бир неча ўн миллион марта кўп бўлади. Тушаётган ёруғликнинг интенсив-

лиги қанча катта бўлса, шунча кўп кристаллчаларда куртаклар пайдо бўлади ва проявителнинг таъсири шунча кучли бўлади. Иккинчи томондан, кристаллча қанча йирик бўлса, куртакнинг пайдо бўлиши шунча катта очилтирувчи эффектга олиб келади. Демак, бошқа шароитлар бир хил бўлганда кристаллчаларнинг ўлчамларини ошириш пластинканинг сезгирлигини оширади, лекин пластинканинг буюм тафсилотини акс эттира билиш қобилиятини (пластинканинг ажрата олиш қобилиятини) камайтиради.



35.1-расм. Кумуш бромид кристаллари очилишидаги кетма-кет стадиялар микрофотосурати.

Фотографик пластинкалар ва плёнкаларни ишлаб чиқаришда улкан тараққиётга эришилиши натижасида фотография фан ва техникада ниҳоятда кенг қўлланадиган бўлиб қолди. Фотография кўз билан бевосита кузатиш мумкин бўлмаган ультрабинафша ва инфрақизил нурларни қайд қилишдан ташқари, жуда қисқа муддатда ўтадиган процессларни (экспозиция вақти 10^{-5} — 10^{-6} с бўлган электр учқуни, лазер нурланишининг давом этиш вақти 10^{-9}—10^{-12} с бўлган импульслари) суратга олишда ёки интенсивлиги жуда кам ёруғлик чиқадиган ва шунинг учун жуда узоқ вақт экспозициялашни талаб қиладиган процессларни суратга олишда бебаҳо ёрдам беради. Фотографиянинг астрономия ва астрофизикадаги қўлланишлари жуда турли-тумандир. Репродукция олиш техникасида фотографиянинг вазифаси (цинкография ва бошқалар) айниқса муҳимдир. Ниҳоят, кинематография техникаси бутунлай фотография ютуқларига асосланган.

192-§. Фотографик пластинкаларни сенсибиллаштириш

Нормал фотографик эмульсия қисқа қисқа ёруғлик тўлқинларини сезади, чунки кумуш бромид таҳминан 500,0 нм дан бошлаб сезиларли юта бошлайди. Қисқароқ тўлқинлар кучлироқ ютилади, шунинг учун спектрнинг кўринувчан қисмидаги сезгирлик максимуми спектрнинг бинафша қисмига тўғри келади. Шундай қилиб, пластинкага туширилган ландшафтнинг тасвирида ёруғ ва қоронғи жойларнинг тақсимоти ўша ландшафтга худди бинафша шиша орқали қаралгандагидай бўлади. Пластинкаларнинг сезгирлиги қис-

ниши ва очилтирилгандан сўнг суратнинг энг майда тафсилотларини кўрсатиши маълум эди. Шундай қилиб, яширин тасвир жуда турғун бўлиб, бироқ, бевосита кузатишга имкон бермас экан. Ҳозирги замонда бу процесс қуйидагича ўтади деб тасаввур қилиш мумкин. Ёруғлик сезувчи қатлам таркибига кирган кумуш тузларида кумуш ионлари бор. Ёруғлик таъсирида фотоэлектр ҳодисаси рўй беради, шу ҳодиса натижасида ажралган электронлар кумушнинг мусбат ионларини нейтраллаштириб атомларга айлантиради. Айрим атомлар ёки майда-майда бўлиб парчаланган коллоидлар кўринишида ажралиб чиққан металл кумуш яширин тасвир бўлади. Бажарилган ўлчаш ва ҳисобларнинг кўрсатишича, ажралиб чиққан кумушнинг концентрацияси 10^{-7} г/см^3 дан ортиқ эмас, ёруғлик сезувчи қатламнинг қалинлиги 2—20 мкм га тенг экан, шунинг учун бундай шароитда яширин тасвирни бевосита кузатиш мумкин эмас. Қалин қатламлар ёритилганда ажралиб чиққан металл кумушнинг миқдорини ёруғликнинг ютилиши бўйича аниқлаш мумкин эканлиги маълум бўлди.

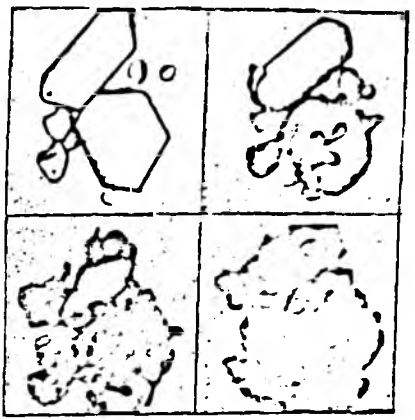
Бундай процесслар тош тузнинг ва ишқорий металлар галоид тузларининг кристалларида аллақачон ўрганилган бўлиб, бундай кристалларнинг қалин қатламлари ёруғликнинг таъсирида металлнинг атомлар ёки коллоид зарралар сифатида ажралиб чиқиши натижасида бирор рангга бўялган бўлиб кўринади. Бу процесслар билан яширин тасвирнинг пайдо бўлиши ўртасида ўхшашлик борлиги ҳақида анча илгари айтилган эди. 1926 йилда бу фикр аниқ шаклда айтилди; бу фикр М. В. Савостьяновнинг, Поль ва унинг шогирдларининг ишларида узил-кесил исботланган эди.

Ёруғлик таъсирида бевосита парчаланишга кумуш бромиднинг кристаллари эмас, балки кумушнинг ёруғликни сезувчи эмульсия «етилаётганда» кристаллар сиртида пайдо бўладиган сульфид бирикмаларига ўхшаш кам турғун тузлари қобилроқ экан. Олтингугурт эмульсиянинг желатинасида аралашма сифатида қатнашади. Олтингугуртдан яхшилаб тозаланган желатин сезгир фотоэмульсиялар тайёрлашга ярамайди.

Ёруғлик таъсирида кумуш бромид кристалларининг сиртида пайдо бўлган «куртаклар» проявителнинг (очилтиргичнинг) шу кристаллчаларга таъсир кўрсатишига имкон яратиб беради, натижада кумуш бромид металл кумушга химиявий усул билан айланади (очилтириш).

Очилтириш процессини микроскоп ёрдамида кузатсак, очилтириш бошлангандан сўнг кумуш кристаллнинг бутун ҳажми бўйича ажралиб чиқишини, баъзи вақтда эса кумушнинг кристаллчадан протуберанец кўринишида отилиб чиқишини кўриш мумкин (35.1-расм). Шу тариқа жуда кўп металл кумуш ажралиб чиқади, кумушнинг миқдори яширин тасвирдаги кумушнинг миқдоридан бир неча ўн миллион марта кўп бўлади. Тушаётган ёруғликнинг интенсив-

лиги қанча катта бўлса, шунча кўп кристаллчаларда куртаклар пайдо бўлади ва проявителининг таъсири шунча кучли бўлади. Иккинчи томондан, кристаллча қанча йирик бўлса, куртакнинг пайдо бўлиши шунча катта очилтирувчи эффектга олиб келади. Демак, бошқа шароитлар бир хил бўлганда кристаллчаларнинг ўлчамларини ошириш пластинканинг сезгирлигини оширади, лекин пластинканинг буюм тафсилотини акс эттира билиш қобилиятини (пластинканинг ажрата олиш қобилиятини) камайтиради.



35.1-расм. Кумуш бромид кристал ... очилишидаги кетма-кет стадиялари ... микрофотосурати.

Фотографик пластинкалар ва плёнкаларни ишлаб чиқаришда улкан тараққиётга эришилиши натижасида фотография фан ва техникада ниҳоятда кенг қўлланадиган бўлиб қолди. Фотография кўз билан бевосита кузатиш мумкин бўлмаган ультрабинафша ва инфрақизил нурларни қайд қилишдан ташқари, жуда қисқа муддатда ўтадиган процессларни (экспозиция вақти 10^{-5} — 10^{-6} с бўлган электр учқуни, лазер нурланишининг давом этиш вақти 10^{-6}—10^{-12} с бўлган импульслари) суратга олишда ёки интенсивлиги жуда кам ёруглик чиқадиган ва шунинг учун жуда узоқ вақт экспозициялашни талаб қиладиган процессларни суратга олишда бебаҳо ёрдам беради. Фотографиянинг астрономия ва астрофизикадаги қўлланишлари жуда турли-тумандир. Репродукция олиш техникасида фотографиянинг вазифаси (цинкография ва бошқалар) айниқса муҳимдир. Ниҳоят, кинематография техникаси бутунлай фотография ютуқларига асосланган.

192-§. Фотографик пластинкаларни сенсибиллаштириш

Нормал фотографик эмульсия қисқа қисқа ёруглик тўлқинларини сезади, чунки кумуш бромид тахминан 500,0 нм дан бошлаб сезиларли ута бошлайди. Қисқароқ тўлқинлар кучлироқ ютилади, шунинг учун спектрнинг кўринувчан қисмидаги сезгирлик максимуми спектрнинг бинафша қисмига тўғри келади. Шундай қилиб, пластинкага туширилган ландшафтнинг тасвирида ёруғ ва қоронғи жойларнинг тақсимоти ўша ландшафтга худди бинафша шиша орқали қаралгандагидай бўлади. Пластинкаларнинг сезгирлиги қис-

қа ультрабинафша нурлар томонидан чегараланган, чунки ёруғликнинг тўлқин узунлиги $\lambda = 220{,}0$ нм га яқинлашганда желатин ёруғликни кучли равишда юта бошлайди ва натижада қисқа тўлқинлар амалда эмульсияга кирмайди. Бу соҳада ишлаш учун желатинсиз махсус пластинкалардан фойдаланиш зарур бўлади.

190-§ да тавсиф этилгандай таъсир қилувчи сенсибилизаторлардан фойдаланиш ишни анча яхшилайди. Желатин қатлами бирор тўлқинларни ютадиган махсус бўёқ билан бўялади. Сариқ-яшил нурга сезгир қилиш учун эритрозин қўшилади (ортохроматик пластинкалар), сариқ-яшил ва қизил нурларга сезгир қилиш учун пинахром ёки пинацианол қўшилади (панхроматик пластинкалар). Мос бўёқларни танлаб олиб, эмульсиянинг бирор спектрал соҳадаги сезгирлигини анча ошириш мумкин.

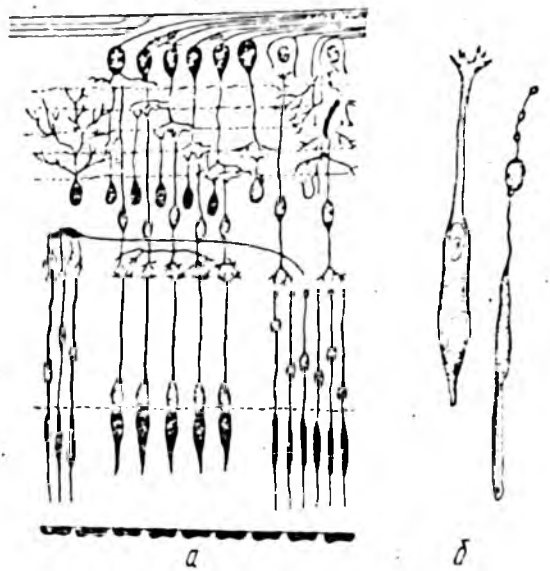
Инфрақизил нурлар учун ҳам сенсибилизаторлар топилган. Инфрақизил нурларда фотосуратга олиш узоқ жойда турган буюмларни ғира-шира туманнинг юпқа қатлами билан қопланган атмосфера орқали суратга олганда катта устунлик беради, чунки бунда узун тўлқинлар кам сочилади (қ. 159-§). Инфрақизил нурларда суратга олишни тахминан 1,2 мкм гача суриш имконияти туғилди.

Совет астрофизиклари (Г. А. Шайн ва унинг ҳамкорлари) туманликларни суратга олганда инфрақизил нурларга сезгир бўлган пластинкалардан фойдаланиб, жуда ажойиб натижаларга эга бўлди, хусусан илгари маълум бўлган туманликларнинг янги чегараларини ва янги туманликларни аниқладилар: Бундай муваффақиятнинг сабаби узун тўлқинли ёруғлик нурлари камроқ сочилиши натижасида туманликларнинг чуқурроқ қатламларини ёки кўриш нурида жойлашган туманликлар тўсиб турган ёруғлик манбаларини суратга олиш имконияти яратилганлигидадир.

Желатина ютадиган қисқа ультрабинафша нурлар соҳасида оддий пластинкалар ёрдамида сурат олиш учун бошқа принципга асосланган сенсибиллаштиришни қўллаш керак бўлади. Пластинканинг сезгир сирти қисқа ультрабинафша нурлар таъсирида флуоресценция нурланишини берувчи модда билан (масалан, машина мойининг юпқа қатлами билан) қопланади. Флуоресценциянинг узун тўлқинли ёруғлиги желатин орқали ўтади ва яхши сурат олишга имкон беради. Шундай қилиб, $\lambda = 180{,}0$ нм ва ундан қисқа ультрабинафша нурларда суратга олишда оддий пластинкаларни ишлатиш мумкин.

193-§. Кўзнинг ёруғлик сезиши

Кўзнинг оптик системаси ташқи қатлам вазифасини ўтовчи қаварик шох парда, диафрагма вазифасини ўтовчи қорачиқ, кўз гавҳари ва кўз камерасини тўлдирган шаффоф шишасимон жисмдан ташкил топган (қ. 91-§ даги 14.8-расм). Бўш оралиқнинг ҳам



35.2- расм. Тўр парданинг схематик тасвири.

а — кўзнинг тўр пардасининг тузилиши (расмнинг пастки қисми кўзнинг тубига мос келади); *б* — таёқчалар ва колбачалар.

масини сувга ўхшаш суюқлик деб аталадиган модда тўлдиради. Бу оптик система кўрилаётган буюмларнинг тасвирини кўз камерасининг ички юзига туширади, бу юзга *тўр парда* тортилган. Тўр парда хили ва вазифаси турлича бўлган нерв ҳужайраларининг бир неча қатламидан иборат мураккаб структура бўлиб, нурланишни қабул қилади.

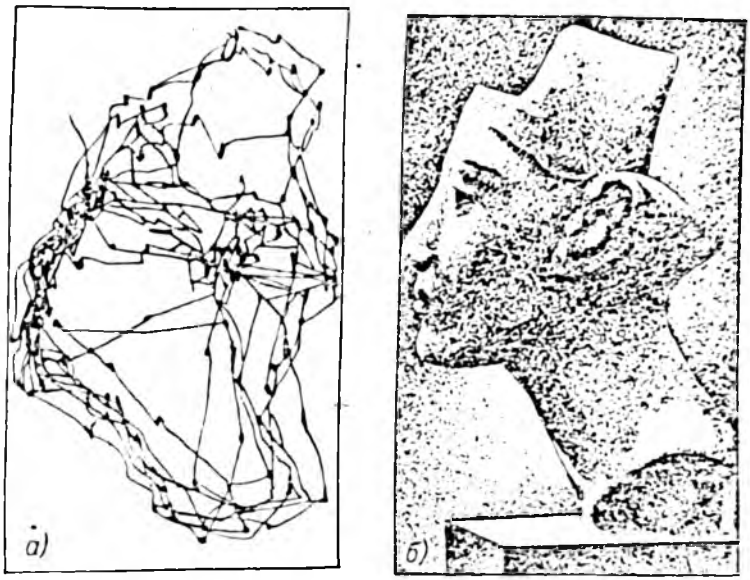
35.2-а расмда тўр парданинг схематик кесими кўрсатилган. Ёруғлик расмнинг юқори қисмига мос келадиган томондан тушади. Тўр парданинг охирги қатламида жойлашган рецептор ҳужайралар, яъни *колбача* ва *таёқчалар* ёруғликни бевосита сезади (қ. 35.2-б расм). Ёруғлик колбача ва таёқчаларда бирламчи таъсирланиш вужудга келтиради, бу таъсирланиш электр импульсларига айланади. Бу импульслар бир қатор оралиқ ҳужайралар орқали узатилади ва тўр пардадан кўриш нервининг толалари бўйича чиқиб кетади. Бу толалар (уларнинг сони бир неча миллионга етади) сигналларни пўстлоқ тагидаги марказларга, у ердан бош миянинг пўстлоғига узатади. Рецептор ҳужайралар жуда ҳам кўп. Одамнинг кўзидаги колбачаларнинг сони 7 миллионга, таёқчаларнинг сони эса 130 миллионга етади. Улар жуда нотекис тақсимланган. Кўзнинг четларида асосан таёқчалар бўлади; колбачаларнинг юз бирлигига тўғри келадиган сони кўзнинг марказига яқинлашган сари кўпаяди. Кўзнинг оптик ўқидан четроқда чаккага яқинроқ жойда *сариқ доғ* деб аталадиган ва ўртасида кичик чуқурчаси («марказий

чуқурчаси») бўлган соҳа жойлашган. Бу чуқурчада фақат колбачалар ўрнашган бўлиб, уларнинг сони 13000—15000 тага етади. Марказий чуқурча кўрилаётган буюмнинг тафсилотини ажратишда айниқса муҳим вазифани бажаради.

Тажрибанинг кўрсатишича, биз тасвирлари сариқ доғга тушаётган буюмларнигина аниқ кўрамиз ва буюмнинг тасвири марказий чуқурчага тушадиган қисмларини айниқса яхши ажратамиз. Агар тасвир кўзнинг чет қисмларига тушадиган бўлса, ёруғлик тушаётганлиги яққол сезилиб турса-да, буюмнинг қисмларини ажратиб бўлмайди. Тўр парданинг марказий ва чет қисмлари хусусиятларидаги фарқнинг асосан иккита сабаби бор. Кўз буюмнинг бурчакли ўлчамлари қўшни колбалар ёки таёқчалар ўртасидаги бурчакли масофадан кам бўлмаган қисмларинигина ажрата олади. Марказий чуқурчада колбачаларнинг зичлиги энг катта, шунинг учун буюмнинг тафсилотини ажрата олиш ҳам яхшироқ бўлади. Марказий чуқурчадан узоқлашган сари рецепторларнинг зичлиги камаяди, шунга мос равишда тафсилотни ажрата олиш қобилияти ҳам камаяди. Бундан ташқари, марказий чуқурчадаги колбачаларнинг сони кўриш нерви толаларининг сонига тенг, яъни ҳар бир колбача ёруғликни мустақил қабул қилади. Тўр парданинг чеккаларига яқинлашган сари кўриш нервининг алоҳида бир толасига тўғри келадиган рецепторларнинг сони ортади ва ажрата олиш қобилияти янада камаяди, чунки ажрата олинадиган энг кичик масофа тўр парданинг «бирлашган» рецепторлари эгаллаган соҳасининг ўлчамлари билан белгиланади. Шунинг учун буюмни кўраётганда биз ҳар доим унинг тасвирини сариқ доғга ва, ҳатто, марказий чуқурчага туширишга ҳаракат қиламиз.

Кўздаги бу соҳаларнинг кўриш майдони катта эмас. Масалан, сариқ доғга бир вақтнинг ўзида горизонтал йўналиш бўйича ўлчами 8° га, вертикал йўналиш бўйича ўлчами 6° га тенг бўлган манзарани тушириш мумкин. Марказий чуқурчанинг кўриш майдони ундан ҳам кам бўлиб, горизонтал ва вертикал йўналишлар бўйича 1—1,5° га тенг. Шундай қилиб, 1 м масофада турган одамнинг бутун коматидан сариқ доғга фақат юзининг тасвирини, марказий чуқурчага эса одам кўзидан салгина катта сиртнинг тасвирини туширишимиз мумкин. Коматнинг колган қисмлари эса кўзнинг чекка қисмларига проекцияланади ва ноаниқ кўринади. Лекин тирик кўз ўз орбитасида тез кўчиш қобилиятига эга бўлгани туфайли биз қисқа вақт давомида катта юзни кетма-кет кўриб чиқишимиз мумкин.

35.3-а расмда кўз буюмнинг қисмларини кўриб чиқадиган траектория, 35.3-б расмда эса буюмнинг ўзи кўрсатилган. Нуқталар кўз тўхтаган жойларни, чизиқлар эса кўзнинг силжиш йўналишини кўрсатади. Шундай қилиб, кўз ёруғлик қабул қилгич сифатида ўзида қайд қилишнинг фотография ва фотоэлектр усулларини му-



35.3-расм. Кўз буюмнинг кисмларини кўриб чиқадиган траектория (*а*) ва буюмнинг ўзи (*б*).

жассамлаштиради. Тасвирнинг чекли, кичик қисмигина бир вақтнинг ўзида тафсилоти билан яхши кўринади. Бутун тасвирни қайд қилиш учун кетма-кет кўз югуртиб чиқиш зарур. Кўзнинг бундай тузилганлиги буюмларнинг энг муҳим қисмларига эътиборни жалб қилиш ва шу билан бирга, кўриш майдонида ётган ҳамма нарса тўғрисида умумий тасаввур ҳосил қилиш имкониятини беради. Кўзнинг бундай хусусияти борлиги туфайли биз аниқ кўриш майдонининг чекланганлигини сезмаймиз ва кўзнинг кўриш майдонини вертикал ҳамда горизонтал йўналишлар бўйича 120—150° га тенг, яъни энг яхши оптик асбобларникидан анча катта деб ҳисоблаймиз.

Ёруғлик сезадиган элементлар бўлмиш таёқча ва колбачалар кўриш сезгисида жуда турли хил вазифалар бажаради. Текширишлар таёқчаларнинг ёруғлик нурига сезгирроқ эканлигини ва қоронғида (ғира-шира да) кўриш сезгиси таёқчаларнинг таъсирланиши сабабли пайдо бўлишини кўрсатади. Колбачаларнинг сезгирлиги камроқ бўлиб, улар рангли кўриш учун жавобгар. Буни тушунтириб ўтиш зарур.

Рангли кўриш—турли спектрал таркибга эга бўлган нурланишларни уларнинг *интенсивлигидан қатъи назар* ажрата билиш қобилиятидир. Оқ-қора фотосуратда ҳам турли рангдаги буюмларнинг

тасвирлари бир-биридан фарқ қилади. Лекин турли рангдаги нурланишларнинг *интенсивликлари маълум муносабатда* бўлса, бу нурланишлар негативни бир хил қорайтиради. Интенсивликларнинг турли рангдаги нурланишлар негативни бир хил қорайишга олиб келадиган муносабати қатламнинг спектрал сезгирлиги билан аниқланади. Рангли кўришда (худди рангли фотографиядаги каби) таъсирлари интенсивликларнинг ҳар қандай муносабатида турлича бўлиб қолаверадиган нурланишлар бор. Масалан, истаган ёркинликдаги қизил ранг яшил, кўк, оқ рангдан ва бошқалардан фарқ қилади.

Таёқчаларгина ишлайдиган суст ёритилишда рангни ажрата олиш қобилияти йўқолади. Кўзнинг нурланишларни ажрата олиш қобилиятини текшириш натижасида таёқчалар спектрал сезгирликнинг максимуми 510 нм га яқин бўлган эгри чизиғига эга бўлган фотоэлемент сифатида ишлаши жуда аниқ исботланди.

Колбачалар аппаратининг рангни ажратиши маълум спектрал сезгирлик эгри чизиқлари турлича бўлган учта сезгир қабул қилгичдан иборат системанинг ажратиши каби бўлади. Ҳозирги вақтда қабул қилгичларнинг учала тури бир колбачада жойлашган ёки уч хил колбачалар бор эканлиги номаълум, лекин инсон кўзининг тўр пардасидаги колбачаларда уч хил қабул қилгичлар мавжудлиги муқаррардир. Баъзан кўриши нормал кўришдан қабул қилгичлардан бирининг йўқлиги билан фарқ қиладиган одамлар (эркакларнинг 5% ва жуда оз хотинлар) учрайди; улар «дихроматлар» дейилади. Дихроматлар нормал кузатувчилар етишмайдиган қабул қилгичнинг таъсирланиши натижасида ажратадиган нурланишларнинг ҳаммасини сезмайди. Одамлар орасида кўриши кучли ёритилганда ҳам рангни ажрата олмайдиганлар, яъни «монохроматлар» жуда кам учрайди.

Ҳайвонларнинг, айниқса ҳашаротларнинг рангли кўриши жуда турли-тумандир. Ҳайвонлар кўришининг хусусиятлари ҳақида аниқ миқдорий маълумотлар электрофизиологик текширишлар ёрдамида олинади. Электр импульслари кўриш нервининг толалари орқали ёруғлик таъсир қилиб турган бутун вақт давомида эмас, балки ёритилганлик ўзгаргандан кейин ўтар экан. Агар бир ҳайвон икки хил нурланишни ажрата олмаса, уларнинг бирини иккинчиси билан алмаштирганда нерв толасида импульслар пайдо бўлмайди. Бу усул бирор ҳайвоннинг тўр пардасидаги қабул қилгичларнинг тури қанчалигини ва уларнинг спектрал сезгирлик эгри чизиқлари қандай эканлигини аниқ ва ишончли билиб олишга имкон беради.

Ёруғликка сезгир рецепторни таъсирлантириш учун у ёруғлик ютиши керак, бунда қайси тўлқин узунликдаги ёруғлик кўп ютилса, шу ёруғликка сезгирлик шунча катта бўлади. Шунинг учун ёругликка сезгир моддаларнинг спектрал сезгирликларининг

эгри чизиқлари улар ютишининг спектрал эгри чизиқлари билан кўп умумийликка эга (кўпинча бир хил бўла қолади). Бундай шарт тўр парданинг ёруғликка сезгир пигментларини топишга аллақачонлар ундаган эди.

Биринчи бўлиб таёқчалардаги ёруғликка сезгир модда родопсин (кўриш арғувони) топилди. Родопсин пушти ранг модда бўлиб, ёруғлик таъсирида парчаланади (ранги ўчади) ва қоронғида қайта тикланади. Бу модданинг ютиш спектрал эгри чизиғи кўзнинг суст ёритилганликдаги, яъни фақат таёқчалар ишлаётган вақтдаги спектрал сезгирлиги билан жуда яхши мослашади. Бундай мослик *Пуркинье ҳодисасида* яққол кўриниб, бу ҳодиса қуйидагидан иборат. Родопсин сезгирлигининг максимуми спектрнинг кўк-яшил қисмига тўғри келади ва шунинг учун родопсин спектрнинг тўқ сариқ-қизил қисмини бутунлай сезмайди. Шу сабабли ёруғ кунда ёркин бўлиб кўринган тўқ сариқ ва қизил буюмлар суст ёритилишда ҳаво ранг ва кўк буюмларга қараганда қорароқ бўлиб кўринади.

Ҳозир жуда кўп ҳайвонлар кўзининг тўр пардасида родопсин топилган бўлиб, электрофизиологик маълумотларга кўра, бу ҳайвонларнинг кўзида мос спектрал сезгирлик эгри чизиғига эга бўлган қабул қилгичлар бор. Бошқа бир гуруҳ ҳайвонларнинг таёқчаларида порфиропсин деган пигмент топилди; унинг ютиш эгри чизиғи ва мос равишда таёқчаларнинг спектрал сезгирлигининг эгри чизиғи бошқачадир.

Ҳайвонларнинг колбачаларида ўзига хос ёруғликка сезгир пигментлар топилди. Баъзи ҳайвонлардаги (тошбақалар, кундузи учадиган қушлар) қабул қилгичларнинг рангларни ажрата олиши учун зарур бўлган турли спектрал сезгирлиги ўзига хос светофильтрлар ёрдамида вужудга келади. Бундай ҳайвонлар кўзидаги колбачаларнинг олдида турли рангга бўялган ёғ томчилари бўлади. Бу парса рангли фотографияда, айниқса полиграфиядаги репродукцион процессларда қўлланиладиган усулни эслатади. Рангли буюмдан уч хил светофильтр ёрдамида учта сурат олинади; бу эса турли спектрал сезгирликка эга бўлган қатламларга тасвир туширишнинг ўрнини босади. Колбачалар олдида турган «светофильтрлар» ҳам худди шундай вазифани бажаради.

Кўзнинг муҳим хусусияти унинг ёритилганликларнинг жуда кенг диапазонида ишлай олиш қобилиятидир. Қуёшнинг тўғри тушаётган нурлари Ер юзида 100000 лк га тенг ёритилганлик вужудга келтиради, қоронғида эса кўз ёритилганлиги 10^{-6} лк бўлган сиртни кўриши мумкин. Шундай кенг диапазонда ишлашга кўп воситалар имкон яратиб беради. Кўз қорачиғи ёритилганликнинг кескин ўзгаришини дарҳол сезади; қорачиқ кўзнинг кириш тешигини диафрагмалаб, тўр пардага тушаётган ёруғликнинг миқдорини камайтиради. Ёритиш сустлашиши билан кўз қорачиғи яна очилади. Баъзи ҳайвонларда, айниқса ҳашаротларда кўзнинг ёруғ-

ликка сезгирлиги рецепторларни тўсиб (экранлаб) турадиган қора пигментнинг тўр парда бўйлаб кўчиши натижасида ўзгаради. Бундан ташқари, заиф ёритишда битта нерв толасида кўп рецепторлардан келаётган сигналлар қўшилади ва ёритиш қанчалик кам бўлса, битта толага тўғри келган рецепторларнинг сони шунча кўп бўлади, демак, сезгирлик ажрата олиш қобилиятининг камайиши ҳисобига ортади. Ёритиш етарли даражада кучли бўлмаганда кўз буюмнинг майда қисмларини ажрата олмаслиги каби ҳаммага маълум бўлган фактнинг сабаби ўша бўлса керак. Бундан ташқари, суст ёритишда ишлаш учун махсус таёқчалар аппарати бор эканлиги юқорида айтиб ўтилган эди.

Кўзда юқорида айтиб ўтилган воситалардан ташқари рецепторларнинг сезгирлигини ёруғлик таъсирида ўзгартира олиш қобилияти ҳам бор. Ёруғ хонадан қоронғисига тез ўтганда ёки қоронғидан ёруғга чиққанда нима сезилишини ҳар ким ўзининг тажрибасидан билади. Биринчи ҳолда кўз «қоронғиликка ўрганмагунча» ҳеч нарсани ажрата олмайди, қоронғи хонадан ёруғ кунга чиққанда кўз «ёруғликка ўрганмагунча» тушаётган ёруғлик кўзни қамаштирадиган бўлиб туюлади. Бу ҳодисалар кўзнинг *адаптацияси* (кўникиши) дейилади. Қоронғиликка адаптация вақти 20—30 минутга тенг.

Яқиндагина адаптациянинг моҳияти кўриш арғувонининг ёруғлик таъсирида ранги ўчиши ва қоронғиликда қайта тикланиш процесси билан боғланар эди. Бундай изоҳ кўришнинг фотохимиявий назарияси деб аталадиган назариянинг муҳим таркибий қисми бўлиб, бу назария бўйича кўриш сезгисининг сабаби арғувоннинг ёруғлик таъсирида химиявий парчаланишидан иборат экан. Лекин масала анча мураккаб бўлиши керак. Кўриш арғувонининг миқдори кам ўзгарганда кўзнинг ёруғликка сезгирлиги кўп марта ўзгариши ва, аксинча, арғувоннинг концентрацияси кескин камайганда сезгирлик кам ўзгариши аниқланган. Баъзи ҳайвонларда, масалан, кальмарларда ёругликка сезгирлик бир неча ўн марта ўзгарганда ёруғликка сезгир пигментининг ранги ҳеч айнимаганлиги электрофизиологик усуллар билан аниқланган. Шунинг билан бирга кўришнинг фотохимиявий назарияси янги далилларга эга бўлди. Кўп ҳайвонлардаги тўр пардада ёругликка сезгир бўлган турли пигментлар топилди; бу пигментларнинг ютиш эгри чизиқлари билан қабул қилгичларнинг спектрал сезгирликлари жуда яхши мос келади. Шунинг учун кўриш моҳияти билан пигментларнинг фотосезгирлиги орасида алоқа борлиги ҳақиқатга яқинроқ бўлса керак.

Юқорида айтиб ўтилган воситалар кўзга ёритилганликларнинг кенг диапазонида ишлашга имкон яратиб беради. Тўлиқ адаптациядан ўтган кўз жуда сезгир инструментга айланиб, энергиянинг $2 \cdot 10^{-17} — 3 \cdot 10^{-17}$ Вт чамасидаги жуда кам оқимларини сеза олади. Шундай қилиб, адаптацияланган кўз бир секундига бир

неча ўн квантдан иборат бўлган ёруғлик оқимини ($\lambda = 550$ нм) қабул қилиши мумкин экан (178-§ билан таққосланг).

Иккинчи томондан, кучли ёругликка максимал кўникиш ҳолатида бўлганда кўз анча катта равшанликка организмга зарар келтирмасдан чидаши мумкин. Шунинг учун қабул қила олиш чегараларида ёруғлик оқимининг ўзгариши жуда каттадир: $2 \cdot 10^{-17}$ Ж с дан $2 \cdot 10^{-5}$ Ж с гача. Манбанинг равшанлиги бундан ҳам катта бўлганда кўзни сунъий равишда ҳимоя қилиш керак. Масалан, Қуёшни кузатишда (Қуёш тутилишини кузатишда) кўкимтир (дудлаб қорайтирилган) шишалар ёки бошқа мос светофильтрлар ишлатиш керак. Музликларда бўлганда ҳам кўкимтир ёки рангли кўзойнак тутиш керак; тоғларда кўзойнак ультрабинафша нурларни ютиш учун ҳам керак, чунки жуда баланд жойларда бундай ёруғликнинг интенсивлиги кўп бўлиб кўзга зарардир. Равшанлик кўзнинг ҳимоя аппарати ишга тушишига қараганда тезроқ кучли равишда ўзгарганда кўз оғир шикастланиб қолиши ва, ҳатто, бутунлай кўрмайдиган бўлиб қолиши мумкин.

Таёқчаларнинг «иши» (ғира-ширада кўриш) маълум даражада тушунтирилган деб ҳисобланса, колбачаларнинг қандай ишлаши ва умуман, рангларни сезиш (кундуз кунги кўриш) сабаблари ҳануз аниқ эмаслигича қолиб келяпти.

Рангли кўришга оид мавжуд назариялардан маълум бўлган фактларни Гельмголцнинг *уч рангли назарияси* энг яхши изоҳлаб беради. Бирламчи рецептор моҳиятини тушунтиришда эса бу назария ҳатто ягона бўлиб қолди. Ҳақиқатан ҳам, тажрибада истаган рангли нурланишни қизил, яшил ва кўк-бинафша рангларни аралаштириб ҳосил қилиш имконияти борлиги (баъзи шартлар билан) кўрсатилган эди. Уч рангли назарияга мувофиқ, бундай ҳол кўзнинг тўр пардасида турли спектрал сезгирлик соҳасига эга бўлган уч хил қабул қилгичлар мавжудлиги натижасидир. Шунинг учун кўк-бинафша ранг ёруғлик (қисқа тўлқинли) учта қабул қилгичдан фақат бирини устун равишда таъсирлантиради, яшил ранг ёруғлик (спектрнинг ўрта қисми) асосан иккинчи хил қабул қилгични, қизил ранг ёруғлик эса асосан учинчи хил қабул қилгични таъсирлантиради. Шунинг учун уч хил рангли нурларни турли миқдорларда аралаштириб, уч хил қабул қилгичлар таъсирланишининг истаган комбинациясига, демак, истаган рангларга эга бўлишимиз мумкин. Юқорида келтирилган мулоҳазалар бир оз схема тарзида бўлиб, ҳақиқатда ҳамма нарса мураккаброқ.

Қабул қилгичларнинг сезгирлик соҳалари бир-бирини кўп қоплайди ва шунинг учун истаган нурланиш бир эмас, балки икки, баъзан уч хил қабул қилгичларни таъсирлантиради. Бу эса юқорида кўрсатилган соддалаштирилган схемани мураккаблаштиради, лекин унинг физик маъносини йўқотмайди. Пухта қилинган анализ

мавжуд уч рангли назария билан тажриба ўртасида жуда яхши миқдорий мослик борлигини кўрсатади.

Ҳайвонлар устида ўтказилган электрофизиологик тажрибалар ва кўриш пигментларини ўрганиш соҳасидаги тадқиқотлар Гельмгольц назарияси учун янги далиллар берди. Юқорида айтилган гапларнинг ҳаммаси кўзнинг нурланишларни ажрата олишига доир бўлиб, уларда асосан психологияга алоқадор бўлган ва физикага тегишли бўлмаган рангни сезишга доир бошқа масалалар кўрилмайди. Хусусан, рангни сезиш нурланишларнинг спектрал таркиби билан бир қийматли боғланмаган эканлигини қайд қилиш муҳимдир. Рангни сезиш дастлабки таъсирларга (адаптацияга, образларнинг кетма-кетлиги), атрофдаги муҳитга (бир вақтдаги контраст) ва, ҳатто, кузатиш шароитига боғлиқ бўлади. Масалан, одамнинг Қуёш ёритиб турган пальтоси қора бўлиб, уйнинг соя тушиб турган девори оқ бўлиб кўринади, ваҳоланки бундай шароитда пальто деворга қараганда кўпроқ ёруғлик қайтаради. Бу мисол кўриш таассуротларининг ҳамма мураккаб ҳодисаларини тўр пардадаги фоторецепциянинг бирламчи механизми билан боғлаш мумкин эмаслигини кўрсатади.

ИССИҚЛИК НУРЛАНИШИ

XXXVI боб

ИССИҚЛИК НУРЛАНИШИ ҚОНУНЛАРИ

194-§. Иссиқлик нурланиши

Тўлқин узунлиги ҳар қандай бўлган электромагнитик нурланиш модда таркибидаги электр зарядларининг, яъни электрон ва ионларнинг тебранишлари оқибатида вужудга келади. Моддани ташкил этган ионларнинг тебранишларидан паст частотали (инфрақизил) нурланиш пайдо бўлади, чунки уларнинг массаси катта. Агар электронлар атом ёки молекулалар таркибида турган бўлса ва, бинобарин, уларни анча катта кучлар ўз мувозанат вазиятида тутиб турган бўлса, бу электронларнинг ҳаракати натижасида вужудга келадиган нурланиш юқори частотали (кўринадиган ва ультрабинафша нурланиш) бўлади. Эркин электронлар кўп бўладиган металларда электронларнинг нурланиши бошқача типдаги ҳаракатга мос келади; бундай ҳолда электронлар мувозанат вазияти атрофида тебранади, деб бўлмайди; ҳаракатга келтирилган эркин электронлар номунтазам равишда тормозланади ва уларнинг нурланиши *импульслар* характерида бўлади, яъни турли тўлқин узунликли спектрга эга бўлади, унинг таркибида паст частотали тўлқинлар ҳам бўлиши мумкин.

Жисм нурланганида энергия йўқотади. Узоқ вақт энергия нурлантириб (чиқариб) туриш мумкин бўлиши учун энергия сарфи ўрнини тўлдириб туриш керак: акс ҳолда нурланиш билан бир вақтда жисм ичида қандайдир ўзгаришлар содир бўлади ва нур чиқараётган системанинг ҳолати узлуксиз ўзгариб боради. Кўрсатиб ўтилган процесслар жуда турлича бўлиши мумкин ва бинобарин, ёруғланиш характери ҳам турлича бўлиши мумкин.

Жисм ичидаги химиявий ўзгаришлар билан биргаликда юз берадиган нурланиш процесслари маълум; улар *хемилюминесценция* деб аталади. Чиритётган ёғочнинг ёки ҳавода аста-секин оксидланаётган фосфорнинг нурланиши бундай процессларга мисол бўлади. Бу ҳолда нур энергияси чиқариш билан бирга модданинг химиявий таркиби ўзгаради ва унинг ички энергия запаси камаяди.

Жисмни ёритиш билан бир вақтда ёки ёритишдан кейин юзага келган нурланиш процесслари *фотолюминесценция* деган умумий

ном олган. Бу ҳолда ёруғлик чиқиб турадиган қилиш учун жисмга ташқи манбадан нурланиш тарзида энергия бериб туриш зарур.

Ёруғлик чиқадиган қилишнинг энг кўп тарқалган усули нурланувчи системага электр таъсири кўрсатишдир. Бундай ёруғланишнинг *(электролюминесценция)* энг кўп тарқалгани газлар ёки буғларнинг ўзидан ўтаётган электр разряди таъсирида нурланишидир; электр разряди турлича бўлиши мумкин: одатда Гейслер трубкаларида юз берадиган милтиллама разряд, «кундузги ёруғлиқ» лампалари, электр ёйи, учқуни. Бу ҳолларнинг ҳаммасида нурланиш учун зарур бўлган энергия газнинг атом ва молекулаларига разряднинг электр майдонида тезлаштирилган электронлар билан бомбардимон қилиш йўли билан берилади. Электронлар ёғдирилганда қаттиқ жисмлар ҳам, масалан минераллар ёруғлик чиқариши мумкин *(катодолюминесценция)*.

Ниҳоят, жисмни ёруғлик чиқарадиган қилиш учун зарур бўлган энергияни унга иситкш орқали бериш ҳам мумкин. Агар нурланиш билан кетадиган энергия сарфи жисмга тегишли миқдорда иссиқлик бериш йўли билан тўлдириб турилса, жисм бир хилда нурланиб туриши мумкин. Ёруғлик чиқаришнинг бу тури энг кўп тарқалган бўлиб, у *иссиқлик нурланиши* дейилади. Аслини айтганда, бундай иссиқлик нурланиш паст температураларда масалан, уй температурасида ҳам юз беради, лекин бу шароитда нурланиш амалда фақат жуда узун инфрақизил тўлқинлар билан чегараланган бўлади.

Жисмларнинг иссиқлик нурланиши қуйидаги мулоҳазадан равшан бўладиган хусусиятлар туфайли барча бошқа тур нурланишлардан фарқ қилиши мумкин.

Нурланаётган жисм атрофида нурланишни ўтказмайдиган идеал қайтарувчи қобиқ бор, деб фараз қилайлик. У ҳолда жисм чиқарган нурланиш бутун фазога сочилмайди, балки қобиқ деворларидан *тўлиқ* қайтиб, қобиқ ичидаги ҳажмда сақланади ва яна нурланаётган жисмга тушиб бирмунча ютилади. Бундай шароитда нурланаётган жисм ва нурланишдан иборат система ҳеч энергия йўқотмайди. Аммо бунга қараб нурланаётган жисм билан нурланиш ўзаро мувозанатда турибди дейиш тўғри эмас. Бу системанинг энергиясининг бир қисми нурланиш (электромагнитик тўлқинлар) энергияси кўринишида, яна бир қисми нурланаётган жисмнинг ички энергияси кўринишида бўлади. Агар вақт ўтиши билан жисм ва нурланиш орасида энергиянинг тақсимоти ўзгармаса, системанинг ҳолати мувозанатли ҳолат бўлади. Идеал қайтарувчи қобиқ ичига иситилган жисм жойлаштирамиз, бу жисм қаттиқ, суюқ ёки газсимон жисм бўлиши мумкин. Агар жисм бирлик вақт ичида ютганидан кўпроқ нурлантирса (ёки камроқ нурлантирса), у ҳолда унинг температураси пасаяди (ёки кўтарилади). Бунда мувозанат қарор топмагунча нурлантириш сусаяди (ёки кучаяди). Бундай мувозанатли

ҳолат барқарор бўлади. Бу ҳолат ҳар қандай бузилганда ҳам юқорида тавсифланган процесс туфайли яна мувозанатли ҳолат тикланади.

Аксинча, иситиш орқали эмас, балки қандайдир бошқа процесслар туфайли юзага келган нурланиш мувозанатли бўлмайди. Масалан, нурланиш хемилюминесценция характерига эга бўлсин, яъни у билан биргаликда моддада қандайдир химиявий ўзгариш процесси юз бераётган бўлсин. Нурлантирилган ёруғлик энергиясининг кўп ёки озроқ ҳиссасининг ютилиши бу моддани дастлабки ҳолатига қайтармайди. Бунинг устига, иссиқлик ютилишидан температуранинг кўтарилиши одатда химиявий реакциянинг боришини янада тезлаштиради. Химиявий реакция юз бериб турар экан, нурланувчи система узлуксиз ўзгариб туради ва бинобарин, система дастлабки ҳолатдан тобора кўпроқ узоқлашади. Химиявий процесс ва у билан бирга хемилюминесценция тугагандагина мувозанат қарор топади ва барқарор нурланишнинг характерини жисмнинг температураси белгилайди, яъни мувозанатли ҳолат яна иссиқлик нурланишга мос келади.

Фотолюминесценцияда ҳам худди шундай бўлади. Идеал қайтарувчи (кўзгусимон) қобиқ ичига дастлаб ёритиб уйғотилган фосфоресценцияланувчи бирор модда қўямиз. Бу жисмнинг нурланиши аста-секин сусая боради: ҳақиқатан ҳам кўзгусимон деворлардан қайтган фосфоресценция ёруғлигининг бир қисмини модда ютиб исиши мумкин; аммо бу ёруғлик фосфоресценциянинг узоқ вақт давом этишига мадад бера олмайди, чунки фосфоресценция юзага келтириш учун жисмни унинг ўзи чиқараётган ёруғликка қараганда тўлқин узунлиги қисқароқ бўлган ёруғлик билан ёритиш зарур (Стокс қонуни). Демак, бу ҳолда ҳам фосфоресценция нурланиши ҳисобига жисм аста-секин исийди ва бу нурланиш жисм чиқарадиган иссиқлик нурланиши билан, яъни интенсивлиги ва спектрининг таркиби жисмнинг температурасига боғлиқ бўлган нурланиш билан аста-секин алмашинади. Қисқа муддатли электр разряди юзага келтирган нурланиш ҳам худди шундай сўнади ва системанинг барқарор температурасига мос иссиқлик нурланиши билан алмашинади.

Шундай қилиб, мувозанатли нурланиш ҳамма вақт иссиқлик нурланиши характерига эга бўлади, нурланиш билан модда ўртасидаги бундай мувозанатли ҳолат ҳар қандай (қаттиқ, суюқ, газсимон) жисмда бўла олади. Бу иссиқлик нурланиши (мувозанатли нурланиш) термодинамика принципларидан келиб чиқадиган баъзи умумий қонуниятларга бўйсунади, термодинамика принципларига асосан, яккаланган системанинг барқарор иссиқлик мувозанатини бу системанинг бирор қисмларининг нурланиши ёки қандайдир бошқа иссиқлик алмашинишлар буза олмайди. Иссиқлик нурланиши баъзан *температурави нурланиш* дейилади.

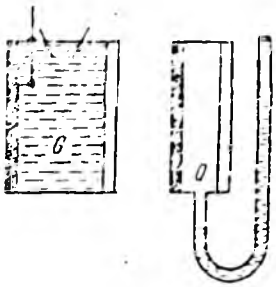
195-§. Иссиқлик нурланиши ва Прево қоидаси

Жисмнинг иссиқлик ҳолатини характерлайдиган асосий катталик унинг температурасидир. Бу катталик иссиқлик нурланиши ҳодисаларида ҳам асосий катталик бўлади, шундайлигини қуйидаги қўпол тажрибада кўриш осон. Қийин эрийдиган бирор моддани (кўмир, металл) қиздириб, кўзга кўринадиган (тўқ қизил) ёруғлик муайян температурадагина (500° С атрофида) пайдо бўлишини пайқаймиз. Температура кўтарила борган сари ёруғлик равшанроқ бўла боради ва қисқароқ тўлқинлар билан бойийди, тахминан 1500° С да равшан оқ чўғланишга ўтади. Ёруғликни спектроскоп орқали назорат қилиб, температура кўтарилган сари ёруғликнинг туташ спектри ривожланиб боришини кўриш мумкин: спектр қизил нурланишнинг тор соҳасидан ($\lambda \approx 700{,}0$ нм) бошланиб аста-секин кўринувчи тўлиқ спектрга айлана боради. Ёруғликни термоэлемент ёрдамида кузатиб, қиздирилаётган жисмнинг инфрақизил нурланишини ҳам, ультрабинафша нурланишини ҳам пайқаш мумкин.

Бу тажрибаларда температуравий нурланишнинг яна бир муҳим хусусияти ҳам очилади. Тайинли бир температурага мос нурланишнинг спектрал таркиби яхши ютувчи турли моддалар (масалан, турли металларнинг оксидлари, кўмир ва ҳоказо) учун амалда бир хил бўлади, лекин шаффоф жисмлар учун нурланиш таркиби анчагина фарқ қилиши мумкин. Масалан, пўлат парчасини қиздириб, 800° С атрофидаги температурада равшан қип-қизил чўғланишни кўрамиз; аммо эритилган кварцнинг шаффоф стержени ўша температурада ҳеч ёруғлик чиқармайди, кўзга кўринадиган (хусусан, қизил) нурлар чиқармайди. Шундай қилиб, яхши ютувчи жисмларнинг нурланиш қобилияти каттароқ эканлиги маълум бўлади. Бу ҳол жисмлар орасида иссиқлик мувозанати қарор топишига олиб келувчи нур энергияси алмашиш шароитини белгилайди.

Тажрибанинг кўрсатишича, бир-бирига иссиқлик узата оладиган турли температурали жисмлар бирор вақт ўтгандан сўнг бир хил температурали бўлиб қолади, яъни улар орасида иссиқлик мувозанати қарор топади. Бу ҳодиса жисмларни иссиқлик ўтказмайдиган қобиқ ичида вакуумга жойлаштирилгандаги ҳолда ҳам, яъни иссиқлик ўтказувчанлик ва конвекция йўли билан иссиқлик алмашиниш имконияти бўлмаган, фақат нурланиш ва ютиш бўлгандаги ҳолда ҳам юз беради. A_1 ва A_2 жисмлар иссиқлик чиқариб ва ютиб турар экан, оқибатда уларнинг T температураси тенглашади. Иссиқлик мувозанати динамик характерга эга, яъни барча жисмларнинг температураси бир хил бўлганда ҳам нур энергияси нурлантириб ва ютиб турилади, лекин бунда жисм вақт бирлиги ичида қанча иссиқлик ютса, ўшанча иссиқлик чиқаради. Демак, A_1 ва A_2 икки жисмнинг ютиш қобилияти турлича бўлса, уларнинг нурлантириш (иссиқлик чиқариш) қобилияти ҳам турлича бўлади.

Ҳақиқатан ҳам, иссиқлик мувозанати қарор топганда ҳар бир жисм бирлик вақтда нурлантирган ва ютган энергия миқдорлари бир-бирига тенг бўлиши лозим. *Агар икки жисм турли миқдорда энергия ютса, улар турли миқдорда энергия чиқариши керак* (Прево, 1809 й.).

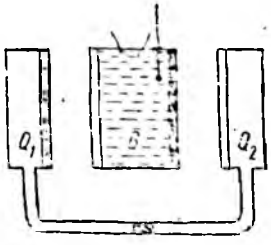


36.1-расм. Прево қоидасини намойиш қилиш асбоби:

G — нурлантирувчи идиш; *Q* — ҳаво термометри.

Бу хулосани содда тажрибаларда тасдиқлаш қийин эмас. Нурлантиргич сифатида иссиқ сув тўлдирилган *G* идиш оламиз (36.1-расм), унинг ясси деворларининг ютиш қобилияти турлича: бири яхши силлиқланган металлдан ясалган бўлиб, жуда оз ютади, иккинчиси эса оксиднинг қора қатлами билан қопланган бўлиб, ўзига тушаётган энергияни деярли батамом ютади. Қабул қилувчи сифатида ҳаво термометридан фойдаланиш ўнғай; бу термометрнинг *Q* резервуари деворлари турли материалдан қилинган металл қутичадан иборат. *Q* даги ҳавонинг қандай тезликда кенгайишига қараб бирлик вақт ичида қанча миқдор иссиқлик келаётганини билиш мумкин. *G* идишни термометрга (ёки *Q* ни нурлантиргичга) ялтироқ ёки қора томони билан қаратиб, ялтироқ сиртнинг қора сиртга нисбатан иссиқликни кам нурлантириши ва кам ютишига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Икки қисмдан иборат (дифференциал) термометр ясаб ва у билан нурлантиргични 36.2-расмдагидек жойлаштириб (буни тушунтириб ўтирмаса ҳам бўлади), дифференциал термометрдаги томчи жойида тураверишини, яъни Q_1 ва Q_2 резервуарлар бир хил миқдорда иссиқлик олаётганини сезамиз. Мана шундай кўринишдаги тажриба бирор сиртнинг ютиш қобилияти унинг нурлантириш қобилиятига пропорционалдир, деб хулоса чиқаришга имкон беради.

Бу тажрибаларнинг муҳим принципиал камчилиги бор, чунки уларда тақосланган нурлантириш ва ютиш қобилиятлари *турли* температураларга тааллуқлидир, жисмнинг нурлантириш ва ютиш қобилиятлари эса унинг температурасига боғлиқ. Аммо бу объектларда (силлиқланган ва қора металлар) температуралар фарқи унча катта бўлмаганида (100° С дан кам) бу фарқ муҳим эмас.

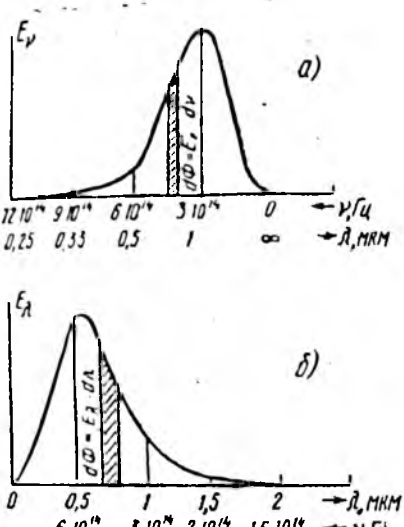


36.2-расм. Сиртнинг ютиш ва нурлантириш қобилиятлари орасидаги пропорционалликни кўрсатувчи тажриба:

G — нурлантирувчи идиш; Q_1, Q_2 — дифференциал ҳаво термометри.

196-§. Кирхгоф қонуни

Жисмнинг иссиқликни ютиш ва нурлантириш қобилиятлари орасидаги



36.3-расм. Қора жисмнинг $T=2900$ К да нурлантириш қобилиятининг спектрал боғланиши:

а — частоталарнинг текис шкаласида ифодаланган E_ν нинг ν га боғланиши; *б* — тўлқин узунликларнинг текис шкаласида ифодаланган E_λ нинг λ га боғланиши. Штрихланган қисмнинг юзи $d\nu$ частота интервалига ёки мос $d\lambda$ тўлқин узунликлар интервалига тўғри келган $d\Phi = E_\lambda \cdot d\lambda = E_\nu\, d\nu$ оқимни билдиради.

муносабатни ифодаловчи Прево қоидаси бу муносабатни сифат жиҳатдан характерлар эди. Ярим аср ўтгандан сўнг Кирхгоф (1859 й.) бу қоидани иссиқлик нурланишига оид барча масалаларда асосий роль ўйнайдиган қатъий миқдорий қонун кўринишига келтирди.

Иссиқлик нурланишини характерлаш учун биз Ф энергия оқими, яъни бирлик вақтда нурлантирилган энергия миқдори (нурланиш қуввати) тушунчасидан фойдаланамиз. Нурланаётган жисмнинг бирлик сирти ҳамма йўналишлар бўйича чиқараётган энергия оқимини *нурлантириш қобилияти* деб атаб, уни E билан белгилаймиз. Шу тариқа таърифланган нурлантириш қобилияти ёритувчанлик тушунчасига (қ. Мукаддима, фотометрик тушунчалар мос тушади ва баъзан *энергетик ёритувчанлик* дейилади. У билан бирга фотометрик ўлчашларда ишлатиладиган равшанлик тушунчасига ўхшаб таърифланадиган *энергетик равшанлик* (тушунчасини киритиш мумкин. Қора жисмда равшанлик йўналишга боғлиқ бўлмайди ва шунинг учун $E=\pi B$ бўлади (қ. 7-§).

Иссиқлик нурланиш бирмунча кенг спектрал соҳани эгаллайди ва *жисмнинг* нурлантириш қобилияти тўлқин узунликка (частотага) боғлиқ бўлганлиги сабабли уни характерлаш учун унинг таърифи спектрнинг қайси қисмига тегишли эканлигини писанда қилиш керак. Спектрнинг қисми ν ва $\nu + d\nu$ частоталар орасида жойлашган бўлсин. $d\nu$ қанча кичик бўлса, жисмнинг нурлантириш қобилияти шунча батафсилроқ характерланади (36.3-а расм). Бироқ спектрнинг энсиз интервалига тегишли энергия миқдори интервалнинг $d\nu$ энига пропорционал бўлади, бу ҳол эса спектрал интервалнинг торайишига амалда чек қўяди.

Шундай қилиб, муайян спектрал интервалнинг $d\Phi$ ёруғлик оқими билан бу интервалнинг $d\nu$ эни бир-бирига $d\Phi = E_\nu\, d\nu$ муносабат орқали боғланган, бунда E_ν — жисмнинг ν частота учун нурлантириш қобилиятини ифодаловчи коэффициент.

Албатта, нурлантириш қобилиятини ν частотанинг функцияси сифатида эмас, балки λ тўлқин узунликнинг функцияси сифатида тасвирлаш, яъни E_ν нинг графигини эмас, E_λ нинг графигини ясаш мумкин (36.3- б расм). Ҳар бир эгри чизиқ чегаралаган юз нурланишнинг тўла энергиясини тасвирлайди. Шу сабабли масштабларни бу юзлар тенг бўладиган қилиб танлаш мақсадга мувофиқдир. Бу фигураларнинг ҳар бирида $d\Phi$ юзни ажратсак ($d\Phi$ бир фигурада частоталарининг $d\nu$ интервалига, иккинчи фигурада тўлқин узунликларнинг $d\lambda$ интервалига тўғри келган ва иккаласи учун ҳам бир хил қийматли ёруғлик оқими миқдоридир),

$$d\Phi = E_\nu d\nu = E_\lambda d\lambda \text{ ёки } E_\nu = E_\lambda \cdot \frac{d\lambda}{d\nu}.$$

$\lambda\nu = c$ (c — ёруғлик тезлиги) бўлганлигидан,

$$\frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c},$$

бундаги минус ишораси муҳим аҳамиятга эга эмас, чунки у ν ортган сари λ нинг камайишини кўрсатади, холос.

Демак, $E_\nu = E_\lambda \lambda^2/c$, яъни E_ν эгри чизиқдан E_λ эгри чизиққа ўтганда эгри чизиқнинг кўриниши ҳам ўзгаради (к. 36.3- расм). Хусусан, иккала чизиқдаги максимумларнинг вазияти турли частоталарга (тўлқин узунликларига) мос келади. Шунинг учун ҳамма вақт эгри чизиқлардан қайси бири назарда тутилиши кўрсатиб ўтилиши керак. Назарий ҳисобларда кўпроқ E_ν эгри чизиқ учрайди, экспериментал ўлчаш натижаларида эса кўпроқ E_λ эгри чизиқ учрайди.

Тажриба E_ν нинг (E_λ нинг ҳам) нурланаётган жисм *температурасига* кўп боғлиқ эканлигини ва демак $E_{\nu,T}$ нурлантириш қобилияти частота ва температуранинг функцияси эканлигини ҳам кўрсатади. $E_{\nu,T}$ нинг нурланаётган жисм температурасига боғлиқ бўлиши ва атрофдаги жисмлар температурасига боғлиқ бўлмаслиги бир-бирига нур энергияси бериб турувчи жисмлар орасида динамик мувозанат мавжудлиги тўғрисида Прево ғоясининг физик ифодасидир. T температурага қадар қизиган жисм, унинг атрофида иссиқ ёки совуқ жисмлар бўлишидан қатъи назар, бирлик вақт ичида бир хил миқдорда нурлантириб туради, лекин иссиқлик мувозанатининг қайси даражада қарор топиши барча бу нурлангичлар орасидаги энергия балансига боғлиқ.

Демак, жисмнинг бирлик сирти ҳамма томонларга тарқатаётган энергия оқимини ўлчаб,

$$d\Phi = E_{\nu,T} d\nu \qquad (196.1)$$

формуладан шу жисмнинг $E_{\nu,T}$ нурлантириш қобилиятини топиш мумкин.

Жисмнинг ҳар бир спектрал интервалдаги нурланишини билган ҳолда (196.1) ни барча частоталар бўйича интеграллаб, тўла нурлантириш топилади:

$$E_T = \int d\Phi = \int_0^\infty E_{\nu,T}\, d\nu. \qquad (196.2)$$

Бироқ, жисмнинг бирлик сиртига $d\Phi$ ёруғлик оқими тушаётган бўлса, у ҳолда бу оқимнинг $d\Phi'$ қисмини жисм ютади. Ютилган $d\Phi'$ оқимнинг тушаётган $d\Phi$ оқимга нисбати, яъни

$$A = \frac{d\Phi'}{d\Phi}$$

нисбат жисмнинг *ютиш қобилияти* дейилади.

Равшанки, бу ҳолда ҳам оқим дейилганда энсиз $d\nu$ спектрал интервалдаги (квазимонохроматик) оқим назарда тутилади, чунки жисмларнинг ютиш қобилияти ҳам тўлқин узунликка боғлиқ бўлади. Тажриба A нинг температурага боғлиқлигини ҳам кўрсатади. Демак, жисмнинг ютиш қобилияти частотанинг ва жисм температурасининг функциясидир. $A_{\nu,T}$ миқдор ўз таърифига кўра, ҳамма вақт тўғри каср бўлиб, унинг максимал қиймати бир бўлади.

Кирхгоф барча *частота* ва *температураларда* ютиш қобилияти 1 га тенг бўладиган ($A_{\nu,T} = 1$) жисмларни *абсолют қора* ёки *абсолют ютувчи* жисмлар деб атади. Қоракуя, шунингдек платина қуруми ўз хоссалари жиҳатидан абсолют қора жисмга яқин келади.

Кирхгофнинг $E_{\nu,T}$ билан $A_{\nu,T}$ орасидаги муносабатга оид қонуни қуйидагича таърифланади: *жисмнинг нурлантириш ва ютиш қобилиятлари нисбати жисмнинг табиатига боғлиқ эмас*, яъни $\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}}$ нисбат барча жисмлар учун частота ва температуранинг универсал функциясидир, аммо $E_{\nu,T}$ ва $A_{\nu,T}$ ларнинг ҳар бири алоҳида олинганда бир жисмдан иккинчи жисмга ўтишда ниҳоятда кўп ўзгариши мумкин.

Абсолют қора жисмнинг нурлантириш қобилиятини $\varepsilon_{\nu,T}$ билан, ютиш қобилиятини $\alpha_{\nu,T}$ билан белгиласак, у ҳолда Кирхгоф қонунини

$$\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = \frac{\varepsilon_{\nu,T}}{\alpha_{\nu,T}} = \varepsilon_{\nu,T} \qquad (196.3)$$

кўринишда ёза оламиз, чунки $\alpha_{\nu,T} = 1$.

Шундай қилиб, Кирхгофнинг универсал функцияси *абсолют қора жисмнинг нурлантириш қобилиятидир*. Кирхгофнинг ўз қонунини кашф қилишда юритган мулоҳазалари умумий характерга эга бўлиб, термодинамиканинг иккинчи қонунига асосланади: бу қонунга кўра, яккаланган (изоляцияланган) система да қарор топган

иссиқлик мувозанатини система қисмлари орасидаги иссиқлик алмашиш буза олмайди.

Ичидан ҳавоси сўриб олинган ва деворлари $E_{\nu,T}=\varepsilon_{\nu,T}$ ва $\alpha_{\nu,T}=1$ коэффициентлар билан характерланадиган абсолют қора жисм бўлган ёпиқ қобиқни тасаввур этайлик. Деворларнинг T температураси ҳамма жойда бир хил қилинган бўлсин. Деворларнинг айрим қисмлари бир-бирига нурланиш беради, лекин бу алмашиш иссиқлик мувозанатини буза олмайди. Бинобарин, деворнинг бирор $d\sigma$ қисмининг бирлик вақтда қобиқ ичига чиқарган нурланиши (яъни $\varepsilon d\sigma$) унинг шу вақтда ютган нурланишига тенг. Лекин бу қисмнинг ютиш коэффициенти 1 га тенг бўлганидан $\varepsilon d\sigma$ катталик шу қисмга бирлик вақтда қобиқнинг қолган ҳамма қисмларидан етиб келаётган нурланишни билдиради. Энди деворнинг $d\sigma$ қисмини худди ўшандай температурали, лекин абсолют қорадан фарқ қилувчи ҳамда E ва A нурлантириш ва ютиш қобилиятлари билан характерланувчи қисм* билан алмаштирилди, деб фараз қиламиз. Бу қисм бирлик вақтда илгаригидай $\varepsilon d\sigma$ нурланиш олиб туради, чунки бу нурланиш — қобиқнинг ўзгармай қолган бошқа қисмларидан келаётган нурланишдир. Текширилаётган қисм бу нурланишдан $A\varepsilon d\sigma$ энергия ютади. Шу вақт ичида бу қисм $Ed\sigma$ энергия нурлантиради. Бу иссиқлик алмашиш иссиқлик мувозанатини (бутун қобиқ деворининг температураси ўзгармас бўлишини) бузмаслиги лозим бўлганлиги учун,

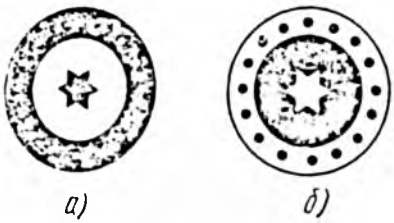
$$Ed\sigma = A\varepsilon d\sigma \text{ ёки } E/A=\varepsilon.$$

Шундай қилиб, Кирхгоф қонуни ҳар қандай жисм учун исбот қилинди. Юқорида келтирилган мулоҳазалардан шу нарса равшанки, қобиқ деворида алмаштирилган $d\sigma$ қисм бу қисм юбораётган нурланишни кузатаётган киши учун деворнинг бошқа «қора» қисмларидан ҳеч фарқ қилмайди. Ҳақиқатдан ҳам, бу қисм бирлик вақтда қобиқ ичига $Ed\sigma$ миқдорда нурланиш чиқаради ва ўзига тушган нурланишнинг $(1-A)\varepsilon d\sigma$ ҳиссасини қайтаради. Бу қисм юборган нурланишнинг умумий миқдори $d\sigma[E+(1-A)\varepsilon]=\varepsilon d\sigma$ (юқорида исботланган $E/A=\varepsilon$ муносабатга асосан) бўлади, яъни деворнинг ўшандай ўлчовли ҳар қандай *қора* қисмининг нурланишига тенг бўлади.

197-§. Кирхгоф қонунининг татбиқи. Абсолют қора жисм

Кирхгоф қонуни ва ундан чиқадиган жуда кўп натижалар тажрибада яхши тасдиқ қилинади. Масалан, водороднинг ёруглик

* Ўз-ўзидан маълумки, бу қисм нурланишни ҳеч ўтказмаслиги лозим, чунки акс ҳолда нурланишнинг бир қисми ташқарига чиқиб кетади ва система яккаланган бўлмайди. Жисмнинг бу қора эмас қисмининг ўтказувчанлиги нолга тенг бўлганлиги учун унинг қайтариш коэффициенти $(1-A)$ га тенг бўлади, яъни у тушган энергиянинг A *ҳиссасини ютади* ва $1-A$ *ҳиссасини қайтаради*.

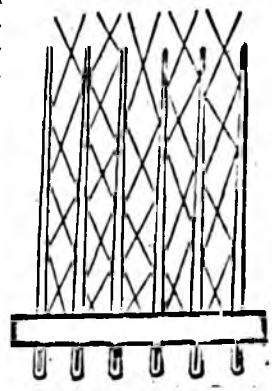


36.4-расм. Расм солинган чиннининг қора жойлари (*а*) чўғлантирилганда кучлироқ нурлантиради (*б*).

чиқармайдиган иссиқ алангасига оқ юзига қора расм солинган чинни парчасини киритсак, чинни чўғланганда нисбатан қора майдонда равшан (кучли нурланувчи) расмни кўриш мумкин (36.4-расм). Бироқ ана шу парчани кичкинагина тешиги бўлган (кузатиш учун) ёпиқ идиш (печка) ичига киритилса ва печка деворлари қаттиқ қиздирилса, қизиган парчадаги расмни фарқ қилиб бўлмайди, чунки бу ҳолда парчанинг ҳамма жойи амалда бир текис нурланади: оқ жойлар камроқ нурланади, лекин кўпроқ қайтаради, қора жойлар — аксинча.

Аммо таққосланаётган жисмлар температураси *бир хил* бўлган ҳолда, Кирхгоф қонунига мувофиқ, кучли ютувчи жисм кўпроқ нурланиши ҳам керак. Юқорида тавсифланган гулдор чинни билан ўтказилган тажрибада температураларнинг бир хил бўлиши шарти бажарилади — гулдор чиннининг айрим қисмлари бир хил температурагача қиздирилган бўлади; бу шарт шунга ўхшаш қатор тажрибаларда ҳам қаноатлантирилган бўлади: ярми платина қуруми билан қопланган платина пластинканинг қора қисмлари анча равшан нурланади; қиздирилган платина сим равшан нурланиб турган ҳолда унинг сиртидаги натрий фосфат томчиси қоралигича қолаверади, чунки томчи ҳатто юқори температурада ҳам кўринадиган нурлар учун шаффофдир ва ҳоказо. Шунинг учун қуйидаги машҳур тажриба парадоксал бўлиб кўринади: водород алангасига оҳак ва кўмир парчалари ёнма-ён киритилганда оҳак кўмирга қараганда анча равшанроқ чўғланади. Албатта, барча тўлқин узунликлар учун кўмирнинг ютиш қобилияти, бинобарин, нурлантириш қобилияти ҳам оҳакникидан анча катта ва шунинг учун температура бир хил бўлганда кўмир бутун спектрал интервалда оҳакка нисбатан равшанроқ нурланади. Лекин тавсифланган тажриба шароитида кўмирнинг температураси оҳакнинг температурасидан анча паст бўлади. Бундай бўлишига қисман иссиқлик ютиладиган химиявий реакциялар, қисман эса кўмирнинг ўзининг нурлантириш қобилияти кучли бўлгани туфайли спектрал интервалда кўп энергия нурлантириши, жумладан инфрақизил соҳада жуда кўп энергия нурлантириши сабаб бўлади. Энергиянинг бундай кўп узлуксиз сарфланиши оқибатида кўмирнинг температураси алангаиинг ўзининг ёки оҳакнинг температурасидан анча паст бўлади, чунки нурлантириш қобилияти селектив бўлган, хусусан инфрақизил соҳада жуда кичик бўлган оҳак бунчалик кўп энергия йўқотиб турмайди.

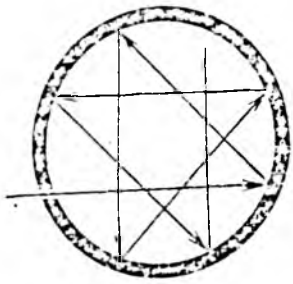
Кирхгоф қонуни татбиқ этиладиган жуда ибратли бир ҳолни Вуд тавсифлаган. Маълумки, эриган кварц (яъни тоза кварц кристалларининг эришидан ҳосил бўлган шишасимон модда) тўлқин узунликларнинг кенг интервалида яхши шаффоф бўлади. Шунинг учун у чўғлантирилганида ёмон нурланади. Вуд кварцнинг баъзи бир сийрак ер элементлари, масалан, неодим ионлари қўшилган ингичка устунларини тайёрлай олган; неодим аниқ ютиш полосалари беради: бундай кварцни бунзен горелкасининг алангасида қиздирилганда бир-биридан қоронғи оралиқ билан ажралган қизил, зарғалдоқ ва яшил полосалардан иборат чиройли йўл-йўл спектрни кузатиш мумкин. Нурланиш максимумлари соҳалари *рангдор* кварцнинг ёруғланиш температурасига яқин температурадаги ютиш соҳаларига мос келади. Эриган тоза кварц ҳам етарлича юқори температурада ёруғликни сезиларли даражада ютади ва чиқаради, 1500° С га яқин температурада кварц оқ ёруғлик чиқаради.



36.5- расм. Силлиқланган ниналардан тузилган чўтка кўп марта қайтиш туфайли катта ютиш ва нурлантириш қобилиятига эга.

Нурланиш ютилишининг моҳияти қандай бўлишидан қатъи назар, Кирхгоф қонуни мутлақо умумий аҳамиятга эга: нур сиртнинг хоссалари туфайли кучли ютиладими ёки бир бутун сифатидаги система тузилиши туфайли кучли ютиладими, бундан қатъи назар, кучли ютадиган ҳар қандай система кучли нурлантирадиган ҳам бўлади. Масалан, 36.5-расмда кўрсатилганидек жойлашган силлиқ пўлат ниналардан иборат чўтка ёруғликни кучли ютади, чунки ниналар орасига қириб қолган нур ташқарига чиққунча турли ниналардан жуда кўп марта қайтади. Шундай қилиб, силлиқ нина сирти нурни оз ютишига қарамасдан, системанинг умумий ютиши катта бўлади, чунки ҳар бир нур кўп марта ютилади. Бундай система қиздирилганида Кирхгоф қонунига мувофиқ кучли нурлантиради, бунда ҳам кўп нурлантиришга нина сиртининг ҳар бир қисми бевосита нурлантирибгина қолмай, балки бошқа қисмлар чиқарган кўп нурларни ҳам ташқарига қайтариб туриши сабаб бўлади.

Ўз хоссалари жиҳатидан абсолют қора жисмга энг яқин бўладиган жисмнинг тузилиши ҳам ўшандай принципга асосланган. Бундай жисм деярли ёпиқ ковак кўринишида тайёрланади (36.6-расм), унинг кичик тешиги бўлиб, тешикнинг диаметри ковак кесими диаметрининг 1/10 ҳиссасидан катта бўлмайди, шунинг учун девор нуқталаридан қараганда тешик 0,01 ср дан ошмайдиган фазовий бурчак остида кўринади. Тешикдан кирган нурланиш ковак



36.6- расм. Абсолют қора жисм.

деворига тушади; қисман деворга ютилади, қисман сочиб юборилади ёки қайтади ва яна деворга тушади. Тешик кичик бўлгани туфайли тешикдан кирган нур яна тешикдан ташқарига чиқиб кетгунча идиш деворларидан кўп марта қайтади ва сочилади. Деворда такрорий ютилиш оқибатида ҳар қандай частотали ёруғлик бундай ковакда амалда бутунлай ютилиб қолади (қ. 223-машқ).

Баён қилинганидек тайёрланган қора жисмнинг ютиш қобилияти ҳар қандай тўлқин узунлик учун амалда бирдан фарқ қилмайди. Кирхгоф қонунига мувофиқ, бундай ковакнинг нурлантириш қобилияти ҳам $\varepsilon_{\nu,T}$ га жуда яқин бўлади, бунда T — ковак деворининг температураси. Абсолют қора жисм билан ўтказиладиган барча тадқиқотларда худди юқорида тавсифланган қурилмадан фойдаланилади, унинг ютиш қобилияти платина қуруми ёки қоракуя суркалган сиртникидан анча катта. Шуни таъкидлаш зарурки, бу материалларнинг ютиш қобилияти катта бўлишига қисман уларнинг, айниқса қора куянинг ғовак бўлиши сабаб бўлади, шу туфайли уларга тушган ёруғлик материал ичидан чиқиб кетгунича бир қанча марта қайтади. Шундай қилиб, куянинг қоралиги айниқса унинг ғовак бўлиши сабабли ортиқ бўлади. Бархатнинг ёки умуман узун тукли газмолларнинг тўқ рангли бўлиши (турли тўлқин узунликдаги ёруғликни қайтарувчи силлиқ газмолларнинг оқиш бўлишига қарама-қарши ўлароқ), ҳилпировчи байроқларнинг, чуқур қатли пардаларнинг ва ҳоказоларнинг тўқ рангли бўлиши ҳам юқоридаги сабабдандир.

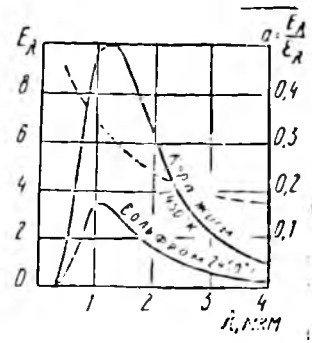
198- §. Қора бўлмаган жисмларнинг нурланиши

$A_{\nu,T}$ ютиш қобилияти бирдан кичик бўлган жисмлар қора жисмлардан фарқли ўлароқ қора бўлмаган жисмлар дейилади. Ютиш коэффициенти 0,99 га яқин бўлган қора куядан бошлаб то ютиш коэффициенти бир неча процентдан ортиқ бўлмайдиган яхши силлиқланган металларгача бўлган барча жисмлар амалда қора бўлмаган жисмлардир.

Кирхгофнинг асосий формуласига мувофиқ $E_{\nu,T} = \varepsilon_{\nu,T} A_{\nu,T}$. Бинобарин, қора бўлмаган жисмларда $E_{\nu,T} < \varepsilon_{\nu,T}$, чунки $A_{\nu,T} < 1$. Демак, *ҳар қандай* тўлқин узунлик учун қора бўлмаган жисмнинг нурлантириш қобилияти ўшаникидек температурали қора жисмнинг нурлантириш қобилиятидан катта бўлолмайди. $A_{\nu,T}$ ютиш қобилияти ν га боғлиқ бўлганидан, яъни ютиш қобилияти селективлик (танловчанлик) хоссасига эга бўлганидан $E_{\nu,T}$ функциянинг кўриниши $\varepsilon_{\nu,T}$ функциядан фарқ қилиши мумкин.

Шунга мувофиқ равишда қора бўлмаган жисмнинг нурланиши селектив характерли бўлиши мумкин.

Амалий аҳамияти катта бўлган бундай селектив нурланувчи моддага вольфрам мисол бўлади. $T = 2450$ К температурадаги вольфрамнинг E_λ нурлантириш қобилиятининг тўлқин узунликка боғланиши 36.7- расмда кўрсатилган. Шу расмнинг ўзида ўша температурадаги қора жисм учун ε_λ нинг λ га боғланиш эгри чизиғи таққослаш учун берилган. Пунктир эгри чизиқ иккала эгри чизиқ ординаталарининг $E_\lambda/\varepsilon_\lambda$ нисбатини кўрсатади. Пунктир чизиқ, биринчидан, барча тўлқин узунликлар учун вольфрамнинг нурланиши қора жисмникидан кичик ($E_\lambda < \varepsilon_\lambda$) бўлишини ва, иккинчидан, спектрнинг кўзга кўринадиган қисмида вольфрам сезиларли селектив нурланишга эга (λ камая борган сари $a = E_\lambda/\varepsilon_\lambda$ нисбат тез ўсади) эканлигини кўрсатади. Бу кейинги ҳол туфайли вольфрам ёритувчи чўғланма лампалар учун қулай материал бўлади (қ. XXXVII боб).



36.7- расм. Қора жисм ва вольфрамнинг 2450 К температурада нурлантириш қобилияти.

$a = E_\lambda / E_\nu$ нисбатни ифодаловчи пунктир эгри чизиқ вольфрамнинг нурланиши тўлқин узунлик камайган сари ортиб боришини (вольфрам нурланишининг селективлигини) кўрсатади.

Кирхгофнинг қонуни фақат иссиқлик нурланишига даҳлли эканлигини ва у бошқа сабаб туфайли юз берган нурланишда ўз кучини йўқотишини яна эслатиб ўтамиз. Масалан, фотолюминесценция ёки хемилюминесценцияда бир қатор спектрал соҳаларда нурланиш интенсивлиги люминесценцияловчи жисм (люминофор) температурасига тенг температурадаги қора жисмнинг иссиқлик нурланишининг интенсивлигидан анча юқори бўлади. Кирхгоф қонуни иссиқлик нурланиши учун жуда характерли бўлганидан, нурланиш табиатини аниқлашнинг энг ишончли критерийси бўла олади: Кирхгоф қонунига бўйсунмайдиган нурланиш албатта иссиқлик нурланишидан бошқа нурланиш бўлади.

199- §. Стефан — Больцман қонуни

Кирхгофнинг $E_{\nu,T}/A_{\nu,T} = \varepsilon_{\nu,T}$ қонуни* иссиқлик нурланиши назариясининг диққат марказига қора жисмнинг нурлантириш қобилияти бўлмиш $\varepsilon_{\nu,T} = f(\nu,T)$ функцияни қўяди. Бу функциянинг

*. Биз нурланиш назариясининг барча формулаларини $E_{\nu,T}$ нурлантириш қобилияти учун ёзамиз. Баъзан улар $u_{\nu,T}$ нурланиш зичлиги учун ёзилади. $u = 4E/c$ мунносабатни топиш қийин эмас, бунда c—ёруғлик тезлиги (қ. 222 ва 224- машқлар).

қандай кўринишда бўлишини аниқлаш иссиқлик нурланиш тўғрисидаги таълимотнинг асосий масаласи бўлди. Бу масала бирданига ҳал қилинмади. Дастлаб қора жисмнинг умумий нурланишини аниқловчи қонун (Стефан—Больцман қонуни) назарий ва экспериментал йўл билан топилди; сўнгра изланаётган функциянинг баъзи бир асосий белгилари аниқланди (Вин қонуни), тажриба йўли билан бу функциянинг ν га боғлиқ равишда ўзгаришининг турли T температуралар учун жуда аниқ графиклари топилди ва ниҳоят, муваффақиятсиз чиққан, аммо масалани тушуниш учун аҳамияти улкан бўлган қатор уринишлардан сўнг (В. А. Михельсон, Рэлей—Жинс, Вин, Лорентц) масаланинг узил-кесил назарий ечими топилди (Планк, 1900 й.). Бу ечим фақат физиканинг асосий тасаввурларини принципиал равишда дадил ўзгартириш йўли билан, физика фанига принципиал янги асос солган *квантлар назариясини* яратиш йўли билан топилганлигини эслатиб ўтиш зарур. Бу янги назария шунчалик муҳим ва унумдор бўлиб чиқдики, уни янада ривожлантириш кейинги эллик йил мобайнида назарий физиканинг бош мазмунини ташкил қилди ва фанимизнинг деярли барча соҳаларини ўз ичига олди.

Айтиб ўтилганидек, *интеграл* нурланишнинг (яъни барча тўлқин узунликларини ўз ичига олган умумий нурлантиришнинг) температурага боғланишини аниқловчи қонуннинг топилиши биринчи босқич бўлган эди. Стефан (1879 й.) ўзининг ўлчаш натижаларига асосланиб, шунингдек бошқа тадқиқотчиларнинг ўлчаш натижаларини таҳлил қилиб, 1 с ичида 1 $см^2$ юздан нурлантирилаётган умумий энергия нурлантиргичнинг абсолют температурасининг тўртинчи даражасига пропорционал бўлади, деган хулосага келди. Стефан бу қонун *ҳар қандай* жисмнинг нурланиши учун тўғри бўлади деб ҳисоблаган, аммо кейинги ўлчашлар унинг бу хулосаси тўғри эмаслигини кўрсатди. 1884 йилда Больцман термодинамик мулоҳазаларга ва нур энергиясининг зичлигига пропорционал бўлган босими мавжуд бўлиши тўғрисидаги фикрга асосланиб, *абсолют қора жисмнинг* умумий нурланиши температуранинг тўртинчи даражасига пропорционал бўлиши кераклигини, яъни

$$\varepsilon_T = \int_0^\infty \varepsilon_{\nu,T}\, d\nu = \sigma T^4 \qquad (199.1)$$

эканлигини назарий равишда кўрсатди, бундаги σ — ўзгармас катталик. Шундай қилиб, Стефаннинг хулосаси тўғри, аммо у Стефан тажриба қилмаган абсолют қора жисмлар учунгина тўғридир. Кейинроқ 197-§ да тавсифланган принцип бўйича абсолют қора жисм қурилган вақтда Больцман хулосаларини тажрибада текшириб кўриш мумкин бўлди. Пухта қилиб ўтказилган ўлчашлар Больцман қонунини тасдиқлаш ва бу қонундаги ўзгармас σ катталикни аниқлаш имконини берди. Ҳозирги замон ўлчашларига асосан,

$$\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-12}\ \text{Вт/см}^2 \cdot \text{град}^4.$$

Қора бўлмаган жисмларга Стефан қонунини татбиқ этиш мумкин эмас. Олимлар Стефан қонунига умумийроқ $E = BT^n$ шакл бермоқчи бўлдилар ҳам; бундаги B коэффициент ва n кўрсаткич ҳар бир жисм учун тажрибадан аниқланиши керак. Масалан, $T = 1000$ К яқинида платина учун

$$E_{Pt} = 3{,}56 \cdot 10^{-15} T^{4{,}77}$$

формуладан, вольфрам учун эса

$$E_w = 5{,}9 \cdot 10^{-17} T^{5{,}35}$$

формуладан қаноатланарли натижалар олинади.

Аммо турли температурадаги кузатишлар на B коэффициентнинг, на n кўрсаткичнинг ўзгармай қолмаслигини кўрсатади. Масалан, вольфрам учун $T = 2000$ К атрофида B ва n янги қийматларга эга бўлади: $B = 2{,}4 \cdot 10^{-15}$ ва $n = 4{,}85$.

Демак, Стефан — Больцман қонуни фақат абсолют қора жисм учун ярайди.

200-§. Виннинг силжиш қонуни

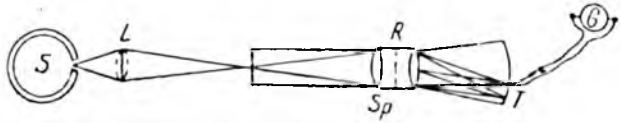
Стефан—Больцман қонуни қора жисмнинг фақат умумий нурланиши интенсивлигига тегишли бўлиб, энергиянинг спектр бўйича тақсимоти тўғрисида ҳеч нарса демайди. $\varepsilon_{\nu,T}$ функциянинг кўринишини назарий йўл билан аниқлашга биринчи бўлиб уринган тадқиқотчи В. А. Михельсон (Москва, 1887 й.) эди. Гарчи Михельсон формуласи тажриба маълумотларига унча мос келмаса ҳам, унинг келтириб чиқарилиши бу масаланинг тарихида муҳим роль ўйнади.

1893 йилда Вин қора жисм нурланишининг иккинчи қонунини назарий равишда асослади; гарчи бу қонун $\varepsilon = f(\nu, T)$ функцияни тўла аниқлаш имконини бермаса ҳам, унинг қандай характерли бўлишини кўрсатиб беради. Вин идеал кўзгусимон идиш ичидаги нурланишнинг идиш ҳажми кичраяётгандаги қисилиш процессини термодинамик нуқтаи назардан қараб чиқди ва ҳаракатланаётган кўзгудан қайтаётган нурланишнинг частотаси ўзгаришини (Допплер принципини) эътиборга олиб, қора жисмнинг нурлантириш қобилияти

$$\varepsilon_{\nu,T} = c\nu^3 f(\nu/T) \qquad (200.1)$$

кўринишда бўлади, деган хулосага келди, бу ерда c — ёруғликнинг атрофдаги муҳитдаги (бўшлиқдаги) тезлиги, f функциянинг кўринишини аниқлаш учун Вин мулоҳазалари етарли бўлмай қолди.

Вин эришган муҳим натижа нурлантириш қобилиятининг ифо-

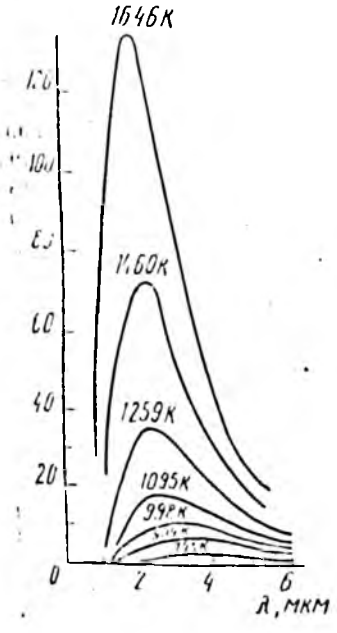


36.8-расм. Қора жисм спектрида энергия тақсимотини тадқиқ этишга бағишланган тажрибалар схемаси.

S — қора жисм; S_p — монохроматор, T — G гальванометрли термоэлемент.

дасига температуранинг фақат ν/T нисбат кўринишида киришини топиши бўлди. Мана шу ҳолнинг ўзиёқ бизни қизиқтирувчи функциянинг баъзи бир хусусиятларини олдиндан билишга имкон беради. Қатор тадқиқотчиларнинг пухта қилиб ўтказган ўлчашлари туфайли $\varepsilon_{\nu,T}$ функциянинг эмпирик графиги аниқланди ва Виннинг назарий хулосалари текшириб кўрилди.

Тадқиқот методи турли температурадаги абсолют қора жисм чиқараётган нурланишнинг спектр бўйича энергия тақсимотини ўрганишдан иборат эди. Тажрибаларнинг схемаси 36.8-расмда берилган. Бунда S — муайян температурали абсолют қора жисм, L — нурланишни R дифракцион панжарали монохроматор тирқишига тўплайдиган линза, энергияни сезгир T термоэлемент ёки болометр қабул қилади.



36.9-расм. Турли температуралар учун қора жисм спектрида энергия тақсимотининг эгри чизиқлари.

Бу тадқиқотлар оқибатида олинган эгри чизиқлар 36.8-расмда кўрсатилган. Улар $\varepsilon_{\lambda,T}$ ни λ нинг функцияси сифатида ифодалайди. $\varepsilon_{\lambda,T}$ нинг ҳар бир температура учун максимуми борлиги расмдан кўриниб турибди. Бу максимумнинг λ шкаласидаги вазиятини аниқлаш учун $\varepsilon_\nu = \varepsilon_\lambda \lambda^2/c$ муносабатдан (қ. 196-§) фойдаланиб, Вин қонунининг (200. 1) ифодасида ν дан λ га ўтамиз, у ҳолда

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{c^5}{\lambda^5} f\left(\frac{c}{\lambda T}\right).$$

$\frac{\partial \varepsilon_{\lambda,T}}{\partial \lambda}$ ҳосилани нолга тенглаштириб, λ_{max} максимумнинг вазияти

$$T \cdot \lambda_{max} = b \qquad (200.2)$$

Шартни қаноатлантиришини кўрамиз. Бундаги b миқдор температурага боғлиқ эмас. 36.9-расмдаги экспериментал эгри чизиқлар бу хулосани тасдиқлайди ва b ни аниқлашга имкон беради. b нинг ҳозирги қиймати $b = 0{,}2898$ см · град $= 2.898\ 10^7$ Å · град.

Бу кўринишида Вин қонуни *силжиш қонуни* деб ҳам юритилади, чунки бу қонун температура кўтарила борган сари $\varepsilon_{\lambda,T}$ функция максимумининг вазияти қисқа тўлқинлар соҳаси томон силжишини кўрсатади.

Юқорида айтилганларга биноан, ν/T координаталардаги, яъни (200.1) формулага мос келган спектрал тақсимот эгри чизиғининг максимуми ҳақидаги масалани ечиш мумкин. Бу функциянинг максимуми вазиятини $\frac{\partial \varepsilon_{\nu,T}}{\partial \nu} = 0$ шартдан аниқлаб, унинг

$$\frac{T_c}{\nu_{max}} = T\lambda^*_{max} = a$$

муносабатга мос келишини топамиз, бундаги a миқдор температурага боғлиқ эмас ва ўлчашларга мувофиқ $a = 0{,}5100$ см · град. $\varepsilon_{\lambda,T}$ эгри чизиқ максимумининг топилган вазияти $\varepsilon_{\nu,T}$ эгри чизиқ максимумининг вазиятидан 1,76 марта фарқ қиладиган (қ. 232-машқ) тўлқин узунликка мос келади. Энергия тақсимоти эгри чизиғидаги максимум вазиятининг бу эгри чизиқ координаталарининг танланишига боғлиқ бўлиши 198-§ да тушунтирилган. Бу ҳол бир ифодада эгри чизиқни λ бўйича эни тенг полосаларга ($\Delta\lambda$ энли полосаларга), бошқа ифодада эса ν бўйича эни тенг полосаларга ($\Delta\nu$ энли поласаларга) бўлишимизга боғлиқ.

201-§. Нурланишнинг Планк топган формуласи

Кўриб ўтганимиздек, қора жисм нурланиши қонунини назарий йўл билан келтириб чиқариш учун қилинган жуда кўп уринишлар муҳим хусусий қонунларнинг (Больцман, Вин) очилишига олиб келди, аммо масаланинг умумий ечимини бера олмади ва улар тажрибага фақат T температура ҳамда ν частотанинг чекли интервалида мувофиқ келадиган хулосаларга келтирар эди. Бу муваффақиятсизликларнинг сабаби фавқулодда чуқур экан. Бу текширишларда қўлланилган классик электродинамика қонунлари фақатгина тақрибан тўғри бўлиб, иссиқлик нурланишига сабаб бўлган элементар процесслар текширишда нотўғри натижалар берар экан.

Агар ҳар бири айрим монохроматик чизиқ, ҳаммаси биргаликда эса туташ қора нурланиш берувчи гармоник осцилляторларнинг чексиз тўпламн ёрдамида назарий қора жисм яратилса, у ҳолда бу осцилляторларнинг хоссаларини белгиловчи қонунлардан фойда-

ланиб, бундай системанинг қора нурланиши қонунини топиш мумкин. Кирхгоф қонуни асосланган умумий мулоҳазалар эса бир қора жисм учун топилган нурланиш қонуни ҳар қандай бошқа қора жисм учун тўғри бўлишини, яъни барча қора жисмлар айни бир нурланиш — қора нурланиш беришини кўрсатади.

Бироқ, Планк шу йўлдан бориб тажрибага мувофиқ келадиган қонунни келтириб чиқара олмади ва аҳволни таҳлил қилиб, муваффақиятсизликнинг сабаби классик физика қонунларини бундай осцилляторларга татбиқ этишнинг нотўғрилигидадир, деган хулосага келди.

Классик қонунларга асосан, ν частотали осциллятор ҳар қандай миқдор энергияга эга бўлиши мумкин, чунки осцилляторнинг энергияси амплитуданинг квадратига пропорционалдир; шунга мувофиқ нурланувчи осциллятор ҳам вақт бирлиги ичида ҳар қандай миқдор энергия нурлантириши мумкин. Планкнинг хулосасига кўра, бу содда қонунлар ўринли эмас. ν частотали гармоник осциллятор фақат ҳар бирининг миқдори $h\nu$ бўлган элементар порцияларнинг (квантларнинг) бутун сонига тенг энергия миқдорига эга бўла олишигина мумкин, бу ерда $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Ж · с — универсал доимий. Шунинг учун осциллятор энергияни $h\nu$ (ёки $h\nu$ дан бутун сон марта катта бўлган) порциялар билан нурлантиради.

Бу янги квантий қонунлар паст частоталар (масалан, радиочастоталар) соҳасида классик қонунларга зид эмас: аслида классик қонунлар Максвеллнинг электромагнитик назарияси асосида худди ана шу соҳа учун келтириб чиқарилган эди.

Ҳақиқатан ҳам, агар ν унча катта бўлмаса, у ҳолда $h\nu$ порция шу қадар кичик бўладики, биз тажрибаларимизда осцилляторнинг бу порцияларнинг бутун сонига ёки каср сонига эга бўлишини аниқлай олмаймиз. Масалан $\lambda = 3$ мм бўлганда $h\nu = 6{,}626 \cdot 10^{-23}$ Ж бўлади ва биз шу тўлқин узунликка созланган қиёсан қўпол осцилляторлар билан ўтказиладиган ҳеч бир тажрибада осцилляторнинг энергияси бу кичик миқдорнинг ($h\nu$ нинг) бутун сонига тенг ёки тенг эмаслигини аниқлай олмаймиз*. Аксинча, атомий осцилляторларда частота ва демак, энергиянинг элементар порциялари мос равишда катта бўлади, атомдаги процессларни ўлчаш аниқлиги эса шундайки, бунда классик ва квантий тасаввурлар орасидаги фарқ анча сезиларли бўлиб қолади: тақрибий классик тасаввурлар асосида чиқарилган хулосалар тажрибага кескин зид келади, аммо квант назарияга асосланган мулоҳазалар тажрибага жуда яхши мувофиқ хулосаларга олиб келади.

* Ҳозирги замон квантий назариясида ν частотали осцилляторнинг $(1/2)h\nu + nh\nu$ энергияга эга бўлиши топилди (бундаги n — бутун сон), аммо бу нарса баён қилинган хулосаларни ўзгартирмайди.

Масалан, классик қонунларга бўйсунувчи гармоник осцилляторлар тўпламини ҳисоб қилишда Кирхгоф функцияси учун Планк қуйидаги

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi}{c^2}\nu^2 kT \qquad (201.1)$$

ифодани топди, бу ифода илгари Рэлей—Жинс формуласи номи билан маълум эди. Осцилляторни бошқарувчи янги квантий қонунларни ҳисобга олган ҳолда Планк

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2}\cdot\frac{1}{\exp(h\nu/kT)-1} \qquad (201.2)$$

формулани топди.

ν частотали нурланиш энергиясининг $u_{\nu,T}$ ҳажмий спектрал зичлиги $\varepsilon_{\nu,T}$ нурлантириш қобилиятига

$$\varepsilon_{\nu,T} = 1/4\ u_{\nu,T}\ c$$

муносабат орқали боғланган (қ. 222-машқ). Шунинг учун Планк формуласи:

$$u_{\nu,T} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{1}{\exp(h\nu/kT)-1}. \qquad (201.3)$$

Бу формулаларда $c = 3\cdot10^{10}$ см/с ёруғлик тезлиги, $k = 1{,}38\cdot10^{-23}$ Ж/град Больцман доимийси бўлиб, у классик назарияда абсолют температураси T бўлган осцилляторнинг ўртача kT энергиясини аниқлайди ва $h = 6{,}626\cdot10^{-34}$ Ж·с — Планк доимийси. Агар ν жуда кичик (ёки T катта) бўлса $h\nu/kT$ нисбат 1 дан жуда кичик бўлади, бу ҳолда (201.2) формулани соддалаштириш мумкин. Ҳақиқатан ҳам exp $(h\nu/kT)$ ни $h\nu/kT$ нинг даражалари бўйича қаторга ёйиб ва юқори даражаларни назарга илмасдан (201.1) дек формула топамиз.

Бу мослик квантий назариянинг асосий фаразияларига мувофиқ равишда паст частоталар соҳасида квантий назариянинг хулосалари классик назария хулосалари билан бир хил бўлишини кўрсатади. Классик назария ҳақиқатга тақрибан яқин бўлиб, макроскопик электродинамика, яъни кўп атомлар ёки молекулалардан ташкил топган системалар электродинамикаси иш кўрадиган ҳодисалар соҳаси учун жуда қаноатланарли тақриб экан. Ҳатто ионларнинг, яъни электронга нисбатан массаси катта бўлган элементар зарядларнинг ҳаракатини классик электродинамика ва механика ҳали анча қаноатланарли даражада тавсифлай олади, аммо ҳозирги замонда ўтказиладиган аниқ ўлчашлар молекуляр дасталар дифракцияси устидаги тажрибалар бунда ҳам четланишлар борлигини аниқлаш имконини беради. Лекин атом ва молекулалар ичидаги электронларнинг ҳаракати квантий механика ва квантий электродинамика ёрдамида тавсифланиши керак: бу ҳаракатларга макро-

дунё учун ярайдиган қонунлар татбиқ этилса, у ҳолда тажрибага кескин зид келадиган хулосалар чиқади.

Планк чиқарган (201.2) формула қора жисмнинг нурлантириш қобилиятининг ν ва T га боғланиши устида ўтказилган энг пухта экспериментал текширишлар натижаларига жуда мувофиқ келади ва бинобарин, Кирхгоф ўртага ташлаган асосий масаланинг тўлиқ ечимидир.

Планк формуласи юқорида эслаб ўтилган қора нурланиш қонунларини, масалан, Стефан — Больцман ва Вин қонунларини ўз ичига олишига ишонч ҳосил қилиш қийин эмас. Бунда Планк формуласидан бу қонунларнинг фақат шаклигина олиниб қолмай, балки буларга кирган σ ва b доимийларни ҳам универсал h, k, c доимийлар орқали ҳисоблаб чиқиш мумкин (қ. 230 ва 232-машқ). Аксинча σ ва b нинг экспериментал йўл билан топилган қийматларидан фойдаланиб, h ва k нинг қийматларини ҳисоблаб топиш мумкин. Планк доимийсининг сон қиймати худди шу йўл билан олинган эди. Кейинчалик h ни аниқлашнинг мутлақо бошқа физик ҳодисаларга асосланган бир қатор йўллари кўрсатилди (XXXII бобга таққосланг). Уларнинг ҳаммасида h нинг қиймати бир хил бўлиб чиқади.

Планк формуласини чиқаришнинг баён қилинган йўли тарихан биринчи йўл эди. Кейинчалик Планкнинг ўзи ҳам, бошқа тадқиқотчилар ҳам бу масалани кўп марта турли усуллар билан ечди. Бунда асосий фаразиялар классик қонунларга юқорида қилингандек кескин зиддий тарзда таърифланмаган, лекин процессларнинг квантий характери ҳақидаги принципиал янги фараз сақланган эди. Эйнштейн эса Планк формуласини Бор атоми типидаги атомнинг энергия ютиши ва нурлантиришига асосланган содда ва ибратли йўл билан чиқарди (қ. 211-§).

XXXVII боб

ИССИҚЛИК НУРЛАНИШИ ҚОНУНЛАРИНИНГ ҚЎЛЛАНИЛИШИ

202-§. Оптик пирометрия

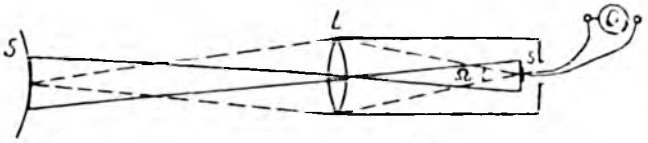
Температуравий нурланиш қонунларига асосланиб, биз чўғланган жисмлар температурасини аниқлай оламиз. Агар нурланувчи жисм қора (ёки унга етарлича яқин) бўлса, у ҳолда унинг температурасини аниқлаш учун абсолют қора жисм нурланишининг қонунларидан фойдаланиш мумкин. Аслида қаттиқ қиздирилган (2000° С дан юқори) жисмларнинг температурасини термоэлемент, болометр ва ҳоказолар ёрдамида ўлчаш унча ишончли эмас. Шундай қилиб, бу ва бундан юқори температуралар соҳасида тем-

пературани ўлчашнинг қора жисм нурланишининг қонунларига асосланган усулларигина ишончлидир. Бу усуллар фақат бошқа термометрик методлардан топилган натижалар ишончли бўлган соҳада таққослаб текширилгангина эмас, балки энергиянинг спектр бўйича нисбий тақсимланишини ўрганиш йўли билан ҳам текширилган, бу эса нурланувчи жисм температурасини экспериментал маълумот ва назарий формулаларни таққослаш йўли билан топиш имконини беради.

а. Радиацион пирометрлар ва радиацион температура. Больцман ва Вин қонунларининг доимийлари (мос равишда σ ва b) ишончли аниқланган деб ҳисоблаб ва улардан фойдаланиб, биз улар бевосита ўлчанган температуралардан юқорироқ температураларни ҳам ўлчай оламиз (юқори температуралар соҳасида татбиқ этиш). Больцман қонунидан фойдаланганда таъсир кўрсатаётган нурланишнинг фазовий бурчаги катталигини, нурланишнинг асбобда қайтиш ва ютилиш сарфини ва ҳоказоларни ҳисобга олган ҳолда қабул этувчи аппаратга юборилаётган умумий нурланишни жуда эҳтиёт бўлиб ўлчаш керак. Ҳозир бундай ўлчашларни етарли аниқликда бажаришга имкон берадиган қиёсан содда кўчма асбоблар бор. *Радиацион пирометрлар* (37.1-расм) деб аталувчи бу асбобларнинг тузилиши қуйидаги имкониятга асосланган: манбанинг тасвири аппаратнинг қабул этувчисига шундай проекцияланиши керакки, бунда s қабул этувчини ҳамма вақт манбанинг тасвири тамомила қоплаган бўлади ва нурланиш асбобга асбоб ўлчовлари белгилайдиган ўзгармас фазовий бурчак остида киради.

Ўлчашлар вақтида асбоб бирмунча узоқда турган етарлича ўлчамли S манбага L объектив ёрдамида тўғриланади; L объектив қабул этувчида манбанинг кескин тасвирини олишга имкон беради. Тасвирнинг кескинлиги чизмада кўрсатилмаган окуляр ёрдамида назорат қилинади. Бу шароитда пирометр олган энергия (худди узоқда ёруғланувчи манбаларни кўз билан қарагандаги сингари) пирометр билан манба орасидаги масофадан мустақил равишда манбанинг равшанлигига пропорционал бўлади (қ. 234-машқ). Шундай қилиб, пирометрнинг кўрсатишлари кузатилаётган қора жисмнинг равшанлигига, бинобарин температурасига боғлиқ бўлади. Пирометрни маълум температурали қора жисм нурланиши бўйича даражалаб олиб, унинг кўрсатишларидан тадқиқ этилаётган температурани ўлчаш учун фойдаланиш мумкин.

Радиацион пирометрларда қабул этувчи сифатида ҳаммадан кўпроқ термопара ёки болометр қўлланади, лекин қиздирганда эгилувчи биметалл спиралли, газ термометрли пирометрлар ҳам бор. Агар қора бўлмаган жисм тадқиқ этилаётган бўлса, у ҳолда радиацион пирометр кўрсатишлари жисмнинг ҳақиқий температурасини эмас, балки радиацион T_r температурасини билдиради.



37.1-расм. Радиацион температурани ўлчаш учун ишлатиладиган радиацион пирометрнинг схемаси.

T_r температура деганда умумий нурланиши (радиацияси) тадқиқ этилаётган жисм нурланишига тенг бўлган қора жисмнинг температураси тушунилади. Агар тадқиқ этилаётган жисмнинг умумий нурлантириш қобилиятининг ўша температурадаги қора жисмнинг нурлантириш қобилиятига нисбати, яъни $Q_T = E_T/\varepsilon_T$ маълум бўлса, у ҳолда жисмнинг ҳақиқий T температураси билан унинг радиацион T_r температураси орасидаги муносабатни топиш осон. Таърифига кўра, Q_T катталик 1 дан кичик. У одатда температура кўтарилиши билан бирмунча ортиб боради.

Техник жиҳатдан муҳим бўлган кўпчилик материаллар учун Q_T нинг қийматлари яхши маълум. Металлар учун Q_T нинг қийматлари унча катта эмас (0,1 дан 0,3 гача), металл оксидлари ва кўмир учун Q_T анча катта (0,9 гача боради). Бу қийматларнинг баъзилари 37.1-жадвалда берилган.

Q_T ни ва қиздирилган жисмнинг радиацион температурасини билганимиз ҳолда биз $T = T_r/\sqrt[4]{Q_T}$ муносабатдан (қ. 235-машқ) жисмнинг ҳақиқий температурасини топа оламиз. Q_T ҳамма вақт 1 дан кичик бўлгаплиги учун, жисмнинг радиацион температураси унинг ҳақиқий температурасидан ҳамма вақт кичик.

37.1-жадвал

Q_T нинг қатор моддаларга тегишли қийматлари

Модда	температура	Q_T	Модда	температура	Q_T
Вольфрам	1300	0,15	Темир	1500	0,11
	2300	0,29	Темир оксид	1500	0,89
	3300	0,34	Никель	1500	0,06
Молибден	1300	0,12	Никель оксид	1500	0,85
	2300	0,23	Платина	1500	0,15
Тантал	2300	0,25	Мис, эриган	1400	0,15
Кўмир	1300	0,52	Мис оксид	1400	0,54
Кумуш	1300	0,04			

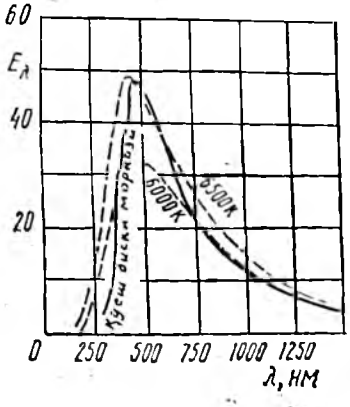
б. Ранг температурасива нурланувчи жисм спектрида энергия тақсимоти. Агар қора жисм

спектрида энергия тақсимоти топилган бўлса, у ҳолда $e_{\lambda T}$ энергия эгри чизиғида максимум вазиятини ва температурани Виннинг силжиш қонуни асосида $\lambda_{max}T = b$ муносабатдан аниқлаш мумкин.

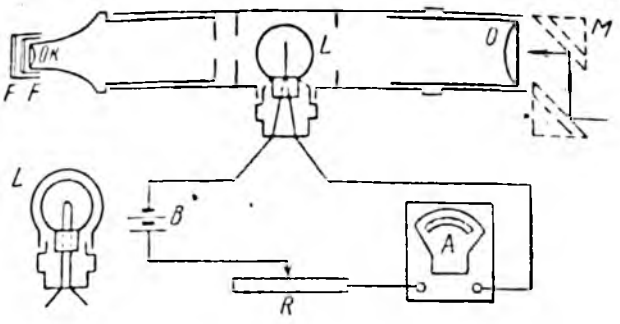
Масалан, Қуёш нурининг Ер атмосферасида ютилиши туфайли киритиладиган тузатмалар ҳисобга олинганда Қуёш учун $\lambda_{max} =$ $= 470$ нм эканлиги топилган; агар Қуёшни қора жисм деб ҳисобланса, бу қиймат 6150 К температурага мос келади. Топилган катталиклар ўртача катталиклардир, чунки Қуёш дискининг марказига тегишли λ_{max} Қуёшнинг четларига нисбатан бирмунча кичик бўлади.

Агар нурланувчи жисм қора бўлмаса, у ҳолда Вин қонунини қўлланиш маъносиздир. Бироқ баъзан бундай жисмлар спектрида энергиянинг тақсимотини амалда T_c температурали қандайдир қора жисм энергияси тақсимоти билан айнан ўхшаш деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда нурланувчи жисмнинг ранги T_c температурали қора жисмнинг ранги билан бир хил бўлади. Кўпинча шу йўсинда аниқланган T_c температура жисмнинг *ранг* температураси дейилади.

Бундан равшанки, нурланишининг характери қора жисм нурланишидан кўп фарқланадиган жисмлар учун (масалан, селектив нурланиш соҳаси аниқ бўлган жисмлар учун) ранг температураси тушунчаси маънога эга эмас, чунки бундай жисмлар рангини қора жисм (модели) ёрдамида фақат жуда қўпол тасвирлаш мумкин. Ранг температурасини аниқлаш мумкин бўлган ҳолларда («рангсиз жисм» деб аталувчи жисмлар, масалан: кўмир, оксидлар, баъзи металлар) уни топиш учун спектрда энергия тақсимотини тегишли спектрал асбоблар ёрдамида текшириш зарур. 37.2-расмда Қуёш учун ана шундай тадқиқот натижалари тасвирланган; шу расмнинг



37.2- расм. 6000 ва 6500 К температураларда Қуёш спектрида ва қора жисм спектрида энергия тақсимоти. Эгри чизиқларни таққослаш Қуёшнинг ранг температурасини 6500 К деб ҳисоблашга имкон беради.



37.3-расм. Равшанлик температурасини аниқлаш учун ишлатиладиган йўқолиб борувчи толали пирометр схемаси. Чапда L лампанинг тузилиши кўрсатилган.

ўзида 6000 ва 6500 К температурали қора жисм учун тақсимот эгри чизиқлари чизилган. 37.2-расмдан кўринишича, Қуёшни қора жисмга айнан ўхшаш деб ҳисоблаш анча тақрибийдир. Бу тақрибда Қуёшнинг ранг температураси тахминан 6500 К га тенг деб олинади.

Қора бўлмаган жисмнинг ранг температурасига қараб ҳақиқий температурасини топиш учун унинг турли тўлқин узунликлар учун монохроматик нурлантириш қобилиятини, яъни ўрганилаётган жисм ва қора жисмнинг тайинли λ тўлқин узунлик ва T температурадаги нурлантириш қобилиятлари нисбатини билиш керак. Одатда бу нисбат икки тўлқин узунлик: $\lambda = 660$ нм ва $\lambda = 470$ нм учун аниқланади ва спектрнинг бу икки соҳасида топилган нисбатларни таққослашдан иборат содда методдан фойдаланилади (қ. 237-машқ).

в. Равшанлик температураси ва йўқолиб борувчи толали пирометр. Температурани оптик усулда аниқлашнинг энг кўп тарқалган усули қиздирилган жисмнинг бирор муайян λ спектрал қисмдаги нурланишини қора жисмнинг ўшандай тўлқин узунликли нурланиши билан таққослаш усулидир. Буларни таққослаш учун йўқолиб борувчи толали пирометрдан фойдаланиш энг қулай. Бу пирометр бундай тузилган: O объективнинг фокусида (37.3-расм) баллони яхши шишадан ясалган ва ярим айлана кўринишида эгилган толаси бўлган L электр лампаси туради; бу лампа туби ясси қилиб ишланган идиш бўлади. Толанинг ўрта қисми ва тадқиқ этилаётган манба сиртининг тасвири Ok окулярдан қараб баравар кузатилади; бу манба тола текислигига O объектив ва M кўзгулар ёрдамида проекцияланган. Окуляр билан кўз орасига қўйилган FF қизил шишалар манба билан тола чиқараётган ёруғликнинг бирмунча монохроматик бўлган қисмини ўтказиб юборади. Одатда ўтказиб юбориладиган соҳа $\lambda = 660,0$ нм га мос келади. Лампани E батареянинг R рео-

стат бошқарадиган токи таъминлайди; токни прецизион A амперметр ўлчайди. Температурани ўлчашда толадаги токни то тасвир фонида тола кўринмай қолгунча ўзгартириб борилади.

I ток кучи мана шундай бўлганда тола ва манба нурланишининг равшанликлари $\lambda = 660{,}0$ нм учун бир хил бўлади ва бинобарин мазкур λ учун нурлантириш қобилиятлари ҳам бир хил бўлади.

Агар қора жисмни турли температурада кузатиш йўли билан пирометрни дастлаб даражалаб олишда қора жисмнинг қайси температураларида ва I ток кучининг қайси мос қийматларида толанинг йўқолиши (кўринмай қолиши) аниқланган бўлса, у ҳолда амперметрнинг кўрсатишларига қараб кузатилаётган манба нурланиши қора жисмнинг қайси S_λ температурасига мос келишлигини билиш мумкин. Агар манба ҳам қора жисм бўлганида эди, у ҳолда топилган S_λ температура манбанинг ҳақиқий температураси бўлар эди. Акс ҳолда топилган температура $\lambda = 660{,}0$ нм тўлқин узунлик учун кузатиш шароитида нурланаётган жисмникидек равшанликка эга бўлган қора жисмнинг S_λ температурасини характерлайди. Шунинг учун S_λ температура манбанинг *равшанлик температураси* дейилади.

Агар $\lambda = 660$ нм учун нурланаётган жисм равшанлигининг ўша температурадаги қора жисм равшанлигига нисбати (Q_{660}) маълум бўлса, у ҳолда биз равшанлик температурасига қараб ҳақиқий температурани ҳам топишимиз мумкин.

Техник жиҳатдан муҳим бўлган кўпчилик материаллар учун Q_{660} нисбат аниқланган; бу нисбат T га бирмунча боғлиқ; бу қийматларнинг баъзилари 37.2-жадвалда берилган.

Қора бўлмаган жисм равшанлиги йўналишга боғлиқ эканлиги туфайли Q_{660} нинг нурланувчи сиртга нормал йўналишига тегишли қийматлари берилган. Пирометр ҳам ана шундай йўналтирилиши керак. Равшанлик температураси билан ҳақиқий температура орасидаги боғланиш

$$\ln Q_{\lambda,T} = \frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{S_\lambda}\right) \qquad (202.1)$$

муносабат ёрдамида (қ. 238-машқ) ифодаланади, бундаги $c_2 = hc/k = 1{,}4387$ см·град.

Қизиган жисмларнинг равшанлик температурасини, у орқали эса ҳақиқий температурасини йўқолиб борувчи толали пирометрлардан ташқари яна бошқа асбоблар билан ҳам аниқлаш мумкин.

Шундай қилиб, кузатиш методи қандай бўлишига қараб биз учта шартли температурадан, яъни радиацион T_r температура, T_c ранг температураси ва S_λ равшанлик температурасидан биттасини оптик усул билан аниқлаймиз. Нурланувчи жисмнинг баъзи қўшимча параметрларини билгандагина ҳақиқий температурага ўтиш мумкин. T_r ва S_λ ҳамма вақт ҳақиқий температурадан кичик, T

эса одатда ҳақиқий температурадан бирмунча катта ва одатда ундан T_r ва S_λ га қараганда кам фарқ қилади.

37.2-жадвал

Q_{650} нинг қатор моддаларга тегишли қийматлари

Модда	Температура, К	Q_{650}
Молибден	1300	0,40
	2300	0,36
Тантал	1300	0,44
	3200	0,38
Кўмир	1500	0,89
	2500	0,84
Кумуш	эриш температурасида	0,05
	эриган	0,07
Темир	эриш температурасида	0,36
Темир оксид	1500	0,92
Никель	эриш температурасида	0,37
Никель оксид	1500	0,85
Платина	қаттиқ	0,31
	суюқ	0,35
Мис эриган	1500	0,15
Мис оксид	1300	0,80
	1500	0,60

203-§. Ёруғлик манбалари

Олдинги параграфларда баён этилганлардан маълумки, ёруғлик манбаи сифатида ишлатиладиган чўғланган жисмнинг температураси қанча юқори бўлса, унинг фойдаси шунча катта бўлади. Ҳақиқатан ҳам температура орта борган сари нурлантирилаётган умумий қувват тез ортибгина қолмай, балки спектрнинг кўринадиган қисмига тўғри келувчи нурий энергиянинг нисбий ҳиссаси ҳам орта боради. Стефан—Больцман қонунига мувофиқ, қора жисмнинг умумий интенсивлиги температуранинг тўртинчи даражасига пропорционал равишда ортиб боради. Лекин спектрнинг қисқа тўлқинли қисмларининг интенсивлиги айниқса унча юқори бўлмаган температураларда анча тез ўсади. Масалан, платинанинг кўринадиган спектри умумий энергияси қизил чўғланиш температураси яқинида температуранинг ўттизинчи даражасига пропорционал равишда ортади ва ҳатто оқ чўғланиш яқинида температуранинг ўн тўртинчи даражасига пропорционал бўлади. Қора жисмнинг температураси 1800 дан 1875 К гача, яъни атиги 4% ўзгарганида сариқ нурлар интенсивлиги икки марта ортади.

Агар нурлангич сифатида қора жисм олинса эди, у ҳолда биз Планк формуласидан фойдаланиб, ҳар бир температура учун энергиянинг ёритишда фойдали бўлган бу қисмини ҳисоблаб то пиши-

миз мумкин эди ва ёруғлик манбаининг ёруғлик бериш қобилиятини ҳисоблаб топган бўлар эдик. Агар одам кўзининг сезгирлиги максимуми спектрнинг сариқ-яшил қисмида 550 нм атрофида ётишини эътиборга олсак, у ҳолда қора жисм 5200 К атрофидаги температурада энг фойдали манба бўлар экан. Бу температурадаги қора жисм нурланиши шартли равишда «оқ ёруғлик» деб (ёритиш техникасида) қабул қилинган. Ер сирти яқинида, яъни Ер атмосферасида ютилиш туфайли Қуёш нурланиши бирмунча ўзгаради, унинг ранг температураси 5200 К га яқин бўлади; бу ҳол шундай шартли белгилаш учун асос бўлди.

Қора жисм температураси янада кўтарилганда спектрнинг ёритиш учун фойдали бўлган қисмига тўғри келган нурланиш ортади, лекин унинг умумий нурлантирилаётган энергиядаги ҳиссаси камаяди, оқибатда температуранинг янада кўтарилиши ёритиш техникаси нуқтаи назаридан тежамсиздир.

Қора бўлмаган жисмларнинг, масалан, чўғланган металларнинг нурланиши қора жисм нурланишидан ҳамма вақт кам бўлади. Лекин *ёруғлик бериш* қобилияти, яъни ёритиш учун фойдали бўлган энергия билан энергиянинг кўринмайдиган қисмига нисбати мазкур T температурада чўғланган металл учун ўша температурадаги қора жисмга тегишли нисбатдан катта бўлиши мумкин: шундай эканлиги 36.7-расмдаги эгри чизиқлардан кўриниб турибди.

Бу эгри чизиқлар бир хил температурали вольфрам ва қора жисм учун спектр бўйича энергия тақсимотини кўрсатади, шу жойнинг ўзида иккала эгри чизиқ ординаталарининг нисбати (пунктир чизиқ) келтирилган бўлиб, у турли тўлқин узунликлар учун вольфрамнинг нурлантириш қобилиятининг қора жисм нурлантириш қобилиятига нисбатини кўрсатади. Пунктир эгри чизиқдан кўринишича, кўринадиган ёруғлик соҳасида вольфрамнинг нурланиши ўша температурадаги қора жисм нурланишининг 40% часини, инфрақизил нурлар соҳасида (3 мкм чамасида) эса атиги 20% ини ташкил этади. Нурланишининг бундай «селективлиги» туфайли вольфрам афзал ҳисобланади; вольфрам юқори температурада эригани учун чўғланма лампалар тайёрлашда энг яхши материал бўлади.

Ўша 36.7-расмдан кўринишича, гарчи селектив туфайли вольфрам нурланишининг максимуми қора жисм нурланишининг максимумига нисбатан қисқа тўлқинлар соҳасига бирмунча силжиган бўлса-да, аммо график тузилган 2450 К температурада бу максимум 1100 нм яқинида, яъни кўз сезгирлигининг максимумидан (550,0 нм) жуда узоқда ётади. Шунинг учун температуранинг янада кўтарилиши чўғланган вольфрамнинг ёруғлик беришини анча ошириши мумкин бўлар эди.

Бу 2450 К температура вольфрам толали чўғланма вакуум лампанинг (50—60 Вт га мўлжалланган) нормал температурасига мос

келади. Вольфрамнинг эриш температураси юқорироқ (3655 К); аммо янада чўғлантириш хавфли, чунки чўғланган лампа бўшлиқда шундай тез буғланадики (чангланадики), унинг температураси 2500 К дан юқори кўтарилганда тола тез емирилади.

Лампалар баллонини нейтрал газ, масалан, азот ёки яна яхшироғи, аргон билан тўлдириш ҳақидаги Лэнгмюр (1913 й.) таклифи ёритиш техникасида олға қўйилган катта қадам бўлди; газнинг босими тахминан $^1/_2$ ат га етади ва газнинг бўлиши толанинг чангланишини секинлаштиради, бу эса тола температурасини 3000 К ва ундан юқорироқ кўтариш имконини беради, аммо лампанинг хизмат муддатини сезиларли камайтирмайди (1000 соат чамасида). Бунда ёруғлик бериш қобилияти кўп ортади. Аммо лампанинг умумий фойдали иш коэффициенти спектрнинг фойдали қисми энергиясининг лампа олган умумий энергияга нисбатига тенг, яъни кўринмайдиган нурланишга сарфланадиган энергиянигина эмас, балки иссиқлик ўтказувчанлик ва конвекцияга сарфланадиган энергияни ҳам ҳисобга олишга тўғри келади. Иссиқлик ўтказувчанлик ва конвекцияга кетадиган исрофлар лампа колбасини газ билан тўлдирганда кўп ортади, оқибатда ичига газ қамалган лампалар ф. и. к. ни ошириш маъносида вакуум лампалар олдида афзал эмас эди, бироқ уларнинг ёруғлиги кўзга ёқимли бўлар эди, чунки унинг таркиби кундузги («оқ») ёруғлик таркибига яқин. Тўғри тола ўрнига айрим ўрамлари бир-бирини қиздирувчи ингичка спираль тола қўйиб, совитишга кетадиган исрофни камайтириш мумкин. Фойдали иш коэффициенти вакуум лампаларникидан анча юқори бўлган тежамли, замонавий чўғланма лампалар худди ўшандай қилиб ясалади.

37.3-жадвал турли типдаги чўғланма лампаларнинг нормал ёниш режимида ёруғлик бериш қобилияти ҳақида тасаввур беради. Ёруғлик бериш қобилиятининг ўлчови сифатида лампа юбораётган тўла ёруғлик оқимининг (люмен ҳисобида) лампани таъмин

37.3-жадвал

Турли типдаги лампаларнинг ёруғлик бериш қобилияти

Лампанинг тури	Ёруғлик бериш, лм/Вт	ф. и. к.	Ҳақиқий температура	Ранг температура	Равшанлик, 10^4 кд/м²
50 Вт, кўмир толали вакуум лампа	2,5		2095	2130	50 атрофида
50 Вт, вольфрам толали вакуум лампа	10	1,6%	2400	2505	150—200
50 Вт, газ тўлдирилган вольфрам толали	10		2685	2670	500 атрофида
500 Вт, ўшалар	17,5	2%	2900	2880	1000 атрофида
2000 Вт, »	21,2	3,5%	3020	3000	1300— 1500

лашга сарфланадиган тўла қувватга (ватт ҳисобида) нисбати олинган. Лампаларнинг хизмат муддати — 1000 соат.

Жадвалдан кўринишича, толанинг ёруғлик бериш қобилияти толанинг ранг температураси ва у билан боғланган ҳақиқий температураси кўтарилган сайин орта боради. Температурани кўтариш учун лампанинг (газ тўлдирилганлари) тури, тола материали ва лампанинг ўлчамлари ўзгартирилади, чунки лампанинг қуввати ортиши билан совитишга кетадиган сарф қиёсан камаяди. Температура кўтарилиши билан бирга, албатта, лампа толасининг равшанлиги ҳам ортади.

Мусбат кратерининг температураси 4000 К чамасида бўлган электр ёйларининг ёруғлик бериши анча катта. Интенсив ёниш ёйларида (ток кучи 300 А гача) кратер температураси 5000 К га етади, 20 ат чамасидаги босим остида ишлайдиган ёйларда Люммер кратер температурасини 5900 К гача етказишга, яъни ўз ёруғлик хоссалари жиҳатидан Қуёшга яқин бўлган манба яратишга муваффақ бўлди. Оддий ёйларда нурланишнинг асосий (85 дан 95% гача) қисмини мусбат кратер, 10% га яқинини катод беради ва факат 5% ини электродлар орасидаги газлар булутининг ёруғланиши беради. Интенсив ёниш ёйларида (уларга катта нурлантириш қобилиятига эга бўлган баъзи элементлар— сийрак ер элементлари киритилган) булутнинг роли ортади ва кратер хиссасига умумий нурланишнинг атиги 40—50% и тўғри келади. Гарчи бундай ёйларда нурланиш деярли бутунлай иссиқлик нурланиши характерига эга бўлса-да, аммо булут таркибига киритиладиган элементлар нурланишининг селективлиги катта бўлиши туфайли, бундай манбаларнинг ёруғлик бериши чўғланган кўмир ва металларникидан юқори бўлар экан.

Масалан, натрий буғи нурланишининг селективлиги янада катта, унинг нурланишининг анча қисми (1/3 чамаси) кўринадиган нурлар соҳасида (интенсив 589,0 ва 589,6 нм икки сариқ чизиқ) йиғилган. Шунга мувофиқ натрий нурланишининг ёруғлик бериши тегишлича тузилишли лампаларда 200 лм/Вт га етиши мумкин. Умуман газлар ёруғланиши селектив бўлгани туфайли энг кўп тежамли бўлади, лекин бу селективлик айни вақтда амалий нуқсон ҳам ҳисобланади, чунки селективлик туфайли газли манбалар спектри айрим чизиқлардан ёки полосалардан ташкил топган ва одам кўзи ўрганиб қолган одатдаги оқ ёруғликдан кўп фарқ қилади.

Бу нуқсон аҳамиятсизроқ бўлган ҳолларда газли манбалар камроқ тежамли чўғланма лампаларнинг ва электр ёйларининг ўрнини босиши мумкин. Масалан, йўлларни ёритиш учун баъзан ҳатто ишлатилиш шароитида ёрдамчи қурилмаларга кетадиган исрофлар мавжуд бўлгани ҳолда 50 лм/Вт чамаси ёруғлик бера оладиган натрий лампалари қўлланади.

Газ-ёруғлик лампаларининг қўлланиши муҳим техник ян гилик туфайли катта ривож топди. Бундай лампалар одатда симо лампалари бўлади, буларда баллоннинг ички юзига разряднин қисқа тўлқинли нурланиши таъсирида флуоресценциялай олад ган модда қатлами қопланади. Газ-ёруғлиқ лампаларидаги ультр бинафша ёруғланишдан люминесцент трансформация ёрдамид фойдаланишни С. И. Вавилов йигирманчи йиллардаёқ такли қилган эди. Ҳозир бундай лампалар техникада кенг қўлланилмоқд Люминофор шундай танланадики, бунда унинг ёруғланиши га ёруғланишининг спектрал таркиби камчилигини тўлдирадига бўлади. Оқибатда нурланишининг ранги Қуёшникига яқин бўл диган манба ҳосил бўлади («кундузги ёруғлик лампалари»). Бунда лампаларда ультрабинафша нурланишнинг бир қисми кўринадига нурланишга айлантирилгани туфайли уларнинг ёритиш-техни тежамлилиги яна ошади.

Шундай типдаги яхши лампалар нурланишининг спектрал та киби қуёшникига яқин бўлгани ҳолда улар 40—50 лм/Вт ёруғли бера олади. Бу типдаги лампаларнинг баъзи техник камчили лари бор, аммо улар ҳозирнинг ўзидаёқ чўғланма лампаларда устунлик қиляпти, келажакда уларнинг ўрнини олади, албатта

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

XXXVIII боб

АТОМ ВА МОЛЕКУЛАЛАРНИНГ НУРЛАНИШИ. СПЕКТРАЛ ҚОНУНИЯТЛАР

204-§. Чизиқ-чизиқ спектрлар

Яккаланган атомларнинг, масалан, сийраклаштирилган бир атомли газнинг ёки металл буғлари (Hg, Na) атомларининг нурланиши жуда соддадир. Бундай атомларнинг таркибига кирган электронлар атомнинг ичидаги кучлар таъсирида бўлиб, узоқда жойлашган атрофдаги атомларнинг ғалаёнловчи таъсирини сезмайди. Бундай газларнинг спектрлари турли тўлқин узунликларига мос келадиган турли интенсивликка эга бўлган дискрет спектрал чизиқлар каторидан иборат бўлади. Кўп атомли молекулалардан таркиб топган газларни текширганда спектрнинг анча мураккаб эканлигини кўриш мумкин. Масалан, водород (H_2) нинг спектрида бир-биридан анча узоқда алоҳида жойлашган чизиқлардан ташқари, зич жойлашган жуда кўп чизиқлар (водороднинг *кўп чизиқли* ёки *полосали* деб аталадиган спектри) бўлади.

Текшириш полосали спектр водород молекулаларини характерлайди, дискрет чизиқлардан таркиб топган олдинги спектр водороднинг *атомларига* тегишли бўлиб, атомлар разряд трубкасида разряд таъсирида газ молекулаларининг диссоциацияси натижасида пайдо бўлади. Турли атомларнинг спектрлари бир-биридан ҳаддан ташқари кўп фарқ қилади, масалан, темир спектрида бир неча минг чизиқ бўлади. Шунга қарамай, атомларнинг бундай чизиқларга боғ спектрларини молекулаларнинг кўп чизиқлари маълум усулда гуруҳланган полосали спектрларидан осон ажрата олиш мумкин.

Тўғри, атомларнинг чизиқ-чизиқ спектрлари ҳам чизиқларнинг тартибсиз тўплами эмас. Чизиқ-чизиқ спектрларни диққат билан ўрганиш чизиқларнинг жойлашишида маълум қонуниятлар бор эканлигини аниқлаш имконини берди. Лекин XX асрнинг бошига келибгина бу қонуниятлардаги физик маънони аниқлаш ва ундан сўнг атомнинг тузилиш хусусиятларига асосланиб (Бор, 1913 й.) изоҳлаб беришга муваффақ бўлинди. Шундай қилиб, атомнинг назариясини тузиш спектрал қонуниятларни изоҳлаб бериш билан баравар борди. Спектроскопик текширишлар натижасида олинган хилма-хил ва аниқ маълумотлар назарий текширишларни йўлга солиб

турган ҳамда назариянинг хулосаларини текшириб кўришга имкон берган муҳим маълумотлардир. Шу билан бирга, назарий хулосалар ҳодисаларнинг кўп янги тарафларини айтиб бериш ва экспериментал текширишларни тўғри йўлга солиб туришга имкон беради.

Газларнинг чизиқ-чизиқ спектрини турли усуллар билан ҳосил қилиш мумкин. Бундай спектр газда бўладиган турли хил электр разрядларида (Гейслер трубкаси, учқун, ёй разряди), газ атомларини қиздирилган катоддан чиқаётган электронлар билан бомбардимон қилганда (бу ҳодисани ҳам электр разрядининг бир тури деб ҳисобласа бўлади), буғ ва газларни горелка алангасида қиздирганда, буғларни мос тўлқин узунликка эга бўлган ёруғлик билан ёритганда ва ҳоказоларда пайдо бўлади. Бу ҳолларнинг ҳаммасида тўлқин узунликлари ўрганилаётган газ учун хос бўлган спектрал чизиқлар пайдо бўлади. Лекин спектр ҳосил қилиш усулига қараб турли чизиқларнинг нисбий интенсивликлари бир-биридан кўп фарқ қилади, натижада спектр ҳосил қилишнинг бирор усулини қўллаганда баъзи чизиқлар бўлмаслиги мумкин. Баъзан бутун чизиқ-чизиқ спектрдан ягона бир чизиқ кўринадиган қилиш мумкин бўлади. Шундай қилиб, тайинли бир газ спектрининг ташқи кўриниши спектр ҳосил қилиш шароитларига боғлиқ бўлади; лекин шароитларни ўзгартириб *ҳар бир модда учун хос бўлган чизиқларнигина* пайдо қилишимиз ёки йўқотишимиз мумкин эканлигини, бундай чизиқларнинг тўплами бу моддага хос бўлган чизиқ-чизиқ спектрни ташкил қилишини ёддан чиқармаслик керак.

Лекин ҳар бир шундай спектрал чизиқ тўлқин узунлиги қатъий белгиланган нурланиш бўлмай, балки тор спектрал соҳадаги нурланиш бўлиб, бу соҳада энергия шундай тақсимланганки, интенсивлик марказдан четга қараб тез камайиб боради. Спектрал чизиқнинг кенглигини ўлчаш (қ. 158-§) сийраклаштирилган газнинг нурланишида бу соҳанинг кенглиги ангстремнинг юздан ва, ҳатто, мингдан бир неча қисмига тенг эканлигини кўрсатди. Бироқ спектр ҳосил қилиш шароитлари спектрал чизиқ кенглигининг қийматига ҳам, марказининг (максимумнинг) вазиятига ҳам сезиларли таъсир қилиши мумкин. Ташқи электр (ёки магнит) майдони спектрал чизиқни кенгайтириши (ёки ҳатто ажратиши) мумкин, бундай майдонлар (айниқса электр майдонлари) газдаги разряд вақтида разрядаги ионларнинг концентрацияси ортиши натижасида пайдо бўлиши ва анча катта қийматга эга бўлиши мумкин; нурланаётган атомнинг нурланиш процессида қўшни атомлар билан тўқнашиши ҳам чизиқнинг кенгайишига олиб келади; атомларнинг иссиқлик ҳаракати Допплер эффекти туфайли спектрал чизиқни кенгайтиради. Махсус шароитларда, масалан, кучли ионизация юз берадиган кучли разрядларда ёки газнинг зичлиги катта бўлганда спектрал чизиқлар кўп кенгайиши мумкин. Лекин одатда юқорида айтиб ўтилган барча сабабларнинг таъсири унчалик катта бўлмайди ва

газнинг нурланиши газни ташкил қилган атомлар учун хос бўлган спектрга эга бўлади.

205-§. Спектрал қонуниятлар

Юқорида айтиб ўтилганидек, чизиқ-чизиқ спектрлар спектрал чизиқларнинг тўпламидан иборат бўлиб, тўпламдаги чизиқлар тўлқин узунликлари бўйича тартибсиз тарқалган бўлмай, маълум системаларни ташкил қилади. Айрим чизиқларнинг частоталари ўртасидаги боғланишни биринчи бўлиб Бальмер (1885 й.) топган.

Бальмер кашф этган қонуният водороднинг тўртта чизиғига тегишлидир. Бу чизиқларга мос бўлган тўлқин узунликларини қуйидаги умумий формула билан ифодалаш мумкин экан:

$$\lambda = b\frac{m^2}{m^2-4},$$

бу ерда $b = 364{,}57$ нм ва $m = 3, 4, 5, 6$ бутун сонларнинг кетма-кетлик қатори.

λ тўлқин узунлиги ўрнига $\nu = c/\lambda$ частотани қўйиб, Бальмер формуласини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \tilde{R}\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right),$$

бу ерда $\tilde{R}$ — доимий сон. Амалий спектроскопияда ν ўрнига $N = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda}$ катталик ёзилади. *Тўлқин сони* деб аталувчи бу катталик 1 см масофага тайинли узунликдаги тўлқинлардан қанчаси жойлашишини кўрсатади. Шундай қилиб, Бальмер формуласи қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$N = \frac{1}{\lambda} = \frac{\tilde{R}}{c}\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right) = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right), \qquad (205.1)$$

бу ерда $m = 3, 4, 5, 6$. Бу ердаги R катталик b доимий сонга $R = \frac{4}{b}$ муносабат орқали боғланган.

Бальмер даврида водороднинг атиги 4 чизиғи маълум бўлиб, улар учун бу формула тўғри эди. Ҳозирги вақтда H нинг спектрнинг кўринувчан қисмида 30 тага яқин чизиғи маълум бўлиб, уларнинг частоталарини Бальмер формуласидаги m га 3, 4, 5, .. қийматларни бериб жуда катта аниқлик билан ҳисоблаб топиш мумкин. Ридберг доимийси деб аталадиган R доимийнинг ҳозирги замондаги қиймати $1{,}097677587 \cdot 10^5$ см$^{-1}$ га тенг. *Ридберг доимийсининг* қийматидаги рақамларнинг сони, бир томондан, ҳозирги замон спектроскопияси эришган аниқлик даражасини кўрсатса, иккинчи томондан, Бальмер формуласининг кузатиш натижалари билан қанчалик мос тушишини кўрсатади. Водород спектридаги Бальмер сериясининг тўлқин узунлик-

ларининг ўлчаб топилган қийматларини Бальмер формуласи бўйича ҳисоблаб топилган қийматлар билан солиштирадиган 38.1-жадвал Бальмер формуласининг аниқ эканлигини янада ишончли қилиб кўрсатади.

38.1- ж а д в а л

Водород спектридаги тўлқин узунлик ларининг ўлчаб топилган ва ҳисоблаб топилган қийм атлари

m	λ (ҳи с.), нм	λ (куз), нм	m	λ (ҳис.), нм	λ (куз), нм
3	656,280	656,280	18	369,159	369,156
4	486,138	486,133	19	368,686	368,683
5	434,051	434,047	20	368,284	368,281
6	410,178	410,174	21	367,938	367,936
7	397,011	397,007	22	367,639	367,636
8	388,909	388,905	23	367,380	367,376
9	383,543	383,539	24	367,151	367,148
10	379,793	379,790	25	366,950	366,947
11	377,067	377,063	26	366,772	366,768
12	375,017	375,015	27	366,613	366,610
13	373,440	373,437	28	366,441	366,468
14	372,197	372,194	29	366,344	366,341
15	371,201	371,197	30	366,229	366,226
16	370,389	370,386	31	366,125	366,122
17	369,719	369,715			

Бу жадвал Бальмер формуласи ўринли равишда топилган эмпирик формула эмас, балки атомлар ичидаги қандайдир қонуниятнинг ифодаси эканлигини яққол кўрсатади. Бу ишонч кейинроқ кашф қилинган ва спектрнинг ультрабинафша ва инфрақизил қисмларида жойлашган чизиқлари бунга ўхшаш формулаларга бўйсуниши билан тасдиқланди, бунда Лайман серияси (узоқ ультрабинафша соҳада)

$$N = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2}\right) \quad (m = 2,\ 3,\ 4) \tag{205.2}$$

формулага; Пашен серияси (яқин инфр акизил соҳада)

$$N = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2}\right) \quad (m = 4,\ 5,\ 6,\ 7,\ 8) \tag{205.3}$$

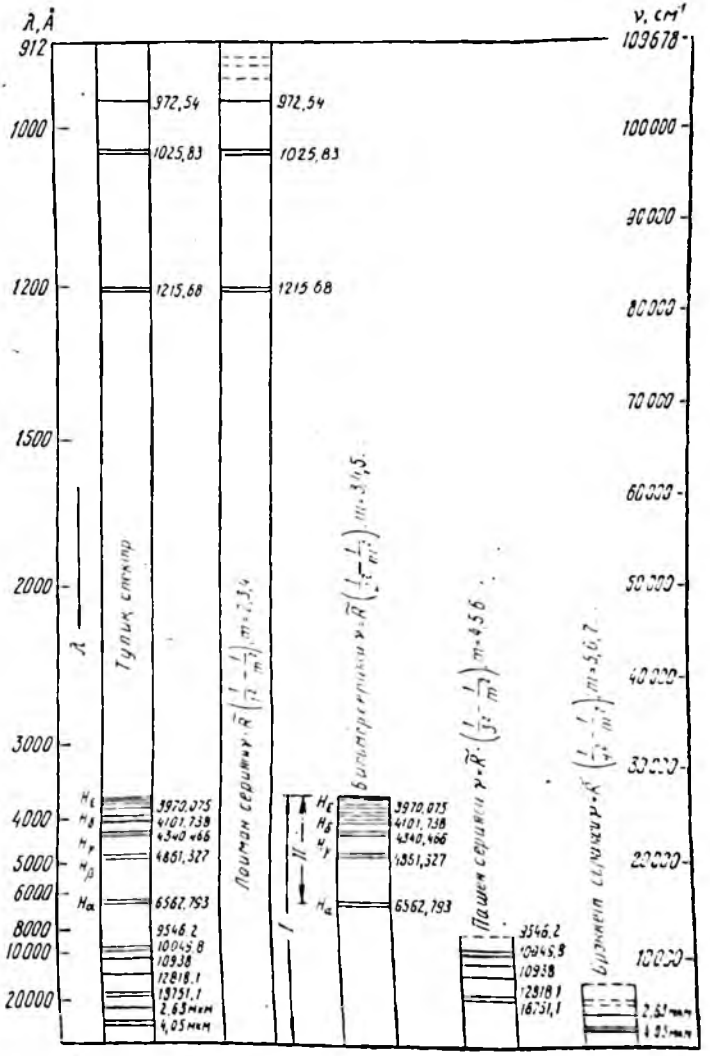
формулага; Брэккет серияси (узоқроқ инфрақизил соҳада)

$$N = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2}\right) \quad (m = 5,\ 6) \tag{205.4}$$

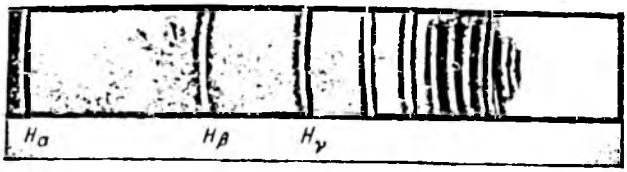
формулага; Пфунд серияси (янада узоқроқ инфрақизил соҳада)

$$N = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{m^2}\right) \quad (m = 6,\ 7)$$

формулага бўйсунади.



38.1-расм. Водород атоми спектрининг схематик тасвири: тўлиқ спектр ва айрим спектрал сериялар.



38.2- расм. Бальмер серияси чизиқларининг фотосурати.

Шундай қилиб, водород спектрининг ҳамма чизиқларини қуйидаги умумий формула орқали бирлашган бир қатор серияларга ажратиш мумкин экан:

$$N = R \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right), \qquad (205.5)$$

бу ерда $n = 1, 2, 3, 4, 5$, m — бутун сонлар бўлиб, $m > n$, R — юқорида айтиб ўтилган доимийнинг ўзи. n сони серияни белгилайди, m — шу сериянинг айрим чизиғини белгилайди. $n = 1$ бўлганда Лайман сериями, $n = 2$ бўлганда Бальмер сериями, $n = 3$ бўлганда Пашен сериями, $n = 4$ бўлганда Брэккет сериями, $n = 5$ бўлганда Пфунд сериями ҳосил бўлади. 38.1-расмда водороднинг тўлиқ спектри ва уни ажратиш мумкин бўлган айрим сериялар кўрсатилган. Ҳар бир серия қатор чизиқлардан иборат бўлиб, бу чизиқларнинг орасидаги масофа формулага мувофиқ қисқа тўлқинлар тарафга қараб камайиб боради.

Чизиқларнинг частоталари кўпайиб бориб маълум бир чегарага интилади, бу чегаранинг қийматини сериялар формуласидан топиш осон. Баъзан сериялар чегарасига катта частоталар томонидан ёндашган заиф *туташ* спектр кўринади. 38.2-расмда Бальмер сериями чизиқларининг фотосурати кўрсатилган..

Бальмернинг муваффақияти тадқиқотчилар диққатини бошқа моддалар спектрларида серияли боғланишларни топишга қаратди. Биринчи навбатда ишқорий металларнинг, кейинчалик эса ишқорий ер металларининг ва бошқа элементларнинг спектрлари ўрганиб чиқилди. Расшифровка қилиш қийин бўлишига қарамай, бу ерда ҳам сериялар топилди ва шуниси муҳимки, топилган формулалар водород сериями формуласига жуда ўхшайди. Фарқ α- ва β-каби тузатувчи ҳадларда бўлиб, бу ҳадларнинг водород учун қиймати нолга тенг:

$$N = R\left[\frac{1}{(n+\alpha)^2} + \frac{1}{(m+\beta)^2}\right]. \qquad (205.6)$$

Ҳар бир элементга бир неча шундай тузатувчи ҳадлар мос бўлиб, бу элементга хос бўлган барча сериями бу ҳадлар ёрдамида ифодалаш мумкин. Масалан, натрий учун бундай тузатмалар

—1,35, —0,87, —0,01 ва 0 га тенг бўлиб, натрийнинг маълум бўлган тўртта серияси қуйидаги кўринишда ифодаланади:

$$N = R\left(\frac{1}{(3-0,87)^2} - \frac{1}{(m-1,35)^2}\right),\ m = 4, 5, 6 \ldots$$

(равшан серия);

$$N = R\left(\frac{1}{(3-1,35)^2} - \frac{1}{(m-0,87)^2}\right),\ m = 3, 4, 5, \ldots$$

(бош серия);

$$N = R\left(\frac{1}{(3-0,87)^2} - \frac{1}{(m-0,01)^2}\right),\ m = 3, 4, 5, \ldots$$

(диффуз серия);

$$N = R\left(\frac{1}{(3-0,01)^2} - \frac{1}{m^2}\right),\ m = 4, 5, 6, \ldots$$

(фундаментал серия).

Шундай қилиб, ҳамма серияларда $n = 3$ эканлигини, m эса 3 дан кичик бўлмаган бутун сонлар қабул қилишини кўрамиз. Тузатувчи ҳадлар турли комбинацияларда кириши мумкин, лекин хаёлга келиши мумкин бўлган барча комбинацияларда эмас (танлаш қоидаси). R нинг қиймати Бальмер сериясидаги қийматга қарийб тенг.

Пухтароқ ўтказилган ўлчашлар R нинг қиймати атомнинг оғирлиги ортиши билан кўпайиб бориб, водород учун 109678 $см^{-1}$ га, энг оғир атомлар учун 109 737 $см^{-1}$ га тенг бўлишини кўрсатади, бунда хлор атомидан бошлаб R нинг ўсиши амалда сезилмайди. Хусусан, натрий учун $R_{Na} = 109\,735$ $см^{-1}$.

Ишқорий ва ишқорий ер металларининг ҳамда бошқа элементларнинг спектрлари водород спектрига қараганда анча мураккабдир. Спектрнинг бошқа мураккаб элементларда ҳам учрайдиган фарқлардан бири чизиқларнинг *мультиплетлик* характерига эга бўлишидир: чизиқлар частоталари яқин бўлган бир неча (икки, уч ва кўп) компонентлардан иборат бўлади. Айрим компонентларнинг частоталари ҳам маълум қонуниятларга бўйсунади. Бундай мураккаб спектрлардаги қонуниятларни топиш жуда қийин бўлиб, кўпинча фаросатлик ва зийракликка боғлиқ бўлиб қолар эди. Ридберг ва бошқаларнинг меҳнатлари туфайли айрим серияларни топиш ва ажратишга ёрдам берадиган баъзи қоидалар аниқланди. Ҳозирги вақтда атом назарияси кўпгина шундай қоидаларни асослаб берди. Хусусан, чизиқнинг қайси серияга тегишли эканлигини унинг магнит майдонида аномал ажралиш характерига қараб аниқлаш мумкин (қ. 172-§).

Ридбергнинг текширишлари (1890 й.) R доимийнинг универсаллигини ва айрим частоталарни юқорида кўрсатилган типдаги икки ҳадли формулалар, яъни икки ҳад (*термлар*) айирмаси сифатида ифодалаш мумкин эканлигини кўрсатди. Бундан ташқари, турли

термлар (α- ва β-га боғлиқ бўлган) жуфтлашиб, комбинация тузиб, янги сериялар вужудга келтириши мумкин экан (*Ритцнинг комбинацион принципи*, 1908 й.). Шундай қилиб, *термнинг ўзигина физик маънога эга* эканлиги маълум бўлди. Атомнинг хусусиятлари сериялар формулаларидаги тузатувчи ҳадларда ва чизиқларнинг (аниқроғи ҳадларнинг) мультиплетлигида кўринади.

Сериялар қонуниятларининг аниқланиши, сериялар ўртасидаги боғланиш (Ритц принципи), Ридберг доимийсининг универсаллиги каби фактларнинг ҳаммаси кашф қилинган қонунларда чуқур физик маъно бор эканлигини кўрсатади. Шунга қарамай бу қонунлар асосида атомларнинг шу қонуниятларга сабабчи бўлган ички механизмини тушуниш бўйича қилинган уринишлар узил-кесил муваффақиятсизликка учради. Ҳар бир серияни айни бир механизм вужудга келтираётгани аниқ эди. Шу билан бирга водород атомидек содда атомнинг бир қатор частотали нурланишга эга эканлигини тасаввур қилиш қийин эди. Албатта, қатор тебранишларни вужудга келтирадиган механик нурлантиргичларнинг турли, масалан, тор сингари, типлари маълум бўлган. Лекин бундай нурлантиргичнинг спектри асосий частотатадан ва асосий частотага бутун карралн бўлган частоталардан иборат обертонлардан ташкил топиб, улар ўртасида спектрал сериялардаги қонуниятларга ўхшаш қонуниятлар йўқ. Спектрал сериялар формулаларига ўхшаш формулалар билан боғланган частоталар нурлантирувчи нурлантиргичларни ўйлаб топишга уринib ҳам кўрилган (Ритц, маҳкамланган мембраналар). Лекин бу уринишлар ҳам муваффақиятсиз бўлди. Ритц спектрал сериялариинг қонунларини тебранувчи системаларнинг классик қонунлари воситасида изоҳлаб бериш мумкин эмаслигини кўрсатиб берди.

Ҳақиқатан ҳам, бу масалани 1913 йилда Бор атомлардаги қонуниятларни изоҳлаш учун *квантлар назариясини* қўллаш орқали ҳал қилди, шундай қилиб, макроскопик ҳодисаларда топилган классик қонунлар атомларнинг тузилишини изоҳлашга яроқли эмас экан.

206-§. Атомнинг Ж. Ж. Томсон ва Резерфорд таклиф этган моделлари

Бизнинг оптик ҳодисалар ҳақидаги маълумотларимизнинг жаъми ва даставвал Зееман эффекти ёруғликнинг нурлантирилишида атом таркибига кирган электронлар қатнашадиган процесслар сабабчи эканлигидан далолат беради.

Яккаланган атом чиқараётган чизиқ-чизиқ спектрларни изоҳлаш учун нурлантирувчи атомдаги электрон (тахминан) гармоник тебранишлар қилади деб фараз қилсак, классик қонунларга мувофиқ гармоник тебранишлар қарийб монохроматик бўлган нурланишга сабабчи бўлади. Шунинг учун атом спектрларининг кўринишига қараб атомнинг шундай тузилишини тахмин қилиш мумкин-

ки, бунда атом таркибидаги электронлар гармоник тебранма ҳаракат қилади, яъни мувозанат ҳолати атрофида $f = -kx$ кўринишдаги квазиэластик куч ёрдамида тутиб турилади, бу ерда k — доимий, x эса электроннинг мувозанат ҳолатидан четланишини кўрсатади.

Нуқтавий электр зарядларининг ўзаро таъсирлашиш қонунига (Кулон қонунига) асосланиб, атомнинг юқорида айтилган талабларга жавоб берадиган моделини тасаввур қилиш мумкин эди. Ж. Ж. Томсон (1903 й.) таклиф қилган моделига кўра, атом мусбат электр заряди билан текис тўлдирилган сфера бўлиб, бу сферанинг ичида электрон жойлашган бўлади. Агар электроннинг заряди сферанинг мусбат зарядига тенг бўлса, бундай атом нейтрал бўлади, электрон силжиганда унга таъсир қиладиган куч квазиэластик куч қонунига бўйсунади.

Атомларнинг нурланиш ва ютиш спектрларидаги серия қонуниятларини изоҳлаш учун қилинган уринишлар, шунингдек, иссиқлик нурланиши, фотоэффект ва қатор бошқа ҳодисаларни текшириш натижаларини (қ. XXXII—XXXVI боб) анализ қилиш микросистемаларнинг, яъни атом, молекула ва ҳоказоларнинг характерини бошқарувчи қонунлар ҳақидаги тасаввурларни тубдан қайта кўриб чиқишга олиб келди ва бутун физика учун жуда катта аҳамиятга эга бўлди. Шу ҳисобдан квант назариясининг барпо бўлиш процесси жуда қизиқарли бўлиб, кейинги параграфларда (қ. 207—209-§) спектроскопияда квантлар ғоясининг ривожланишидаги асосий босқичлар кўриб ўтилади. Лекин Томсон модели спектрал қонуниятларни изоҳлашга бутунлай яроқсиз бўлиб чиқди. Унинг устига, Томсоннинг мусбат ва манфий зарядларнинг атомдаги тақсимотига оид мулоҳазалари ҳеч қандай бевосита тажрибага асосланмаган. Шунинг учун атом ичидаги соҳада зарядларнинг тақсимотини аниқлаш мақсадида атомнинг ички соҳаларини тажриба йўли билан бевосита синаб кўришни илгари ташланган муҳим қадам деб ҳисобласак бўлади.

Бунга дастлаб Ленард (1903 й.) уриниб кўрган; у тез электронларнинг моддий жисмлар орқали ўтишини ўрганган ва атомни ҳажм бўйича текис тақсимланган зарядли моддадан ташкил топган деб эмас, балки тўрсимон тузилишга эга деб тасаввур қилиш керак, деган хулосага келди. Кейинроқ (1913 й.) Резерфорд ҳам атомнинг «ичкарисини» қудратлироқ воситалар билан ўрганиб юқорида айтиб ўтилгандек хулосаларга келди, лекин бу хулосалар асосланган ва миқдорий жиҳатдан аниқланган хулосалар эди.

Резерфорд атомни синаб кўриш учун зонд сифатида α-зарралардан фойдаланди; α-зарралар мураккаб атомларнинг радиоактив парчаланиши натижасида чиқадиган атом оғирлиги 4 га ва иккн карра элементар зарядга эга бўлган тез учаётган гелий ионларидир. α-зарралар катта тезлик (ёруғлик тезлигининг 1/15 қисмига тенг тезлик) билан учаётган қиёсан оғир (уларнинг атом оғирлиги 4 га тенг, яъни массаси $6{,}65 \cdot 10^{-24}$ г) зарралар бўлгани учун айрим

α-зарраларнинг кинетик энергияси жуда катта бўлади. Бу ҳол тажрибада алоҳида α-зарраларни бевосита кузатишга имкон беради. Ҳақиқатан ҳам, шундай кузатишларнинг бир неча усули бор. Улардан энг соддаси *сцинтилляциялар методи* бўлиб, бу метод α-зарраларнинг фосфоресценцияловчи экранга урилганда лупа ёрдамида кузатиш учун етарли даражада ёркин бўлган чақнаш пайдо қилиш хусусиятига асосланган. Вильсон камерасида α-зарранинг йўлини тор туман дастаси сифатида бевосита кузатиш мумкин.

Резерфорд алоҳида α-зарраларни кузатиш имкониятидан фойдаланиб (сцинтилляциялар методидан фойдаланиб), α-зарралар бирор модда қатламидан ўтганда уларнинг учиш йўналиши қандай ўзгаришини (α-зарраларнинг сочилишини) текширди.

α-зарра модда орқали ўтаётганда унинг атом таркибидаги зарядлар билан ўзаро таъсирлашиши натижасида учиш йўналиши ўзгаради. Бунда α-зарра электрон билан тўқнашганда унинг траекторияси кўп ўзгармаслиги керак, чунки α-зарранинг массаси электроннинг массасидан тахминан 7000 марта катта; α-зарра билан тўқнашган электрон унинг йўлини сезиларли ўзгартирмай, ўзи анча масофага силжийди. Аксинча, атомнинг мусбат зарядланган қисми билан тўқнашганда α-зарранинг ҳаракат йўналиши кўп ўзгариши мумкин.

Резерфорд тажрибаларидан α-зарраларнинг кичик бурчакларга оғишидан ташқари, улар траекториясининг бирдан бурилишига, хусусий ҳолда эса ҳатто орқага буриб юборилишига олиб келадиган тўқнашишлар кам эмас эканлиги кўринади. Резерфорд ва унинг ҳамкорлари, биринчи навбатда Чэдвик α-зарраларнинг сочилиш қонунларини пухта ва аниқ текшириб, атомнинг мусбат заряди унинг ядро деб аталган жуда кичик қисмида жойлашган бўлиб, ядронинг ўлчамлари 10^{-12} см дан катта эмас деган хулосага келди.

Шундай қилиб, Томсон моделидан (мусбат сфера атомнинг ўлчамларига тенг) фойдаланиш мумкин эмаслиги ва Z электронга эга бўлган атомни марказида заряди Ze га тенг мусбат зарядланган ядро, ядронинг атрофида атомнинг ҳажми бўйича тақсимланган электронлар жойлашган система (зарядлар системаси) сифатида тасаввур қилиш кераклиги исбот қилинди. Яхшиси *атомнинг* ўлчамлари унинг таркибига кирган электронлар жойлашган соҳанинг ўлчамларига тенг деб ҳисоблаш маъқул бўлади. Агар зарядлар қўзғалмас бўлса, бундай зарядлар системаси турғун мувозанатда бўлиши мумкин эмас (электростатиканинг умумий қоидаси). Шунинг учун электронлар марказий ядро атрофида қуёш системасидаги планеталар каби берк траекториялар бўйича ҳаракат қилади деб тахмин қилиш мумкин. Шундай қилиб, *Резерфорднинг атомнинг ядро модели* барпо бўлиб, ҳозирги замон тасаввурлари нуқтаи назаридан зарядларнинг на жойлашиши, на траекториялари тўғрисида аниқ бир нарса дея олмасак ҳам, бу модель ҳозиргача ўз аҳамиятини йўқотгани йўқ.

207-§. Бор постулатлари

Резерфорд таклиф қилган модель α-зарраларнинг сочилишига доир тажрибалардан олинган мустаҳкам экспериментал маълумотларга асосланган бўлиб, бу тажрибаларни изоҳлаб бериш зарурлиги аён бўлса керак. Бироқ, бу модель спектрал қонуниятларни изоҳлаб бера олмаганидан ташқари, бундай моделдаги процесслар механика ва электродинамиканинг классик қонунларига асосан таърифланганда атомнинг монохроматик нурланиш чиқаришини ҳам изоҳлаб бера олмайди.

Ҳақиқатан ҳам, электронларнинг айланалар ёки умуман эгри чизиқли орбиталар бўйича қилган ҳаракати тезланувчан ҳаракат бўлади ва электродинамика қонунларига мувофиқ, бундай ҳаракат бўлаётганда мос частотали ёруғлик нурланиши керак. Электрон айлана бўйича текис ҳаракат қилган хусусий ҳолда нурланиш частотаси айланиш частотасига тенг бўлади; мураккаброқ даврий ҳаракатларда нурланишни Фурье теоремасига мувофиқ монохроматик компонентлар қатори орқали ифодалаш мумкин. Лекин бундай, масалан, айлана бўйича бўладиган ҳаракатда нурланиш ҳисобига атом системасининг энергияси камаяди ва шу билан бирга электроннинг ядро марказигача бўлган масофаси, демак, айланиш даври ҳам камаяди. Шундай қилиб, айланиш частотаси, демак, нурланиш частотаси узлуксиз ортади: атом узлуксиз спектр нурлантиради; шу вақтнинг ўзида электрон ядрога яқинлашади ва секундининг жуда кам қисми давомида ядрога қулайди, натижада атом система сифатида йўқолади.

Демак, классик электродинамика қонунларига биноан, Резерфорд атоми турғун бўлмаслиги ва мавжуд бўлган вақт давомида узлуксиз спектр нурлантириши керак. Бу иккала хулоса ҳам тажрибага хилофдир.

Юқорида айтилгандек бу қийинчиликни енгиш йўлини Бор кўрсатиб берди; Бор атомга классик электродинамика қонунларини қўллашдан воз кечган. Бор Планкнинг квантлар назарияси ғояларига асосланиб, Резерфорд моделини шу янги тасаввурлар нуқтаи назаридан талқин этишга уринди кўрди. Лекин Планк назарияси классик электродинамикани элементар осцилляторга қўллаш мумкин эмаслигини исбот қилиш билан бирга, ҳали унинг ўрнига яхши ишлаб чиқилган квантлар назариясини таклиф қилган эмас эди. Шунинг учун Бор ҳам Резерфорд атомидаги мураккаб масаланинг янги физика қонуниларидан изчиллик билан фойдаланилганда келиб чиқадиган ечимини бера олмади. Бор янги назария руҳидаги баъзи фикрларни постулатлар сифатида ифодалашга мажбур бўлиб, бу постулатлардан фойдаланиш йўлини бир оз рационал асослаб бера олмади. Лекин мукаммал эмаслиги олдиндан маълум бўлган мана шу йўлда шунчалик ажойиб натижаларга эришилдики, оқибатда Борнинг ғояси тўғри эканлиги равшан бўлиб қолди.

Квантлар назариясининг келгуси ривожланиши натижасида квантлар механикаси ва квантлар электродинамикаси ишлаб чиқилиб, улар ёрдамида Бор постулатлари шу назарияларнинг оқибати сифатида келтириб чиқарилди.

Бор Резерфорд атоми ҳолида классик электродинамика талаб қилаётган узлуксиз нурланиш бўлмайди деб тахмин қилиб, Планкнинг ғояларини умумлаштирди. Бундай атомнинг чизиқ-чизиқ спектрларини изоҳлаш учун атом системаси нурларни макроскопик тасаввурлар бўйича чиқармайди деб, шунинг учун бу тасаввурлар ёрдамида нурланиш частотасини аниқлаш мумкин эмас деб тахмин қилиш керак. Бор нурланиш ν частотага эга бўлиб, уни *частотага тегишли қуйидаги шарт* орқали ифодалаш мумкин, деб тахмин қилган:

$$h\nu = E_m - E_n, \qquad (207.1)$$

бу ерда E_m ва E_n — системанинг нурланишдан олдинги ва кейинги энергиялари. Шундай қилиб, нурланишнинг ν частотаси атом системасидаги ҳаракатларнинг ҳеч бир частотаси билан боғланмаган.

Бу қонунга асосланиб, спектрлар нурланишнинг классик назариясида қабул қилинганча атомдаги зарраларнинг ҳаракат манзарасини кўрсатмай, балки атомларда бўладиган турли процессларда энергиянинг ўзгариши тўғрисида маълумот берар экан, деган хулоса чиқариш мумкин. Шу нуқтаи назардан спектрал чизиқларнинг дискрет характерга эга бўлиши энергиянинг атомнинг махсус ҳолатларига мос бўлган маълум дискрет қийматлари бор эканлигини билдиради. Бу ҳолатларни *стационар* ҳолатлар деб айтиш тўғрироқ бўлади, чунки атом ҳар бир шундай ҳолатда маълум вақт давомида бўлиб, шу ҳолатдан чиққанда бошқа стационар ҳолатга ўтади ва ўз энергиясини чекли миқдорда ўзгартиради.

Бор юқорида айтиб ўтилган фикрларни иккита постулат сифатида таърифлаб берган:

1) атом маълум ҳолатлар билан характерланиб, ҳатто атомдаги зарядли зарралар оддий электродинамика қонунларига биноан нурланишга олиб келадиган ўзаро ҳаракатда қатнашса ҳам, атом бу ҳолатларда нур чиқармайди. Бу ҳолатларни кўрилаётган системанинг *стационар ҳолатлари* деб аташ мумкин;

2) нурланиш чиқариш ёки ютиш атомнинг бир стационар ҳолатдан иккинчи стационар ҳолатга ўтишига мос бўлиши керак. Бундай ўтишларда монохроматик нурланиш чиқарилиб (ёки ютилиб), унинг частотаси қуйидаги муносабат орқали аниқланади:

$$h\nu = E_m - E_n,$$

бу ерда E_m ва E_n — системанинг биринчи ва иккинчи стационар ҳолатлардаги энергияси.

Бор постулатлари жуда катта аҳамиятга эга бўлган, чунки юқорида айтиб ўтилган жуда кўп спектроскопик материални ва биринчи навбатда водород атомининг спектрини шу постулатлар асосида системага солишга муваффақ бўлинди.

208-§. Водород атоми

Резерфорднинг фикрича водород атоми атом оғирлиги 1 га ва заряди $+e$ га тенг (протон) ядродан ва унинг атрофида айланаётган электрондан иборат бўлиб, электрон ядронинг атрофида Кулоннинг электростатик тортишиш кучи таъсирида тутиб турилади. Механика қонунларидан фойдаланиб, электрон фокусида протон ётган эллиптик орбита бўйича ҳаракат қилиши кераклигини ҳисоблаб чиқариш қийин эмас. Бундай системанинг энергияси $E = -e^2/2a$ га тенг бўлади (қ. 243-машқ), бу ерда a — эллипснинг катта ярим ўқи; электроннинг орбитаси бўйича айланиш частотаси (ω) қуйидаги* муносабатдан топилади:

$$\omega^2 = \frac{2|E|^3}{\pi^2 \mu e^4}, \qquad (208.1)$$

бу ерда μ — электроннинг массаси.

Бу системанинг энергияси эллипснинг эксцентриситетига боғлиқ бўлмагани учун, шу формулаларнинг ўзи диаметри $2a$ га тенг бўлган айлана шаклидаги орбита учун ҳам тўғридир. Ҳисобларда протоннинг массаси электроннинг массасидан чексиз катта деб олинади, натижада протонни қўзғалмас деса бўлади. Бундан ташқари, электрон массасининг тезликка боғлиқ эканлиги ҳам ҳисобга олинмайди. Водород атомининг спектри Бальмер — Ридберг бўйича қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\nu = cR(1/n^2 - 1/m^2) = cR/n^2 - cR/m^2.$$

(205.5) билан солиштиринг, бу ерда c — ёруғлик тезлиги. Бу ифодани Борнинг частоталарга оид

$$\nu = E_m/h - E_n/h$$

(207.1) шарти билан солиштириб, стационар ҳолатларнинг E_n ва E_m энергиялари

$$-E_n = hRc/n^2 \qquad -E_m = hRc/m^2$$

муносабатлар билан ифодаланишини топамиз. Шундай қилиб, сериялар формулаларидаги термлар атомнинг стационар ҳолатларининг энергияси билан боғланиб, маълум физик маънога эга бўлиб

* Бу ерда ω — бурчак частотасини эмас, балки оддий частотани кўрсатади. Биз бу белгини одатланилган ν нинг ўрнига уни квантлар назариясидан нуқтаи назаридан ҳисобланган частотадан фарқ қилиш учун киритдик.

қолди. Ритцнинг комбинацион принципи эса Борнинг иккинчи постулатининг табиий оқибати бўлиб қолди.

Атом m-стационар ҳолатдан n-стационар ҳолатга ўтаётганда чиқадиган *ёруғликнинг* ν *частотаси* электроннинг на биринчи ҳолатидаги, на иккинчи ҳолатидаги *айланиш частотасига* тенг эмаслигини яна бир марта эслатиб ўтамиз. Ҳақиқатан ҳам,

$$\omega_n^2 = \frac{2h^3 R^3 c^3}{\pi^2 \mu e^4 n^6} \text{ ва } \omega_m^2 = \frac{2h^3 R^3 c^3}{\pi^2 \mu e^4 m^6}$$

миқдорлар, умуман айтганда, m-ҳолатдан n-ҳолатга ўтишнинг $\nu_{m,n}$ частотасидан фарқ қилади.

Стационар ҳолатлар постулатига мувофиқ, E энергия дискрет қийматларга эга бўлиши керак ва масала бу қийматларни аниқлашдан иборат. Лекин атомлардаги процессларни бошқарувчи қонунларни билмай туриб, бу стационар ҳолатларни аниқлаш мумкин эмас, чунки оддий механика $E=-e^2/2a$ формулага мувофиқ энергиянинг истаган қийматига олиб келади ва электрон орбитасининг диаметри истаган қийматлар қабул қилиши мумкин. Борнинг дастлабки ишларида қилингандек, электрон орбитасининг қийматларини чегараловчи баъзи махсус қўшимча квант шартларини киритиш мумкин; лекин Бор кўрсатиб берган бошқа умумийроқ йўл билан бориш ҳам мумкин.

Планк назариясининг натижаларини муҳокама қилганда бу назария узун тўлқинлар (кичик частоталар) соҳасида классик назариядан чиқадиган хулосаларга келтириши ҳақида гапириб ўтган эдик. Атом системаси ҳолида ҳам шундай ўхшашликни топиш табиий бўлар эди. n нинг қийматлари катта бўлганда $(n+1)$-стационар ҳолатдан n-ҳолатга ўтишда узун тўлқинлар (кичик частоталар) нурлантирилиши қуйидаги формуладан кўринади:

$$\nu_{n+1,n} = Rc\left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2}\right].$$

Агар n бирдан анча катта бўлса, у ҳолда тахминан

$$\nu_{n+1,n} = 2Rc/n^3$$

деб ёзиш мумкин. Бу узун тўлқинлар соҳасида нурлантирилаётган ёруғлик частотасининг квантлар назарияси бўйича ҳисоблаб топилган қиймати билан классик усуллар бўйича топилган қиймати, яъни электроннинг айланиш частотаси бир хил бўлиши мумкин. Электроннинг айланиш частотасининг қиймати иккала стационар ҳолатда бир хил бўлади (чунки $n \gg 1$):

$$\omega_n^2 \approx \omega_{n+1}^2 = \frac{2h^3 R^3 c^3}{\pi^2 \mu e^4 n^6}. \qquad (208.2)$$

Юқорида айтилганга мувофиқ, частотанинг квантлар назариясидан ва классик назариядан топилган ифодаларини тенглаштириб қуйидагини топамиз:

$$\frac{4R^2c^2}{n^6} = \frac{2h^3R^3c^3}{\pi^2\mu e^4 n^6}, \qquad (208.3)$$

бундан

$$R = \frac{2\pi^2\mu e^4}{ch^3}. \qquad (208.4)$$

Шундай қилиб, паст частоталар соҳасида Бор постулатлари ва классик назария асосида бажарилган ҳисоб натижаларининг бир хил бўлиши мумкинлиги ҳақидаги фараз Ридберг доимийсини атомнинг универсал доимийлари орқали ифодалашга ва водороднинг спектрал формуласини Бор постулатлари ёрдамида қуйидаги кўринишда ифодалашга имкон берди:

$$N = \frac{E_m - E_n}{hc} = R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) = \frac{2\pi^2\mu e^4}{ch^3}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right). \qquad (208.5)$$

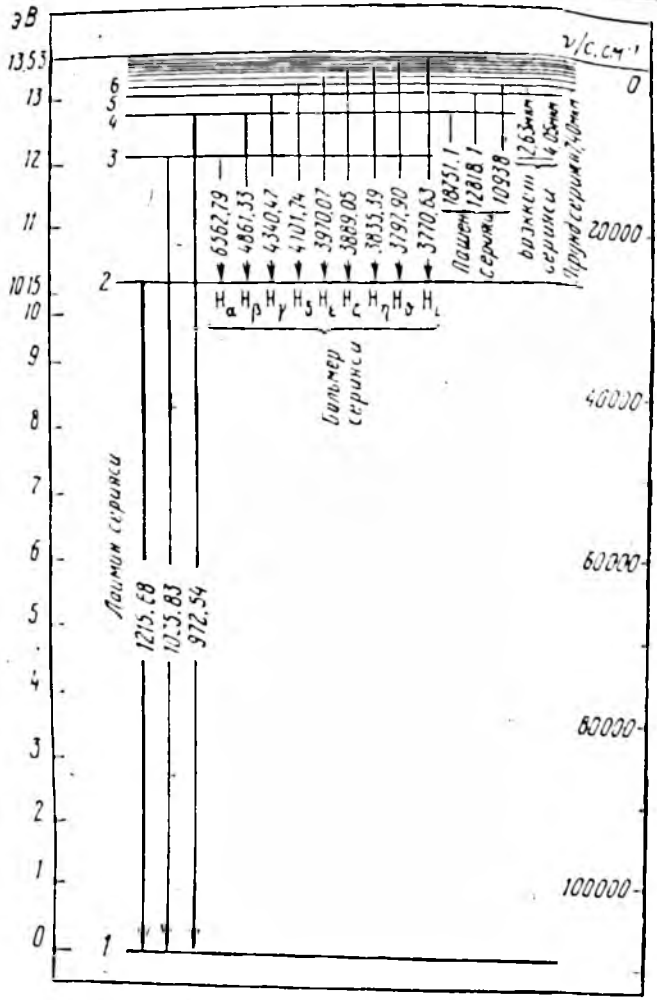
Бу ерга μ, e, c ва h ларнинг қийматларини қўйиб, $R = 1{,}097 \cdot 10^5$ $см^{-1}$ эканини топамиз, бу қиймат R нинг тажрибада топилган $R = 109678$ $см^{-1}$ қийматига яхши тўғри келади.

Шундай қилиб, юқорида айтилган каби мулоҳазалар орқасида Бор соннли натижалари кузатиш натижаларига яхши тўғри келадиган формула келтириб чиқара олди.

Квант ва классик назариялар ўртасида мослик ўрнатишнинг Бор томонидан қўлланилган усули *мослик принципига* асос бўлиб, бу принцип атомнинг квант назарияси ривожланишининг биринчи босқичида муҳим роль ўйнади.

Шундай қилиб, Бор усули жуда катта спектроскопик материални ва биринчи навбатда водород атоми спектрини батафсил изоҳлаб беришга имкон яратди. Спектрал чизиқларнинг частоталари атомнинг стационар ҳолатларининг энергиялари билан боғланди. 38.3-расмда кўрсатилган схемада шундай энергетик сатҳларнинг тўплами мос сатҳлар орасидаги вертикал масофалар чиқарилаётган спектрал чизиқларнинг частоталарига тўғри келадиган масштабда чизилган. Ўтишлар схемасида кўрсатилган сонлар тўлқин узунликларининг $\mathring{A} = 10^{-8}$ см ҳисобида ифодаланган қийматларини кўрсатади.

Бу схемада Лайман серияси юқори сатҳлардан биридан асосий сатҳга, яъни энергия запаси минимал бўлган сатҳга ўтишга, Бальмер серияси юқори сатҳлардан иккинчи сатҳга ўтишга мос келиши ва ҳоказолар кўринади. Ҳар бир серия учун ν нинг чегаравий (максимал) қиймати $m = \infty$ ($E_m = 0$) бўлган ҳолга, яъни бошланғич ҳолат электроннинг ядродан чексиз узоқлашган ёки электроннинг атомдан бутунлай ажралган ҳолатига мос келадиган ҳолга тўғри келади. Бундай ҳолат ионланиш ҳолати дейилади. Шундай қилиб, ионланиш энергияси $h\nu_\infty$ га тенг бўлиши керак; агар серия чегарасининг ν_∞ частотаси маълум бўлса, шу энергияни ҳисоблаб топиш мумкин.



38.3- расм. Водород атоми энергетик сатҳларининг схемаси.

Бундай ҳисоб натижалари ионланиш энергиясини бевосита ўлчаш натижаларига жуда қониқарли равишда тўғри келади. Атомдан ажралган электрон истаган $\mathcal{E}_{кин}$ кинетик энергияга эга бўлиши мумкин, шунинг учун бу электронни тутиб олган ион $h\nu_\infty + \mathcal{E}_{кин}$ га тенг энергия чиқариши керак. Демак, Борнинг иккинчи постулатига мувофиқ, қуйидаги частота нурлантирилади:

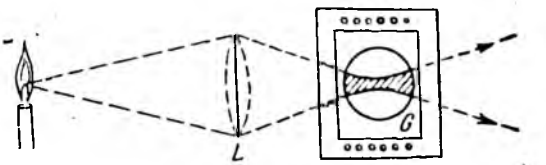
$$\nu = \frac{h\nu_\infty + \mathcal{E}_{кин}}{h} = \nu_\infty + \frac{\mathcal{E}_{кин}}{h}. \qquad (208.6)$$

Бошқача қилиб айтганда, бундай шароитда частотаси серия чизарасидан *исталган* $\mathcal{E}_{кин}/h$ миқдорда ортиқ бўлган частотали нурланиш бўлиши мумкин. Шундай қилиб, тажрибада кузатилгандай, нурланиш серия чегарасига яқинлашган туташ спектр ҳосил қилиши керак.

209-§. Резонанс нурланиш

Буғ ёки газ атомлари монохроматик ёруғлик ютаётганда бу атомлар энергиянинг маълум запасига эга бўлади. Бундай таъсир натижасида атом қандай ҳолатда бўлишини текшириш учун Вуд (1904—1905 йиллар) бундай тажриба қилиб кўрган (38.4-расм). Ҳавоси сўриб олинган G баллон ичига металл натрий парчаси қўйилиб, баллон натрий буғлари билан тўлгунча қиздирилган. Ош тузини киритиш натижасида натрийнинг D_1 ва D_2 сариқ чизиқларини интенсив равишда чиқараётган горелканинг ёруғлиги L линза ёрдамида G идишга туширилган. Идишга тушаётган ёруғликнинг йўлида турган буғлар сариқ нур чиқарган; бу нурлар спектроскопик усулда текширилганда унинг натрий спектри учун хос сариқ чизиқлардан ($\lambda_{D_1} = 589{,}6$ нм, $\lambda_{D_2} = 589{,}0$ нм) иборат эканлиги аниқланди. Идиш температураси кўтарилганда, яъни буғ зичлиги кўпайганда ёруғланиш нурлари кираётган жойга тортилиб юпқа сирт қатламининг ёруғланишига айланиб қолади. Бундай бўлишига натрий буғининг зичлиги ортгани сари D_1 ва D_2 чизиқларнинг кўпроқ ютилиши сабаб бўлиб, натижада уйғотувчи ёруғлик идишнинг ички соҳаларига ўтмай қўяди. Бунда иккала D_1 ва D_2 чизиқ қўшилиб кетади.

Вуд худди шундай ҳодисани симоб буғларида ҳам кузатган бўлиб, бунда уйғотувчи ёруғлик симобнинг тўлқин узунлиги $\lambda = 253{,}7$ нм га тенг нурланиши бўлган. Албатта, буғ солинган идиш кварцдан ясалиши ва уйғотиш манбаи симоб чизиғи бўлиб, бу чизиқ симобли кварц лампадан чиқиши, лампа эса уйғотувчи $\lambda = 253{,}7$ нм чизиқ етарли даражада кескин ва интенсив бўладиган шароитларда ёниши керак (бундай шароитларда разряднинг чет қисмларида тўпланиб қолган симоб буғларининг совуқ қатламлари уйғотувчи чизиқни ютмайди). Симобнинг $\lambda = 185{,}0$ нм ли иккинчи чизиқ чиқаришини ҳам кузатиш мумкин, лекин бу чизиқ кучлироқ ютилгани учун уни кузатиш анча қийин бўлади.



38.4-расм. Натрий буғларининг резонанс уйғотилишини кузатишга бағишланган тажрибаларнинг схемаси.

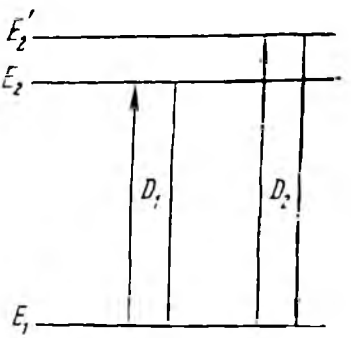
Кейинчалик бу кузатишлар бошқа элементлар устида ҳам ўтказилган; тажрибани истаган модда билан ўтказиш мумкин эканлиги шубҳасиз, лекин мос уйғотувчи манбани танлаш қийинлиги ва шу моддага мос чизиқларнинг кучли равишда ютилиши сабабли бундай тажрибани амалга ошириш жуда қийин бўлиб қолиши мумкин.

Тажрибада юз берган бу ҳодиса *резонанс нурланиш* деб аталган бўлиб, унинг сабаблари уйғотувчи ёруғлик ва уйғотилаётган атомларнинг резонанси (даврларнинг тенглашиши) ҳақидаги классик тасаввурларга асосланган. Бундай резонанс натижасида атом кучли тебранма ҳаракатга келади ва мос нурланишнинг мустақил манбаи бўлиб қолади. Ютаётган атом ўз энергиясини атрофдаги атомларга ўзининг тебраниш амплитудаси етарли катта қийматга эга бўлишидан олдинроқ, яъни унинг резонанс нурланиши кузатиладиган катталикка етишидан олдинроқ узатиши мумкин бўлган ҳоллар ҳам учрайди. Бу ҳолда резонанс нурланиш юз бермайди ва ёруғликнинг ютилиш эффекти бутун газнинг исишидан иборат бўлади. Бундай ҳодисалар атрофдаги атомлар ўртасида кучли ўзаро таъсирлашиш мавжуд бўлган, масалан буғнинг зичлиги катта бўлган ёки буғга етарли зичликка эга бўлган бошқа газ қўшилган ҳолда юз бериши аниқдир. Ҳақиқатан ҳам, бу шароитда ёруғланиш анча сусаяди ёки ҳатто бутунлай йўқолади (ёруғланишнинг *ўчирилиши*). Масалан, симоб устунининг 0,001 мм га тенг босимда яхши резонанс ёруғланиши берадиган симоб буғларига босими 0,2 мм сим. устунига тенг водород қўшилса, ёруғланишнинг интенсивлиги икки баравар камаяди; водороднинг босими кўпроқ бўлса, ёруғланиш мос равишда кўпроқ сусаяди. Бошқа газларнинг қўшилмалари ҳам худди шундай таъсир қилади, бироқ бу газларнинг ёругланишни икки баравар сусайтириш учун зарур бўлган миқдори, қуйидаги жадвалда келтирилган маълумотларда кўрсатилганча, қўшилаётган газнинг табиатига боғлиқ бўлади.

Газ	H_2	O_2	CO_2	H_2O	Ar	He
Симобнинг резонанс ёруғланишини икки баравар сусайтириш учун қўшилган газнинг босими, сим. уст. мм лари ҳиссида	0,2	0,35	2	4	240	~760

Резонанс ёругланиш Бор назариясида классик тасаввурларга нараганда бошқача талқин этилади. ν частотали ёруғликнинг ютилиши атомга $h\nu$ миқдорда энергия берилишига мос келиб, натижада атом энергияси $E_2 = E_1 + h\nu$ га тенг бўлган уйғотилган ҳолатга ўтади, бу ерда E_1 — атомнинг дастлабки ҳолатидаги энергияси. Агар атом ўз ҳолига қўйилса, у энергияси камроқ ва шунинг учун

турғун бўлган дастлабки ҳолатга қайтади. Атом ўз энергиясининг ортиқчасини нурланиш сифатида чиқариб, бу нурланиш Борнинг иккинчи постулатига мувофиқ ν частотага эга бўлади, яъни резонанс нурланиш характерига эга бўлади. Натрийнинг резонанс нурланиши иккита чизиқдан иборат эканлиги натрий атомининг иккита дискрет, лекин энергия қиймати бўйича яқин бўлган уйғотилган ҳолатда бўлиши мумкин эканлигини кўрсатади (38.5-расм)



38.5-расм. Натрий атоми энергетик сатҳларининг нурланиш ва ютилишда дублетлар пайдо бўлишини тушунтирувчи схемаси.

Ёруғликни ютган атом бирор вақт давомида уйғонган ҳолатда бўлади. Текширишнинг турли усуллари ёрдамида шу вақтни аниқлаб олиш мумкин бўлди. Бу вақт тайинли бир атомнинг ҳар бир ҳолати учун ҳар хил ва, албатта, турли атомлар учун ҳар хил бўлади. Умуман олганда, бу вақт тахминан 10^{-8} с (баъзан бир оз кўп) бўлади. Айрим ҳолатларнинг турғунлиги шунчалик катта бўладики, атомлар бу ҳолатларда узоқроқ вақт давомида бўлади, атомларни бу ҳолатдан чиқишга бирор ташқи таъсир мажбур қилиши керак. Бундай ҳолатлар *метастабил ҳолатлар* деб аталади; одатда бу ҳолатлар ёруғлик нурланиши учун аҳамиятга эга эмас, чунки атомларнинг бу ҳолатдан ёруғлик нурлантириб чиқиши жуда кам бўлади. Лекин бундай ҳолатлар оралиқ ҳолатлардаги атомларнинг тўпланишига ёрдамлашиб ва атомларнинг янада катта энергияли ҳолатларга ўтиши учун зарур тўлқин узунликдаги ёруғликнинг ютилишига имкон бериб, билвосита муҳим роль ўйнайди. Шундай қилиб, атомнинг асосий ҳолатидан юқори ҳолатлар ўртасидаги ўтишларга мос чизиқларнинг ютилишини кузатиш мумкин бўлади. Турли-туман тажрибалар атомни *босқичли* уйғотиш имконияти, яъни иккита ҳар хил квантни кетма-кет ютиш орқали энергияни кетма-кет тўплаш имконияти бор эканлигини кўрсатди. Бунга ўхшаш бир қатор бошқа ҳодисалар ҳам топилган. Турли олимлар ўтказган бу тажрибалар нурланиш процессларининг Бор постулатлари асосида ишлаб чиқилган умумий манзарасига жуда яхши мос келди.

210-§. Уйғонган ҳолатнинг давом этиш вақти

Биз 158-§ да ёруғланиши ҳеч қандай галаёнловчи таъсирлар билан бузилмайдиган шароитда бўлган атомларнинг ёруғлик чиқа-

риши давом этадиган вақтни бевосита ўлчаш учун Вин томонидан ўтказилган тажрибалар ҳақида айтган эдик.

τ вақтнинг бу усул билан ўлчанган ва нурланиш интенсивлигининг қанча вақт давомида e марта камайишини кўрсатадиган қийматлари атомнинг $I = I_0 \exp(-t/\tau)$ экспоненциал қонун бўйича табиий сўниш ўлчови сифатида қабул қилинган. Бундан ташқари, барча уйғонган атомлар ўз нурланишини бевосита уйғонгандан сўнг бошлайди ва узлуксиз нурланади ва, демак, ёруғланиш умумий интенсивлигининг кузатилган камайиши ҳар бир атом нурланиши интенсивлигининг аста-секин камайишининг натижаси деб фараз қилинган эди.

Бор назарияси асосида ётган тасаввурларга мувофиқ, айрим атомнинг ёруғлик чиқариш ҳодисаси бирор стационар ҳолатдан бошқа стационар ҳолатга ўтиш натижасида бўлади, бунда атом бир ҳолатдан бошқасига ҳақиқатда бир онда ўтади, деб фараз қилинади. Шу нуқтаи назардан қараганда, ёруғланишнинг аста-секин сусайиши уйғонган атом бошқа стационар ҳолатга ўтиб нурланиш чиқармагунча ўша уйғонган ҳолатда бир қанча вақт давомида туришини билдиради. Атом бир ҳолатдан бошқа ҳолатга бир онда ўтиб, уйғонган ҳолатда бўлиш вақти бирмунча давом этиши мумкин.

Ёруглик чиқариш ҳодисаси радиоактив емирилиш ҳодисаси каби статистик процесс характерига эга. Ҳар бир уйғонган атом уйғонган ҳолатда қанча вақт бўлганидан қатъи назар маълум чиқариш эҳтимоллиги (α) билан характерланади. Бу ҳолда уйғонган атомлар сони вақт ўтиши билан қуйидаги қонунга мувофиқ ўзгариши керак:

$$n = n_0 \exp(-\alpha t), \qquad (210.1)$$

бу ерда n_0 — уйғонган атомларнинг $t = 0$ га тўғри келадиган бошланғич пайтдаги сони. Уйғонган ҳолатнинг давом этиш вақти ҳар хил атомлар учун турли бўлади, лекин уйғонган ҳолатнинг ўртача давом этиш вақти маълум $1/\alpha$ қийматга эга бўлади. Бу статистик катталик уйғонган ҳолат давом этиш вақтининг характеристикаси сифатида қабул қилинади ва $\tau = 1/\alpha$ билан белгиланади (қ. 241-машқ). Система нурланишининг интенсивлиги мавжуд бўлган уйғонган атомларнинг сонига пропорционал бўлгани учун нурланишнинг интенсивлиги ҳам экспоненциал, яъни $I = I_0 \exp(-t/\tau)$ қонун бўйича камайиши керак. Шундай қилиб, ёруғликнинг сакраш тарзида чиқиш тўғрисидаги тасаввурларга асосланиб, табиий сўнишнинг классик тасаввурлардан келиб чиққан қонунига ўхшаш қонунни топамиз. Лекин сўнишнинг классик процесси ҳар бир алоҳида атомни характерлагани ҳолда квантлар назариясида атомларнинг бутун тўплами учун статистик маънога эга бўлади.

Шундай қилиб, нурланиш процессининг классик нуқтаи назаридан ёки квант тасаввурлари нуқтаи назаридан қаралишига қараб, айни бир τ катталик атомдаги *нурланиш процессининг давом этиш вақтини* (нурланишнинг чўзилишини) ёки *атом уйғонган*

ҳалатининг давом этиш вақтини (нурланишнинг кечикишини) баҳолаш учун хизмат қилиши мумкин.

τ катталикни бевосита аниқлашнинг Вин усулидан бошқа усуллари ҳам бор.

211-§. Атомнинг квант назариясида радиацион процесслар. Планк формуласининг Эйнштейн усули билан чиқарилиши

Биз шу чоққача спектрал чизиқларнинг интенсивликларига тегишли қонуниятларни квантлар нуқтаи назаридан изоҳлашни муҳокама қилмаган эдик. Баъзи чиқариш ва ютиш чизиқлари частоталарининг бир хил бўлиш сабаби квантлар назариясида осонгинадир; бундай чизиқлар айни бир жуфт сатҳ ўртасидаги ўтишларга тааллуқли бўлиши керак. Лекин бирор частотали чизиқнинг ютилиш коэффициенти билан шундай частотали чиқариш чизиғининг интенсивлиги ўртасида алоқа бор ёки йўқ эканлиги тўғрисидаги саволга жавоб топилмаган. Тажриба айни бир атомнинг нурланиш спектридаги чизиқларнинг интенсивликлари ўнлаб ва юзлаб марта фарқ қилиб, бу фарқ ҳар хил манбаларда турлича эканлигини кўрсатади. Масалан, натрийли газ-разряд лампасининг спектрида сариқ D чизиқлардан ($\lambda = 589{,}0$ ва $589{,}6$ нм) ташқари жуда кўп бошқа чизиқлар ҳам бўлиб, газ горелкасининг алангасида асосан D чизиқлар юзага келади. Аксинча, интенсивликларининг нисбати ҳамма манбалар учун бир хил бўлган чизиқлар ҳам учрайди.

Эйнштейн 1916 йилда мувозанатдаги иссиқлик нурланиши проблемасини анализ қилиш муносабати билан Боринг квант назариясини ёрғуликнинг ютилиш ва чиқарилиш процессларининг миқдорий тавсифи билан тўлдирди. Эйнштейн киритган янги тушунча ва тасаввурлар ўз аҳамиятини ҳозирги кунда ҳам тўлиқ сақлаб қолган ҳамда чиқариш ва ютилиш чизиқларининг интенсивликларига оид кўпчилик масалаларни назарий анализ қилишнинг асоси бўлади.

Бир хил атомлардан ташкил топган газни кўриб чиқайлик. Бор постулатларига мувофиқ, ҳар бир атом стационар ҳолатларда бўлиб, бу ҳолатларни уларга мос ички энергиянинг ўсиш тартиби ($E_1, E_2, \ldots, E_i, \ldots$) бўйича номерлаб чиқамиз ($1, 2, \ldots, i, \ldots$). Атом ҳолидаги газни i-ҳолатда бўлган ва E_i энергияга эга бўлган атомларнинг ўртача N_i сони билан характерлаймиз. Атомларнинг бундай сони кўпинча i-сатҳнинг *бандлиги* дейилади.

Юқорида айтилганларга мувофиқ, атомнинг стационар ҳолатларининг энергияси маълум бўлса, Бор постулатлари ёрдамида спектрал чизиқларнинг частоталарини ҳисоблаш мумкин. Шу билан бирга, Бор постулатлари стационар ҳолатлар энергиясининг қийматлари билан атомларнинг ички тузилиши — электронларининг сони, уларнинг бир-бири билан ва ядро билан қиладиган ўзаро

таъсирлари ва ҳоказолар ўртасидаги боғланиш тўғрисидаги масалани аниқлаб бера олмади. Бу масала квант тасаввурларининг ривожланиши натижасида 20-йилларда вужудга келган квантлар механикасида ҳал қилинди.

Юқорида айтилганча, энергиянинг E_i қийматлари атомнинг ички тузилишига боғлиқ бўлиб, олдиндан берилган деб қабул қилинади. Бандликлар масаласига келганда гап бундай: улар атомга нисбатан ташқи бўлган шароитларга боғлиқ бўлади. Масалан, газ T температурада термодинамик мувозанат ҳолатида бўлса, у ҳолда бандликлар Больцман принципи орқали аниқланади:

$$N_i/N_j = (g_i/g_j)\ \exp\ [-(E_i - E_j)/kT], \qquad (211.1)$$

бу ерда g_i — *статистик оғирлик*, яъни i-ҳолатнинг карралиги*. Агар i-ҳолатнинг давом этиш τ_i вақти (қ. 210-§) ва атомларнинг вақт бирлигида i-ҳолатда уйғотиш актларининг W_i сони (яъни вақт бирлигидаги *уйғотиш эҳтимоллиги*) маълум бўлса, у ҳолда вақт ўтиши билан ўзгармайдиган мувозанатсиз шароитлар учун бандликларни ҳисоблаб топиш мумкин, яъни

$$N_i = W_i \tau_i. \qquad (211.2)$$

(211.2) муносабат уйғотиш актларининг сони (W_i) билан i-ҳолатдан чиқиш актларининг вақт бирлигидаги сони (N_i/τ_i) тенг эканлигини кўрсатади. W_i нинг катталиги атомни уйғотиш усулининг хусусиятларига боғлиқ. Бундай усуллар қаторига атомнинг газдаги разрядда электрон билан тўқнашиши натижасида илгариланма ҳаракат энергиясининг атомнинг ички эркинлик даражаларига узатилиши ёки атомнинг молекула диссоциацияланганда энергия қабул қилиши, ёки маҳсулотлари уйғонган ҳолатга ўтиб қолган химиявий реакция ва ҳоказолар киради. Уйғотишнинг баъзи усуллари билан кейинроқ (қ. 212-§, XXXIX ва XL боб) танишамиз. Бу параграфда эса бандликлар ҳам олдиндан берилган катталик деб фараз қилинади.

Атом бирор сабаб билан m-уйғонган ҳолатда бўлсин. Агар шу атомни бундан кейинги барча таъсирлардан ҳоли қилиб яккалаб қўйсак ҳам, у барибир камроқ E_n энергияга эга бўлган ҳолатлардан бирига (масалан, n-ҳолатга) ўтади ва бунда $\omega_{mn} = (E_m - E_n)/\hbar$ частотали фотон чиқарилади. Бундай процесс ёруғликнинг ўз-ўзича ёки *спонтан равишда чиқарилиши* деб, атомнинг бунга мос ўтишлари эса *спонтан ўтишлар* деб аталади.

Спонтан чиқаришнинг сабаблари квантлар электродинамикасида аниқланади, Бор назариясида эса бундай ҳодисанинг мавжуд-

* Д. В. Сивухин, Общий курс физики, т. II, «Наука», 1975.

лиги тажриба маълумотларини таърифлаш ва изоҳлаш учун зарур бўлган факт сифатида қаралади.

Уйғотиш процесслари шундай бўлсинки, бунда уйғонган ҳолатларнинг бандликлари вақт ўтиши билан ўзгармайдиган бўлсин. Бу ҳол спонтан равишда ўтган атомларнинг ўрнига янгилари келишини ва бутун газ бирор ўзгармас ўртача қувватли нурланиш вужудга келтиришини билдиради. Маълум m- ва n-сатҳлар ўртасидаги ўтишларга мос спонтан нурланишнинг ўртача $Q_{mn}^{\text{спонт}}$ қуввати мос фотоннинг $\hbar\omega_{mn}$ энергиясига ва бу ўтиш учун юқори, яъни кўпроқ энергияга эга бўлган m-сатҳнинг N_m бандлигига пропорционал бўлади:

$$Q_{mn}^{\text{спонт}} = A_{mn}\hbar\omega_{mn}N_m. \qquad (211.3)$$

Ўлчамлиги c^{-1} бўлган A_{mn} коэффициент кўрилаётган $m \to n$ ўтишнинг характеристикаси бўлиб, *Эйнштейннинг биринчи коэффициенти* ёки *Эйнштейннинг спонтан чиқаришга доир коэффициенти* деб аталади.

Қуйидаги

$$Z_{mn}^{\text{спонт}} = Q_{mn}^{\text{спонт}}/\hbar\omega_{mn} = A_{mn}N_m \qquad (211.4)$$

катталик $\hbar\omega_{mn}$ фотонларнинг спонтан чиқиши натижасида вақт бирлигидаги $m \to n$ ўтишларнинг сонини кўрсатади. Демак, A_{mn} миқдор вақт бирлигида бу ўтиш учун юқори бўлган m-сатҳдаги бир атомга тўғри келадиган ўтишларнинг сонини кўрсатади. Шунинг учун кўпинча A_{mn} миқдор $m \to n$ *спонтан ўтишнинг тезлиги* ёки *эҳтимоллиги* дейилади.

Агар атом m-ҳолатдан фақатгина n-ҳолатга ўта олса, у ҳолда $Q_{mn}^{\text{спонт}}$ қувват $\hbar\omega_{mn}N_m$ энергиянинг m-ҳолатнинг τ_m давом этиш вақтига бўлган нисбатига тенг. Демак, бу ҳолда $A_{nm} = 1/\tau_m$. Агар m-ҳолатдан бир неча i-ҳолатларга ($E_i < E_m$) ўтиш мумкин бўлса, унда $\sum_i A_{mi} = 1/\tau_m$ бўлади ва $A_{mi}\tau_m$ катталик $m \to i$ ўтишлар m-ҳолатдан ўтишларнинг умумий сонининг қандай қисмини ташкил қилишини кўрсатади.

Юқоридаги (211.3) муносабатдан спонтан чиқариш қувватига нисбатан атомлар атрофида бўлган ва уйғонган атомлар сони билан ифодаланадиган ташқи шароитлар ролини ҳамда атомнинг A_{mn} коэффициент катталигини белгилайдиган ички структураси ролини яққол ажратиш мумкинлиги кўринади. Шунинг учун E_i энергия Бор назарияси бўйича атомнинг стационар ҳолатларини характерлагани каби, A_{mn} коэффициент ҳам фотоннинг $m \to n$ ўтишда спонтан чиқиши учун атом характеристикаси хизматини ўтайди, дейиш мумкин.

A_{mn} коэффициентларнинг атомнинг ички тузилиши билан боғланиши Эйнштейн назарияси чегараларидан чиқади. Бу масала квант механикасида тўла ҳал қилинган бўлиб, бу механикада ишлаб чиқилган усуллар m, n сатҳларнинг хоссаларига асосланиб истаган ўтиш учун A_{mn} нинг қийматларини ҳисоблаш имкониятини беради. Қуйидаги жадвалда мисол сифатида атом ҳолидаги водороднинг баъзи чизиқлари (Лайман L ва Бальмер H сериялари) учун A_{mn} коэффициентлар кўрсатилган.

Чизиқнинг символи	L_α	L_β	L_γ	H_α	H_β	H_γ	H_δ
Тўлқин узунлиги λ, нм	121,6	102,6	97,3	656,3	486,1	434,0	410,2
Эйнштейн коэффициенти A_{mn}, 10^8 с$^{-1}$	4,68	0,55	0,13	0,44	0,084	0,025	0,0097

Юқорида Бор назариясини экспериментал равишда асослаш вақтида муҳокама қилинган тажрибаларнинг кўпчилигида биз ёруғликнинг худди шу спонтан чиқарилиши билан иш кўрган эдик. Кўпчилик ҳозирги замон манбаларида—электр ёйлари, алангалар, газ-разрядли лампалар ва шу кабиларда аҳвол ана шундай*. Манбадан чиқаётган ёруғликни спектрал аппаратга тушириб, $m \to n$ ўтишга мос бўлган спектрал чизиқнинг интенсивлигини ўлчайлик. Тажрибанинг геометрик шароитларига асосланиб, умумий $Q_{mn}^{\text{спонт}}$ қувватнинг нурланиш қабул қилгичга тушаётган қисмини ҳисоблаб топиш ва чизиқ интенсивлигининг ўлчанган қийматига қараб $Q_{mn}^{\text{спонт}}$ ни аниқлаш мумкин. Агар бирор мулоҳазалардан N_m бандлик маълум бўлса, (211.3) муносабат ёрдамида Эйнштейннинг A_{mn} коэффициентини топиш мумкин. Бу коэффициентни ўлчашнинг бошқа бир қатор усуллари ҳам бор.

(211.3) муносабат юқорида тилга олинган кузатишларнинг натижаларини изоҳлаб беради, $m \to n$ ва $k \to j$ ўтишларга мос икки спектрал чизиқ интенсивликларининг нисбатини тузамиз:

$$Q_{mn}^{\text{спонт}} : Q_{kj}^{\text{спонт}} = \frac{\omega_{mn}}{\omega_{kj}} \frac{A_{mn}}{A_{kj}} \frac{N_m}{N_k}.$$

m- ва k-сатҳлар бандликларининг N_m/N_k нисбати ёруғлик манбаларидаги шароитларга боғлиқ равишда жуда кенг чегараларда ўзгариши мумкин. Шунинг учун турли ёруғлик манбаларидаги

* Баъзан манбанинг ички қатламларидан чиқаётган ёруғлик қисман ташқи қатламларда ютилишини ҳисобга олиш муҳим бўлади.

спектрал чизиқлар интенсивликларининг тақсимотидаги фарқлар уйғонган атомларнинг сатҳлар бўйича тақсимотидаги фарқ билан аниқланади. Аксинча, агар солиштирилаётган спектрал чизиқлар айни бир юқори сатҳнинг ўзига мос келадиган бўлса, у ҳолда улар интенсивликларининг нисбати ҳамма шароитлар ва ёруғликнинг барча манбалари учун бир хил бўлади (илгариги изоҳга қаранг).

XXVIII бобда бошқа радиацион процесс, яъни ёруғликнинг ютилиши (абсорбцияси) батафсил кўриб чиқилган эди. Квантлар нуқтаи назаридан кўрилганда ёруғлик ютилиши атомнинг энергетик жиҳатдан паст ҳолатдан юқорироқ ҳолатга ўтиши билан боғланади ва ютилаётган фотонларнинг частоталари $\omega_{mn} = (E_m - E_n)/\hbar$ га тенг.

Газнинг ҳажм бирлигида $n \to m$ ўтишлар натижатида ютила ётган $Q_{mn}^{\text{ютил}}$ қувватни (211.3) муносабатга ўхшаш кўринишда ёзамиз: $Q_{mn}^{\text{ютил}}$ катталик $\hbar\omega_{mn}$ га, бошланғич ҳолатнинг N_n бандлигига ва нурланишнинг $u(\omega_{mn})$ спектрал зичлигига пропорционалдир:

$$Q_{mn}^{\text{ютил}} = B_{nm}\,\hbar\omega_{mn}\,N_n\,u(\omega_{mn}). \qquad (211.5)$$

B_{nm} пропорционаллик коэффициенти *Эйнштейннинг иккинчи коэффициенти* ёки *Эйнштейннинг ютилишга доир коэффициенти* деб аталади. $[N_n] = \text{см}^{-3}$, $[u(\omega)] = \text{Ж}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{с}$ бўлгани учун B_{nm} коэффициентнинг ўлчамлиги $[B_{nm}] = \text{Ж}^{-1}\cdot\text{см}^3\cdot\text{с}^{-2}$ бўлади. Қуйидаги

$$Z_{nm}^{\text{ютил}} = Q_{nm}^{\text{ютил}}/\hbar\omega_{nm} = B_{nm}\,u(\omega_{mn})N_n \qquad (211.6)$$

нисбат ҳажм бирлигида вақт бирлиги давомида бўлаётган $n \to m$ ўтишларнинг сонига тенг бўлиб, бу ўтишларнинг ҳар бирида $\hbar\omega_n$ фотонлар ютилади. Ўлчамлиги с^{-1} га тенг бўлган $B_{nm}u(\omega_{mn})$ кўпайтма A_{mn} га ўхшаб кетади, яъни n-ҳолатдаги бир атомга вақт бирлигида тўғри келган ўтишларнинг сонини кўрсатади. Шунинг учун кўпинча $B_{nm}u(\omega_{mn})$ миқдор вақт бирлигида *ютилиш эҳтимоллиги* дейилади. B_{nm} коэффициент, A_{mn} коэффициент каби, маълум бир ўтишнинг характеристикаси бўлиб, ташқи шароитларга эмас, балки атомнинг хусусиятларигагина боғлиқ бўлади. Эйнштейн A_{mn} ва B_{nm} коэффициетларнинг бир-бирига пропорционал эканлигини исбот қилди (қуйига қаралсин).

Эйнштейн спонтан чиқариш ва ютишдан ташқари яна бир радиацион процесс ҳақида тасаввур киритди; бу процесс *индукцияланган* (ёки *мажбурий*, ёки *стимуллаштирилган*) чиқариш дейилади. Индукцияланган чиқариш спонтан чиқаришдан фарқли ўлароқ фотоннинг ташқи электромагнитик майдон таъсирида чиқарилишидан иборат бўлади: энергетик жиҳатдан юқорироқ (E_m) ҳолат-

да бўлган атом энергияси камроқ (E_n) ҳолатга ўтади ва $\omega_{mn} = (E_m - E_n)/\hbar$ частотали фотон чиқади. Мажбурий (индукцияланган) ўтишлар натижасида нурлантирилаётган энергия ва бундай ўтишларнинг ҳажм бирлигида вақт бирлиги давомидаги сони (211.5) ва (211.6) ифодаларга ўхшаш ёзилади:

$$Q_{mn}^{инд} = B_{mn}\,\hbar\omega_{mn}\,N_m\,u(\omega_{mn}), \tag{211.7}$$

$$Z_{mn}^{инд} = Q_{mn}^{инд} / \hbar\omega_{mn} = B_{mn}\,u(\omega_{mn})\,N_m. \tag{211.8}$$

B_{mn} катталик *Эйнштейннинг мажбурий (индукцияланган) чиқаришга доир коэффициенти* дейилади. Агар майдон бўлмаса ($u(\omega_{mn}) = 0$), у ҳолда мажбурий ўтишлар бўлмайди. Шундай қилиб, ташқи майдон фотонларнинг ҳам ютилиши, ҳам чиқарилиши билан боғланган ўтишларга сабабчи бўлар экан.

Мажбурий ўтишлар ва мажбурий чиқаришнинг мавжудлиги бир қатор тажриба фактлари ҳамда назарий мулоҳазалардан бевосита келиб чиқади. Агар мажбурий ўтишларни ҳисобга олинса, у ҳолда Бор постулатлари иссиқлик нурланишининг аниқ топилган қонунларига хилоф бўлмаслигини Эйнштейн кўрсатди. Планк формуласининг Эйнштейн томонидан келтирилган исботини кўриб чиқайлик.

Атом ҳолидаги газ ёпиқ ҳажмда изотермик шароитда турган бўлсин. Иссиқлик нурланиши натижасида вужудга келган электромагнитик майдоннинг ўша ҳажмнинг ўзида бўлиши табиийдир. XXXVI бобда аниқланганидек, газ ва иссиқлик нурланишидан иборат бўлган бу система термодинамик мувозанатда бўлиши учун газ билан нурланишнинг температураси бир хил бўлиши, атомлар Максвелл — Больцман тақсимотига бўйсуниши, нурланиш эса Планк формуласига бўйсуниши керак. Лекин системада термодинамик мувозанат қарор топганлигидан газдаги ҳар бир атомнинг энергияси ўзгармас бўлади деган хулоса чиқмайди. Атомлар билан майдон ўртасида доимо энергия алмашиниб туради. Атомлар бир ҳолатдан иккинчисига ўтиб, фотонлар чиқаради ва ютади; атом билан майдон ўртасида импульс алмашиш ҳам бўлади: фотон чиқарилганда ва ютилганда импульс ўзгаради (қ. 184-§). Газ атомлари тўқнашганида ҳам импульс ва энергия алмашиниши бўлади. Бироқ бу процессларнинг ҳеч бири бутун системадаги термодинамик мувозанатни ва атомларнинг бу мувозанатга хос энергия ва тезликлар бўйича тақсимот қонунларини, шунингдек нурланиш энергиясининг спектр бўйича тақсимот қонунларини буза олмайди.

Юқорида айтилган фикр газнинг $n \to m$ ўтиш процессида ютган нурланиш қуввати тескари процессларда, яъни мажбурий ва спонтан процессларда нурлантирилаётган қувватга тенг бўлиши керак эканлигини билдиради. Бу шарт бажарилганда нурланиш энергиясининг спектрал зичлиги (ω_{mn} частотаси учун) ва m, n ҳолатлар-

даги атомларнинг ўртача сони ўзгармайди. Шундай қилиб, термодинамик мувозанат ҳолатида қуйидаги тенглик тўғри бўлиши керак:

$$Q_{nm}^{\text{ютил}} = Q_{mn}^{\text{спонт}} + Q_{mn}^{\text{инд}} \text{ ёки } Z_{nm}^{\text{ютил}} = Z_{mn}^{\text{спонт}} + Z_{mn}^{\text{инд}}. \quad (211.9)$$

Иссиқлик нурланишининг спектрал зичлигини $u_{\omega_{mn},T}$ билан белгилаймиз. (211.4), (211.6), (211.8) муносабатларга биноан, (211.9) дан қуйидаги тенглик келиб чиқади:

$$B_{nm} N_n u_{\omega_{mn},T} = A_{mn} N_m + B_{mn} N_m u_{\omega_{mn},T}. \quad (211.10)$$

Бизнинг вазифамиз Эйнштейн назариясига мос равишда Планк формуласини келтириб чиқаришдан иборат. Шунинг учун (211.10) ни $u_{\omega_{mn},T}$ га нисбатан ёзилган тенглама деб қараш керак. Нурланиш энергиясининг спектр бўйлаб тақсимоти шундай бўлиши керакки, бунда газ билан нурланиш ўртасидаги (211.10) мувозанат шарти бажариладиган бўлсин.

Бу шартдан қуйидагини топамиз:

$$u^{*}_{\omega_{mn},T} = \frac{A_{mn}/B_{mn}}{B_{nm}N_n/B_{mn}N_m - 1}. \quad (211.11)$$

Термодинамик мувозанат ҳолатида сатҳларнинг бандликлари Больцманнинг (211.1) тақсимотидан аниқланади, натижада (211.11) ифодани

$$u_{\omega_{mn},T} = \frac{A_{mn}/B_{mn}}{(g_n B_{nm}/g_m B_{mn}) \exp(\hbar\omega_{mn}/kT) - 1} \quad (211.12)$$

шаклда ёзиш мумкин, бу ерда $E_m - E_n$ айирма Бор формуласига мувофиқ фотоннинг $\hbar\omega_{mn}$ энергияси билан алмаштирилган. Топилган муносабат Виннинг иккинчи (200.1) қонунига тўғри келиб, бу қонунга мувофиқ температура фақат ω/T комбинацияда учраши мумкин.

Мувозанатдаги нурланишнинг спектрал зичлиги, 196-§ да кўрсатилганича, температура билан частотанинг универсал функцияси бўлиши керак, яъни нурлантирувчи ва ютувчи конкрет системанинг хусусиятларига боғлиқ бўлмаслиги керак. Шунинг учун A_{mn}/B_{mn} ва B_{nm}/B_{mn} нисбатлар маълум универсал қийматларга эга бўлиши керак. Бу қийматларни топиш учун λ тўлқин узунликлар ва T температура етарли даражада катта бўлганда (яъни $\lambda \gg \lambda^{*}_{\max} = 0{,}51/T$, қ. 200, 201-§) ўлчаб тасдиқланадиган (201.1) Рэлей—Жинс қонунидан фойдаланамиз. Юқорида кўрсатилган шартлар учун $\exp(\hbar\omega_{mn}/kT) \approx 1 + \hbar\omega_{mn}/kT$ бўлади; (211.12) ва (201.1) муносабатларни таққослаш натижасида қуйидаги формулаларни топамиз*:

* $cu_{\nu,T} = 4\varepsilon_{\omega,T}$, $2\pi u_{\omega,T} = u_{\nu,T}$ тенгликларни эътиборга олиш зарур.

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn};\ A_{mn} = \frac{\hbar\omega_{mn}^3}{\pi^2 c^3} B_{mn}; \qquad (211.13)$$

$$u_{\omega_{mn}, T} = \frac{\hbar\omega_{mn}^3}{\pi^2 c^3} [\exp(\hbar\omega_{mn}/kT) - 1]^{-1}. \qquad (211.14)$$

Ниҳоят, бизнинг мулоҳазаларимиз истаган ўтиш учун тўғри бўлгани сабабли (211.14) даги ω_{mn} частотанинг ўрнига ихтиёрий ω частотани қўйсак, (211.14) муносабат Планк формуласи билан бир хил бўлиб қолади.

Агар формулани чиқараётганда мажбурий чиқаришни ҳисобга олмасак, (211.14) кўринишдаги формулага ўхшаш, лекин махражида бир йўқ формулага эга бўлишимизни текшириб ишониш қийин эмас. Демак, агар мажбурий нур чиқариш мавжудлигини тан олинса, Эйнштейн назарияси иссиқлик нурланиши қонунларига хилоф бўлмас экан. Агар мажбурий чиқариш тўғрисидаги постулатни қабул қилсак, у ҳолда (211.14) ифодага бошқа нуқтаи назардан қараш мумкин. Агар $\hbar\omega \gg kT$ бўлса, $\exp(\hbar\omega/kT)$ га нисбатан бирни ҳисобга олмаса ҳам бўлади; физика нуқтаи назаридан бу ҳол термодинамик мувозанатни сақлаш учун амалда спонтан чиқаришнинг кифоя эканлигини, температура билан частота ўртасидаги кўрсатилган муносабатда ички сатҳларгача уйғотилган атомлар кам бўлгани учун мажбурий чиқариш ютишга нисбатан кам эканлиги ва сезилари таъсир кўрсата олмаслигини билдиради. Аксинча, Рэлей—Жинснинг тахминий қонуни қўлланиладиган узун тўлқинли соҳада ($\hbar\omega \ll kT$) эса фотонларнинг мажбурий нурланиши ва ютилиши юз берадиган ўтишларнинг сони қарийб тенг бўлади.

Шундай қилиб, Эйнштейн иссиқлик нурланишининг тажрибалар ёрдамида ишончли тасдиқланган умумий қонунларига ва ёруғликнинг чиқарилиш ва ютилиш процессларига тегишли бўлган янги квант тасаввурларига асосланиб Планк формуласини чиқарди ва ўша вақтда вужудга келаётган квант назарияси физиканинг фундаментал қонунларидан бирига мос эканлигини кўрсатди.

A_{mn}, B_{nm} ва B_{mn} коэффициентлар ўртасида Эйнштейн топган (211.13) муносабат бутунлай умумий характерга эга ва истаган квант системаларга (атомлар, молекулалар, ионлар ва шу кабиларга) қўлланиши мумкин. Гарчи биз мулоҳазалар юритган вақтимизда атомлар тўғрисида гапирган бўлсак-да, амалда энергиянинг дискрет қийматларига эга бўлган стационар ҳолатларнинг мавжудлигигина назарда тутилган. Албатта, уч хил радиацион процесс ҳақидаги тасаввурларни термодинамик мувозанатда бўлмаган манбаларга ҳам қўллаш мумкин.

Эйнштейннинг (211.13) муносабатига асосан, ёруғликнинг ютилиши бошқа ҳамма шароитлар тенг бўлганда A_{mn} коэффициентнинг қиймати катта бўлган спектрал чизиқларда кучлироқ бўлади.

Масалан, атомар водород спектридаги Бальмер сериясининг (38.1 ва 38.3-расмлар) катта ҳадлари учун ютилиш кам бўлиши керак, чунки юқорида келтирилган маълумотларга кўра бу ҳадларга тегишли A_{mn} коэффициентлар кичик. (211.13) муносабатлар ўлчашларда ҳеч қандай истисносиз тасдиқланади. Шунинг учун ютиш коэффициентларини, ўлчаб ва (211.13) муносабатга асосланиб, Эйнштейннинг биринчи A_{mn} коэффициентларининг сон қийматларини аниқлаб олиш мумкин.

Атомлар нурлантираётган ёруғлик қатъий монохроматик эмаслиги ва частоталарнинг маълум чегарали кенгликка эга бўлган интервалида жойлашган спектрал ташкил этувчилардан иборат эканлиги тўғрисида юқорида кўп марта айтилган эди (қ. 158-§). Бу параграфда баён қилинганларнинг ҳаммаси спектрал чизиқнинг интеграл интенсивлиги деб аталадиган катталикка, яъни спектрал чизиқнинг барча монохроматик ташкил этувчиларининг йиғиндисига тааллуқли эди. Агар етарли даражада юксак ажратувчи кучга эга бўлган спектрал аппаратдан фойдаланилса, нурланишнинг чизиқнинг ичидаги спектрал зичлигини ҳам ёки бошқа сўз билан айтганда *спектрал чизиқнинг контурини* ўлчаш мумкин.

Спонтан чиқариш чизиғининг контурини миқдорий ифодалаш учун атомларнинг $n \to m$ спонтан ўтишларида ҳажм бирлигида нурлантирилаётган ва $d\omega$ спектрал интервалга тўғри келадиган $q_{mn}^{\text{спонт}}(\omega)\, d\omega$ қувват учун ифода тузиш керак:

$$q_{mn}^{\text{спонт}}(\omega)\, d\omega = \hbar\omega N_m a_{mn}(\omega)\, d\omega. \qquad (211.15)$$

Эйнштейннинг биринчи коэффициентининг спектрал зичлиги деб аталадиган $a_{mn}(\omega)$ катталик чизиқнинг контурини ифодалайди ва A_{mn} билан қуйидаги муносабат орқали боғланган:

$$\int a_{mn}(\omega)\, d\omega = A_{mn}. \qquad (211.16)$$

Ютиш чизиғи контури масаласига ўтамиз. Бу контурни ўлчаш учун ютадиган газни монохроматик ёруғлик билан ёритиш ёки физика нуқтан назаридан эквивалент равишда газ орқали ўтган ёруғликни спектрга ажратиш ва айрим монохроматик ташкил этувчиларни кузатиш мумкин. Мажбурий нурланиш чизиғининг контури ҳам худди шундай текширилади. Мос равишда ҳажм бирлигида ва частоталарнинг $d\omega$ интервалидаги $n \to m$ ва $m \to n$ ўтишлар учун ютилаётган ва индукцияли чиқарилаётган қувват ҳисобланади:

$$q_{nm}^{\text{ютил}}(\omega)\, d\omega = \hbar\omega N_n b_{nm}(\omega)\, u(\omega) d\omega;\ \int b_{nm}(\omega)\, d\omega = B_{nm}; \qquad (211.17)$$

$$q_{mn}^{\text{инд}}(\omega)\, d\omega = \hbar\omega N_m b_{mn}(\omega)\, u(\omega)\, d\omega;\ \int b_{mn}(\omega)\, d\omega = B_{mn}. \qquad (211.18)$$

Бу ерда $u(\omega)\, d\omega$ — атомлар жойлашган монохроматик нурланишнинг энергияси.

Батафсил анализ $q_{mn}(\omega)$, $b_{mn}(\omega)$ ва $b_{nm}(\omega)$ функциялар (211.13) га ўхшаш муносабатлар билан боғланган эканлигини кўрсатади:

$$g_n b_{nm}(\omega) = g_m b_{mn}(\omega) \qquad a_{mn}(\omega) = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} b_{mn}(\omega). \qquad (211.19)$$

Агар чизиқнинг ўртача частотаси унинг кенглигидан анча катта бўлса, ω^3 кўпайтувчини шу кенглик ичида ўзгармас деб ҳисобласа бўлади. Демак, бундай ҳолда ютиш, мажбурий ва спонтан чиқариш чизиқларининг контурлари бир хил бўлади.

Назариянинг бундай хулосаси ёруғликнинг қиёсан кам интенсивликлари учунгина тажрибада тасдиқланган. Майдон етарли даражада қувватли бўлганда $a_{mn}(\omega)$ ва $b_{mn}(\omega)$ нинг пропорционаллик қонунигина бажарилар экан ва умумий ҳолда $a_{mn}(\omega)$ катталик $b_{nm}(\omega)$ га пропорционал эмас. Бундай муҳим ҳодисани тушунтириш физиканингна умумий курси вазифасига кирмайди, шунинг учун биз $g_n b_{nm}(\omega) = g_m b_{mn}(\omega)$ тенгликнинг бузилиш даражаси кўп шартларга (нурланишнинг спектрал таркибига, қувватига, n ва m ҳолатларнинг давом этиш вақтига ва бошқаларга) боғлиқ эканлигини ҳамда 10^{-2} Вт/см^2 тартибли жуда катта бўлмаган қувватларда бу тенглик кўп бузилиши мумкин эканлигини айтиб ўтамиз.

Эйнштейн мажбурий ўтишлар натижасида чиқарилган тўлқинлар қуйидаги муҳим хусусиятга эга эканлигини кўрсатди: бу тўлқинларнинг *частотаси*, *фазаси*, *тарқалиш йўналиши ва қутбланиш ҳолати* атомнинг бир ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтишига сабабчи бўлган нурланишникига ўхшаш бўлади. Бошқача қилиб айтганда, индукцияланган равишда чиқарилган фотонларни атомларга тушаётган фотонлардан ажратиб бўлмайди ва индукцияланган чиқаришнинг роли майдон амплитудасини кўпайтиришданғина иборат бўлади.

Мажбурий нурланишнинг бу хусусияти ютиш коэффициенти билан ютиш ҳамда чиқариш учун илгари қабул қилинган эҳтимолликлар ўртасидаги боғланишни тушуниш учун муҳимдир. Ёруғликнинг бирор моддадаги абсорбциясини текшириш учун моддадан ўтган ёруғликнинг интенсивлиги унга тушаётган нурланишнинг интенсивлиги билан таққосланади. Агар моддада уйғонган атомлар бўлса, фотонлар ютиладиган ўтишлардан ташқари мажбурий ўтишлар ҳам юз беради. Юқорида айтилгандек, мажбурий равишда чиқарилган фотонларни тушаётган ёруғлик фотонларидан ажратиб бўлмайди, яъни мажбурий ўтишлар ўтаётган дастадаги фотонларнинг ютилиши натижасида камайишини бир оз компенсациялайди.

Юқорида айтилган фикрларни миқдорий муносабатлар кўринишида ифодалаймиз. Моддага тарқалиш йўналишлари тахминан бир хил бўлган фотонлар оқими (нурларнинг параллел дастаси) тушаётган бўлсин. Бунда энергиянинг спектрал зичлиги ва оқими қуйидаги муносабат орқали боғланган:

$$I(\omega) = cu(\omega).$$

Муҳитда қалинлиги dz га тенг ва тушаётган оқимга перпендикуляр жойлашган қатламни ажратиб оламиз. Ёруғликнинг ютилишига мос келадиган $n \to m$ ўтишлар натижасида оқим қатлам ичида қуйидаги миқдорда камаяди:

$$q_{nm}^{\text{ютил}}(\omega)dz = \frac{1}{c}\,\hbar\omega N_n\, b_{nm}(\omega)\, I(\omega)\, dz.$$

$m \to n$ каби тескари ўтишлар натижасидаги мажбурий чиқариш оқимни (ўша қатламнинг ўзида) қуйидаги миқдорда кўпайтиради:

$$q_{mn}^{\text{инд}}(\omega)\, dz = \frac{1}{c}\,\hbar\omega\, N_m b_{mn}(\omega)\, I(\omega)\, dz.$$

Шундай қилиб, қатламдан ўтган оқимнинг жами ўзгариши қуйидагига тенг:

$$dI(\omega) = -\frac{\hbar\omega}{c}\left[N_n\, b_{nm}(\omega) - N_m b_{mn}(\omega)\right] I(\omega)\, dz.$$

Шу билан бирга, оқимнинг ўзгаришини ютиш коэффициенти орқали қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$dI(\omega) = -\alpha(\omega)\, I(\omega)\, dz.$$

Охирги икки муносабатни солиштириб, қуйидагини топамиз:

$$\alpha(\omega) = \frac{\hbar\omega}{c}\left[N_n b_{nm}(\omega) - N_m b_{mn}(\omega)\right] =$$

$$= \frac{1}{4}\lambda^2 a_{mn}(\omega)\, g_m\left[N_n/g_n - N_m/g_m\right]. \quad (211.20)$$

(211.20) даги ифодалар бевосита ўлчанадиган ютиш коэффициенти билан Эйнштейн коэффициентлари ўртасидаги муносабатни билдиради. Юқорида келтирилган ҳисобларда фақат икки m ва n ҳолатлар ўртасидаги ўтишларгина эътиборга олинган. Атомнинг бошқа ҳамма ҳолатлари ўртасидаги ўтишларга алоқадор бўлган ютилишнинг тўлиқ коэффициенти (211.20) га ўхшаган ифодаларнинг йиғиндисига тенг бўлади.

Мажбурий ўтишларнинг роли тўғрисидаги сифатга онд мулоҳазаларга мос равишда уйғонган атомлар ютиш коэффициентининг қийматини камайтиради. Бу ҳолнинг тажрибалардаги баъзи кўринишлари билан илгарироқ манфий дисперсияни муҳокама қилганда (қ. 156-§) ва Вавиловнинг ютиш коэффициентининг ёруғлик интенсивлигига боғлиқлигини текширишга бағишланган тажрибаларида учрашган эдик (қ. 157-§).

Юқорида атом ва молекулалар чиқараётган ёруғликнинг монохроматик бўлмаслигининг турли-туман физик сабаблари бир неча марта муҳокама қилинган эди (қ. 4, 14, 22, 158, 210-§). Нурлантирувчи атом муҳитнинг бошқа зарралари томонидан сезадиган регу-

ляр бўлмаган, статистик ғалаёнларнинг таъсирида нурланиш ўзаро когерент бўлмаган ва амплитудаси, фазаси ҳамда частотаси билан фарқ қиладиган тўлқин цугларининг кетма-кетлигидан иборат бўлади. Тўлқин цугларининг Фурье теоремасига асосланган анализи чизиқнинг контурини ҳисоблаш имкониятини (қ. 22-§), яъни ҳар бир конкрет ҳолда Эйнштейн коэффициентларининг спектрал зичлиги билан частота ўртасидаги боғланишнинг кўринишини аниқлаш имкониятини беради.

Нурланишнинг амплитуда, частота ва фаза бўйича модуляциясини квант тасаввурлари нуқтаи назаридан талқин этилишини муҳокама қилайлик. Даставвал спектрал чизиқлар кенгайишининг спонтан ўтишлар туфайли бўладиган умумий сабабини қайд қиламиз. Шу ўтишлар туфайли уйғонган ҳолатларнинг ва, демак, тўлқин цугларининг давом этиш вақти чекланган бўлади. Натижада спонтан ўтишларнинг ўзи чизиқнинг кенгайишига сабаб бўлади, бунда $a_{mn}(\omega)$ қуйидаги кўринишда бўлади (22. 13 билан солиштиринг):

$$a_{mn}(\omega) = A_{mn}\frac{\Gamma/\pi}{(\omega-\omega_{mn})^2+\Gamma^2}. \qquad (211.21)$$

(211.21) кўринишдаги функциянинг тўлиқ анализи 22-§ да берилган бўлгани учун биз уни такрорламаймиз. Фақат Г ярим кенглик квант назариясига мувофиқ, m, n ҳолатларнинг давом этиш вақтига

$$\Gamma = \frac{1}{2}\left(1/\tau_m + 1/\tau_n\right) \qquad (211.22)$$

муносабат орқали боғланганлигини, яъни иккала ҳолатнинг давом этиш вақти билан аниқланишини кўрсатиб ўтамиз.

Нурлантирувчи атомларнинг муҳит билан ўзаро таъсирлашиши натижасида чизиқларнинг кенгайиши муҳитнинг хусусиятларига кўп боғлиқ бўлиб, газ, суюқлик ва қаттиқ жисмларда турли характерга эга бўлади. Биз сийраклаштирилган газларнинг қиёсан содда ҳолини кўриб чиқамиз, бунда ўзаро таъсирланиш қисқа муддатли тўқнашишлар давомида бўлиб, бу тўқнашишларнинг давом этиш вақти эркин югуриш вақтига қараганда анча камдир. Бундай шароитда нурланиш цугларнинг кетма-кетлигидан иборат бўлиб, бу цугларнинг давом этиш вақти тўқнашиш пайтидаги процессларга боғлиқ бўлади.

Агар тўқнашишлар натижасида атом m, n ҳолатлардан чиқса (ноэластик тўқнашишлар), цугларнинг давом этиш вақти қисқаради ва (211.21), (211.22) формулалар бажарилади, бунда τ_m, τ_n лар m, n ҳолатларнинг тўқнашиш натижасида қисқарган давом этиш вақтларини кўрсатади. Нурланишнинг фаза бўйича модуляциясини тушунтириш учун тўқнашиш вақтида стационар ҳолатларнинг энергияси ва ω_{mn} частота бир оз ўзгаришини ҳисобга олиш керак.

частотанинг бундай ўзгариши натижасида фаза тўқнашиш давомида қўшимча равишда кўпаяди, яъни тўқнашишдан олдин ва кейин нурланишнинг фазаси ҳар хил бўлади. Натижада нурланиш давом этиш вақти τ вақт билан аниқланадиган цугларга бўлиниб, бу τ вақт давомида фазанинг тасодифий «янглишиши»нинг катталиги қарийб π га етади. 22-§ да кўрсатилганча, нурланишнинг фаза бўйича модуляцияси чизиқнинг контури учун (211.21) кўринишидаги ифодани беради, бунда $\Gamma = 1/\tau$ га тенг.

Юқорида кўрилган сийраклаштирилган газ ҳолида чизиқнинг контури атомларнинг иссиқлик ҳаракати натижасида Допплер эффекти сабабли кўп кенгайиши мумкин. Агар фақат Допплер эффекти сабабли кенгайиши ҳисобга олинса, (22.17) муносабатга мувофиқ қуйидагига эга бўламиз:

$$a_{mn}(\omega) = A_{mn}\left(\sqrt{\pi}\,\Delta\omega_D\right)^{-1}\exp\left[-(\omega-\omega_{mn})^2/(\Delta\omega_D)^2\right];$$

$$\Delta\omega_D = \omega_{mn}\bar{v}/c;\quad \bar{v} = \sqrt{2kT/m_a}, \qquad (211.23)$$

бу ерда m_a — атомнинг массаси.

Ташқи шароитлар ва нурлантираётган атомнинг хусусиятларига боғлиқ равишда кенгайишнинг у ёки бу сабаби устун бўлиши мумкин. Босим етарли даражада паст бўлганда Допплер эффекти сабабли кенгайиши асосий роль ўйнайди: спектрнинг кўринувчан соҳасида $\Delta\omega_D \approx 10^{10}$ $с^{-1}$ ($T = 500$ К, атом оғирлиги 20). Табиий кенглик одатда анча кам бўлади ($\sim 10^8$ $с^{-1}$). Шунинг учун бу кенгайишни ўрганиш учун Вин ёруғлик манбаи сифатида атомлар дастасидан (канал нурлари, қ. 158-§) фойдаланди. Босимнинг ортиши билан ноэластик тўқнашишлар ва фаза бўйича модуляцияси натижасида кенгайиш ортади, чунки бунда эркин югуриш вақти камаяди. Одатда тўқнашишлар натижасида кенгайиш босим 10 мм сим. уст дан ортганда сезиларли бўлади ва босим тахминан бир атмосфера атрофида бўлганда устун бўла бошлайди.

Шундай қилиб, 207—211-параграфларда баён қилинган фикрлар бизни чизиқларнинг вазияти, интенсивлиги ва контури тўғрисидаги спектроскопик маълумотларнинг бутун тўпламини квантлар назариясида батафсил изоҳлаб бериш мумкин эканлигига ишонтиради.

212-§. Ёруғланишнинг қиздириш ёрдамида уйғотилиши

Квант назарияси газ горелкаси алангасига киритилган буғларда ёруғланиш юзага келтириш бўйича жуда кўп тажрибаларни аниқ талқин этади.

Бунзен горелкасининг рангсиз алангасига бирор металл буғларини киритамиз; масалан, асбест парчасига хлорли стронций эритмаси шимдириб, шундай пиликни горелка алангасига тутамиз.

Аланга қизил рангга бўялади ва спектроскоп ёрдамида кузатиш стронцийнинг $\lambda = 689{,}2$ нм ли чизиғи мавжуд эканлигини кўрсатади. Бунда на хлорнинг чизиқлари, на стронцийнинг бошқа чизиқлари кўринмайди. Умуман айтганда, алангада баъзи металларнинг унча кўп бўлмаган чизиқларинигина уйғотиш мумкин. Бундай ҳолнинг сабабини металл атомига алангани ташкил қилган зарралар (атомлар, молекулалар, ионлар, электронлар) билан тўқнашиш натижасида узатиладиган энергия миқдоридан излаш керак. Бунзен горелкасининг алангаси 2000 К га яқин температура билан характерланади. Бундай шароитда зарраларнинг ўртача кинетик энергияси катта эмас ва бор-йўғи 0,20 эВ бўлади. Температураси 2000К бўлган аланга ичида кинетик энергияси ўртача энергиядан анча катта бўлган зарралар бир оз миқдорда бўлади, чунки зарраларнинг тезликлари хаотик характердадир. Лекин тезликларнинг тақсимланиш қонунига (Максвелл қонунига) биноан, ўртача қийматдан анча катта тезликларга эга бўлган зарраларнинг сони ўртача қийматдан узоқлашиш билан жуда тез камаяди. Шунинг учун кинетик энергияси 2—3 эВ дан катта бўлган зарралар шунчалик камки, уйғониш потенциаллари бу қийматлардан катта бўлган атомларнинг амалда ёруғланишини кутиш мумкин эмас.

38.2-жадвалда алангада осон уйғотиладиган атомларга тегишли маълумотлар берилган.

Аксинча, симоб (уйғониш потенциали 4,9 В) ёки водород (уйғониш потенциали 10, 15 В) каби моддаларни горелка алангасида сезиларли даражада уйғотиш мумкин эмас. Температураси юқорироқ бўлган алангада уйғониш потенциаллари юқорироқ бўлган чизиқларни ҳам кузатиш мумкин. Масалан, етарли даражада юқори босимда (айтайлик, атмосфера босимида) ёнаётган электр ёйи устунида электр майдони таъсирида учаётган ионлар ва электронларнинг зарблари ёй устунини ташкил қилган газ ва бугларнинг молекулаларига катта кинетик энергия беради, натижада ёйда электродлар ўртасида электр разряди бўлиб туриши учун етарли бўлган ионланишни таъминловчи юқори температура (6000—7000 К) қарор топади. Ёй устунида газ горелкасидагига қараганда ниҳоятда кўп чизиқларни кузатиш мумкин.

38.2-жадвал

Баъзи атомларнинг тўлқин узунликлари ва уйғониш потенциаллари

Номи	Тўлқин узунлиги λ, Å	Уйғониш потенциали, В	Номи	Тўлқин узунлиги λ, Å	Уйғониш потенциали, В
Литий	6707,8	1,84	Стронций	6892	1,8
Натрий	5896—5890	2,1	Барий	5535	2,24
Калий	7664—7699	1,6			

Агар атомлар, молекулалар, ионлар ва электронлар ўртасида тўқнашишлар етарли даражада кўп бўладиган бўлса, улар орасида иссиқлик мувозанати қарор топади ва ҳамма зарралар тезликларининг тақсимотини Максвелл қонуни бўйича топиш мумкин, бунда турли сортдаги зарраларнинг ўртача кинетик энергиялари бир хил бўлади. Бундай ҳол ёй разряди атмосфера босимида ёки бир оз паст босимда бўлганда юз берса керак. Лекин ёйдаги босим етарли даражада паст бўлса, атомлар ўртасида ҳамда электронлар ўртасида мувозанат бўлган ҳолда ҳам атомлар билан электронлар ўртасида мувозанат қарор топмаслиги тажрибада кўринади*. Шундай қилиб, атомлар температураси (атомлар тезликларининг T_a температурага мос бўлган Максвелл тақсимоти) ва электронлар температураси (электронлар тезликларининг T_e температурага мос келадиган Максвелл тақсимоти) тўғрисида гапириш мумкин, лекин T_e температура T_a га тенг бўлмай, анча каттадир ($T_e \gg T_a$).

Бундай шароитларда атомлар электронларга тўқнашиш натижасида уйғониши мумкин, яъни уйғониш шарти электронларнинг температураси билан белгиланади. Агар иссиқлик мувозанати мавжуд бўлса (горелка, атмосфера босимидаги ёй устуни), ёруғланишнинг юзага келишини газнинг температураси бўйича аниқлаш мумкин.

213-§. Молекулаларнинг кўринувчан ва ультрабинафша соҳаларидаги полосали спектрлари

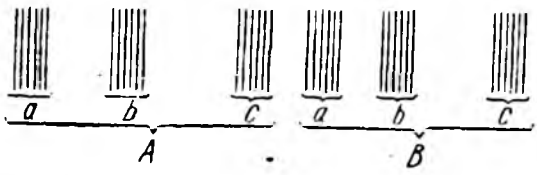
Водород спектрини муҳокама қилганда бу спектрдаги серияларни ташкил қилган дискрет спектрал чизиқлардан ташқари қатор йўлаклар кузатилишини ва бу йўлакларни етарли даражада юқори ажратувчанлик қобилиятига эга бўлган асбоблардан фойдаланиб текширганда улар жуда яқин жойлашган бир қатор чизиқларга ажралиб кўп чизиқли (ёки полосали) деб аталадиган спектр ҳосил қилишини айтиб ўтган эдик. Молекулалари икки ёки бир неча атомлардан иборат бўлган бошқа газларнинг спектрлари ҳам худди

* Электронлар ва атомлар ўртача кинетик энергияларининг тенглашиши анча мураккаб йўлдан боради. Электронлар атомлар билан эластик равишда тўқнашганда атомларнинг массаси электронлар массасидан кўп фарқ қилгани учун кинетик энергия билан алмашиш даражаси жуда паст бўлади. Ноэластик тўқнашишда атомларга кинетик энергия йириқ порциялар кўринишида узатилади (уйғониш, ионланиш), лекин атомлар бу энергияни кинетик энергия сифатида эмас, балки бошқа ҳолатга ўтган атомнинг ички энергияси сифатида қабул қилади. Лекин уйғонган атом олинган энергияни нурланиш сифатидагина чиқара олади эмас, уйғонган атом уйғонмаган атом билан тўқнашиши натижасида уйғониш энергияси иккала атом ўртасида кинетик энергия кўринишида тақсимланиши мумкин. *Иккинчи турдаги тўқнашишлар* деб аталадиган бундай тўқнашишларни тажрибада кузатиш мумкин. Бу тўқнашишлар электр разрядидаги электронлар кинетик энергиясининг атомларнинг кинетик энергиясига ўтиш вақтида бўладиган ҳодисаларда муҳим рол ўйнайди.

шундай хусусиятга эга. Аксинча, бир атомли газларда (инерт газлар, металларнинг буғлари) фақат чизиқ-чизиқ спектрлар кузатилади. Тўғри, катта босимларда металларнинг буғлари (масалан, Hg, Zn ва бошқалар) ҳамда инерт газлар полосали спектрлар ҳосил қилади, лекин турли-туман текширишлар бундай шароитларда Hg_2, He_2, HgH, Cs_2 ва бошқалар каби турғун эмас бирикмалар, яъни полосали спектрларнинг нурланишига сабабчи бўлган *молекулалар* ҳосил бўлишини кўрсатди.

Молекуляр спектрларни кузатганда атомларнинг спектрларини кузатгандагидек, молекулаларни атрофдаги зарраларнинг ғалаёнловчи таъсиридан ҳимоя қилиш керак, яъни моддани газ ҳолатида кузатиш керак. Молекуляр спектрларни горелка алангасида ёки электр разрядининг Гейслер трубкаси, ёй, учқун каби турли хилларида ҳосил қилиш мумкин. Бунда ортиқча кучли уйғотишлардан эҳтиёт бўлиш керак, акс ҳолда молекулалар емирилиши (диссоциация) ва, демак, молекуляр спектрларнинг ташувчилари йўқолиши мумкин. Бундай процессни спектрларни электр ёйи ёрдамида уйғотганда кузатиш мумкин. Ёйнинг температураси 5000—7000К га тенг бўлган энг иссиқ қисмларида асосан атомларнинг ва энг мустаҳкам бирикмаларнинг (масалан, CN нинг) нурланишлари чиқарилади; кўпчилик бирикмаларнинг нурланиши эса ёйнинг совуқроқ қисмларидан чиқарилади.

Полосали спектрлар ҳосил қилиш учун газни тегишлича ёритиш таъсирида ёруғланишга мажбур қилиш мумкин (флуоресценция). Икки атомли молекулаларнинг спектрлари батафсилроқ текширилган. Кўп атомли молекулалар одатда мустаҳкамлиги камроқ бирикмалар бўлади, чунки бундай молекуладаги айрим қисмларнинг турли хил ўзаро айланиши ва тебраниши емирилиш учун жуда кўп имкониятлар яратади. Шунинг учун кўп атомли молекулаларнинг интенсив спектрини ҳосил қилиш анча қийин. Шу билан бирга, кўп атомли молекулаларнинг спектрлари анча мураккаб бўлади ва уларнинг муҳим жиҳатларини ажратиш учун жуда ҳам юқори ажратувчи кучга эга бўлган спектрал асбоблардан фойдаланиш зарур бўлади. Интенсивликнинг камлиги ва ажратувчанлиги катта бўлган асбоблардан фойдаланиш зарурлиги каби иккала ҳол кўп атомли молекулаларнинг чиқариш спектрларини текширишни қийинлаштиради. Асосан ютиш спектрларини ўрганиш билан чекланишга тўғри келади; Кирхгоф қонунига асосланган бу усул икки атомли молекулаларга ҳам қўлланилади. Лекин кўп молекулалар узоқ ультрабинафша соҳада ютади, бу эса ўз навбатида текширишни янада қийинлаштиради. Полосали спектрларнинг интенсивликлари катта бўлмагани учун уларнинг умумий манзарасини кузатишда шиша ёки кварц призмали, ёритиш кучи катта бўлган спектрографлардан фойдаланиш маъқулдир. Лекин бундай асбобларнинг ажрата олиш кучи катта эмас ва шунинг учун улар моле-



38.6- расм. Молекуланинг полосали спектрининг схематик тасвири.

куляр спектрларнинг тахминий тузилишини кўрсатади. Нозик жиҳатларини ажратиш учун ажрата олиш кучи жуда катта бўлган асбоблардан фойдаланиш керак; одатда дифракцион панжаралар қўлланилиб, уларда узоқ вақт экспозиция қилиш зарур бўлади.

Кўп атомли молекулаларнинг полосали спектрларини кузатишнинг қийинлиги ва уларни назарий жиҳатдан талқин этишнинг мураккаблиги уларни спектроскопик текширишларнинг етарли даражада ривожланмаганлигига сабаб бўлди. Келгусида биз фақат икки атомли молекулалар спектрларини ўрганамиз. 38.6 ва 38.7-расмларда молекуланинг чиқариш спектрининг схематик шакли ва фотосурати кўрсатилган. Расмлардан кўринишича, спектр *зич полосаларга* тўпланган қатор чизиқлардан ташкил топган. Бу полосалар (*a*, *b*, *c*) маълум қоида бўйича жойлашиб, полосалар *системасини* ташкил қилади; ўз навбатида полосаларнинг кўпинча бутун спектр бўйича сочилган *A*, *B*, ... системалари полосалар системаларининг *группасини* (ёки *серияларини*) ташкил қилади*. Фотосурат йод спектридаги полосалар системаларининг бирини тасвирлайди.

Бундай спектрларнинг жами йоднинг тўла спектрини ташкил қиладиган бутун серияни кўрсатади.



38.7- расм. Йод молекуласи спектридаги полоса системаларидан бирининг фотосурати.

Кўпинча молекуляр спектрлар бир қатор тафсилотлар билан мураккаблашган бўлади, лекин полосали спектрларнинг ўзига хос хислатлари асосан юқорида айтиб ўтилганлардан иборат. Шундай қилиб, молекулаларнинг спектрлари атомларнинг спектрларидан анча мураккаб бўлиб, бунга молекулалар структурасининг мураккаброқ эканлиги сабаб бўлади, албатта. Лекин атом спектрларини талқин этишга хизмат қилган принципларнинг ўзидан фойдаланиб молекуляр спектрлар назариясининг асосий хусусиятла-

* 38.6- расмда соддалаштирилган схема кўрсатилган. Кўпинча айрим полосалар ва ҳатто полосалар системалари устма-уст тушади ва бу ҳол расшифровка қилишни қийинлаштиради.

рини аниқлаб олиш мумкин. Бундан ташқари, атом спектроскопияси атомларнинг тузилиши масалаларида қандай яхши ёрдам берган бўлса, молекулалар спектроскопияси ҳам молекулаларнинг тузилишини тушунишда шундай ёрдам беради.

Молекуляр спектрларни ҳам квант назарияси ёрдамида талқин этиш мумкин. Фақат молекуланинг стационар ҳолати энергиясини ҳисоблаганда унинг структураси жуда ҳам мураккаб эканлигини ҳисобга олиш керак. Молекула энергиясининг ўзгариши худди атомдаги каби, молекуланинг чекка қисмларини ташкил этган *электрон конфигурациядаги* ўзгаришлар натижаси бўлади. Лекин электрон конфигурацияси маълум бўлган молекулалар бир-бирларидан ядроларининг ҳолати билан фарқ қилиши мумкин, ядролари эса умумий оғирлик марказига нисбатан тебраниши ва айланиши мумкин. Ҳаракатнинг бундай хилларида маълум энергия запаслари бўлиб,бу запасларни умумий балансда ҳисобга олиш зарур. Квантлар назариясининг умумий мулоҳазаларида ва квантлар механикасида бажариладиган аниқ ҳисобларда энергиянинг бу запасларини дискрет ва квант характерга эга деб ҳисоблаш керак.

Ядроларнинг айланишига тегишли энергияни (ротацион энергияни) W_r билан, ядроларнинг тебранишига мос бўлган энергияни (вибрацион энергияни) W_v билан, электрон конфигурацияга тегишли энергияни (электронлар энергиясини) W_e билан белгилаймиз. Молекуляр ҳаракатнинг айрим турлари ўртасидаги ўзаро таъсир энергияси одатда W_r га нисбатан ҳам кам бўлади. Шунинг учун биз бу энергияни ҳисобга олмаслигимиз ва молекуланинг бирор стационар ҳолатининг энергиясини етарли даражада аниқлик билан $W = W_e + W_v + W_r$ кўринишда ифодалашимиз мумкин. Борнинг иккинчи постулатидан фойдаланиб, биз текшираётган молекула нурлантираётган частоталарни қуйидаги муносабатдан топамиз:

$$h\nu = (W_e - W'_e) + (W_v - W'_v) + (W_r - W'_r), \qquad (213.1)$$

бу ерда ўзгарган ҳолатга мос бўлган энергиялар штрихлар билан белгиланган.

(213.1) формула ёрдамида аниқланган спектрни тажрибада кузатилган спектр билан таққослаб, қуйидагига ишонч ҳосил қиламиз. Полосанинг айрим чизиқлари $(W_v - W'_v)$ ва $(W_e - W'_e)$ лар ўзгармаган ҳолда $(W_r - W'_r)$ нинг ўзгаришига мос келади. Тайинли бир полосада мумкин бўлган ҳамма *чизиқларнинг* тўплами молекуланинг ротацион энергиясининг мумкин бўлган турли ўзгаришларига боғлиқ. Агар $(W_e - W'_e)$ ўзгармаганда $(W_v - W'_v)$ ўзгарса, у ҳолда биз *полосаларнинг a, b, c* кетма-кетлигига, яъни системалардан бирига (масалан, *A* га, қ. 38.6-расм) эга бўламиз. Шундай қилиб, полосалар системаларининг ҳар бири молекуланинг вибрацион энергиясининг ўзгариш имконияти билан боғланган. Ниҳоят, энер-

гиянинг мумкин бўлган ўзгаришларига $W_e - W'_e$ нинг вариациялари, яъни электронлар энергиясининг ўзгариши қўшилса, биз полосаларнинг турли A, B, C *системаларига*, яъни полосалар системаларининг бутун группасига эга бўламиз.

Полосали спектрнинг турли қисмлари ўртасидаги муносабатни бошқачароқ тасаввур қилса ҳам бўлади. Биз текшираётган молекулада фақат электрон ҳолатлари ўзгаради, айланишлар ва тебранишлар умуман йўқ, яъни молекула станционар ҳолатларининг энергияси фақат W_e катталик билан белгиланади, деб фараз қилайлик. Бундай молекуланинг спектри, атомлар спектрига ўхшаш, электронларнинг $\nu = (W_e - W'_e)/h$ частотали ўтишларига мос бўлган *чизиқлардан* иборат бўлиб, бу чизиқлар бутун спектр бўйлаб амалда тахминан полосалар системалари кузатиладиган ерларда жойлашган бўлади. Бу чизиқлар бутун сериянинг спектр бўйлаб тақсимланишини белгилайди.

Энди молекулада турли хил тебранма ҳолатлар бўлишини ҳисобга оламиз; бунда юқорида таърифлаб ўтилган чизиқлардан ҳар бири чизиқлар системасига ажралиб, у чизиқларнинг ҳар бири полосаларнинг реал системасининг айрим полосаси бўлади. Ниҳоят, агар ротацион энергиянинг имкон бўлган ўзгаришларини ҳисобга олсак, у ҳолда ҳозиргина айтиб ўтилган айрим чизиқларнинг ҳар бири ҳақиқатда кузатиладиган полосаларни ифодалайдиган чизиқлар тўпламига айланади. Кузатилган қонуниятларнинг юқорида таърифланган изоҳидан ($W_e - W'_e$), яъни электроннинг икки ҳолатдаги энергияларининг айирмаси ($W_v - W'_v$) дан анча катта, ($W_v - W'_v$) катталик эса ўз навбатида ($W_r - W'_r$) дан кўп марта катта, яъни

$$(W_e - W'_e) \gg (W_v - W'_v) \gg (W_r - W'_r) \qquad (213.2)$$

деган хулоса чиқади, чунки полосанинг айрим чизиқлари частоталаридаги фарқ системадаги айрим полосаларнинг ўрнини белгилайдиган частоталар фарқига нисбатан жуда кам бўлиб, кейинги фарқ эса ўз навбатида системанинг сериядаги ўрнини белгилайдиган частоталар фарқидан анча камдир.

(213.2) тенгсизлик муҳокама қилинаётган моделнинг квант хусусиятларига мос келади. Ҳақиқатан ҳам, молекуланинг ротацион энергияси ядроларнинг қиёсан секин айланиши билан боғлиқ бўлади ва, одатда, $4 \cdot 10^{-22}$ Ж ($1/\lambda = 20$ см$^{-1}$) дан ортмайди. Атомларни молекула қилиб бирлаштириб турадиган атомлараро кучлар таъсирида ядролар анча катта частота билан тебранади; улар $200 \cdot 10^{-22}$ Ж ($1/\lambda \approx 1000$ см$^{-1}$) га тенг энергияга эга. Ниҳоят, электронни бир ҳолатдан бошқасига ўтказиш учун атомлардаги худди шундай процессга сарфланадиганча энергия, яъни $5000 \cdot 10^{-22}$ Ж ($1/\lambda \approx \approx 25000$ см$^{-1}$) керак бўлади.

Юқорида кўрсатиб ўтилган схема бўйича фақат энг содда (асосан икки атомли) молекулаларнинг полосали спектрларини тўла расшифровка қилиш мумкин бўлади. Бу содда молекулалар учун молекуляр спектрларни анализ қилиш натижасида молекуланинг инерция моментини ва, демак, уни ташкил этган ядролар ўртасидаги масофани, тебранишларнинг хусусий даврларини, молекуланинг атомларга диссоциацияланиш иссиқлигини ва бошқаларни баҳолаш мумкин.

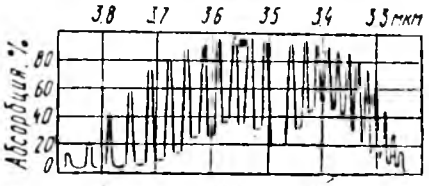
Хусусан, He_2 ва H_2 ларнинг спектрлари спектрларни чиқарадиган молекулалар инерция моментларининг кичиклиги туфайли кўпчилик молекуляр спектрлардан ажралиб туради ҳамда айланишларнинг катта ν_r частоталарига тўғри келади. Бу сабабларга биноан, полосаларнинг айрим чизиқлари ўртасидаги масофа қиёсан катта ва спектрдаги чизиқларнинг сони эса қиёсан кам бўлиб, булар ўз навбатида полосали спектрларнинг юқорида таърифланган қонуниятларини аниқлашни қийинлаштиради ва шу молекулаларнинг спектрларини нотипик қилади.

214-§. Молекулаларнинг инфрақизил спектрлари

Молекулаларнинг кўринувчан ва ультрабинафша соҳаларда жойлашган полосали спектрларидан ташқари, инфрақизил спектрлари ҳам кузатилади. Тажриба газ ёки буғнинг инфрақизил тебранма спектрлари мос суюқлик ёки ҳатто қаттиқ жисмларни текширганда ҳам кўп ҳолларда ўзгармаслигини кўрсатади. Бу спектрларнинг агрегат ҳолатга сезгир эмаслигининг сабабини атомлар ўртасидаги ўзаро таъсирлашиш кучларининг (молекулалар ичидаги кучлар) газсимон ҳолатдан бошқа агрегат ҳолатларга ўтишга сабабчи бўладиган молекулалараро Ван-дер Ваальс кучларидан анча катта эканлигидан излаш керак. Шунинг учун молекулалар ичидаги атомларнинг тебраниши газнинг яккаланган молекулаларида ҳам, суюқлик ёки қаттиқ жисмнинг бир-бирларига яқин бўлган молекулаларида ҳам амалда бир хил бўлади. Кўринувчан ва ультрабинафша соҳаларда полосали спектрларни нурлантириш эса молекулалар электрон конфигурациясининг (яъни электронлар сони ва жойлашиш тартибининг) ўзгариши билан боғлиқ бўлади, суюқлик ёки қаттиқ жисмларда эса конфигурацияга қўшни молекулалар етарли даражада сезиларли таъсир кўрсатади. Шунга қарамай инфрақизил спектрларнинг молекуланинг ўз оғирлик маркази атрофида айланиши билан боғланган баъзи жиҳатлари газсимон ҳолатда яхшироқ кузатилади, чунки молекулаларнинг айланиш эркинлиги суюқлик ва қаттиқ жисмларда кўп жиҳатдан чекланган.

Инфрақизил чизиқларни чиқариш спектрларида, айниқса, газсимон жисмларнинг спектрларида кузатиш бу чизиқларнинг заифлиги натижасида оғирлашади. Шунга қарамай юқори босимли симоб лампасининг спектрида 218 ва 343 мкм ли чизиқлар кузатилди;

кейинроқ ўтказилган текширишлар бу чизиқларнинг симоб молекулалари айланганда нурланишини кўрсатди. Лекин кўпчилик ҳолларда инфрақизил спектрлар абсорбция спектрлари кўринишида ёки мос моддадан танловчи қайтиш максимуми сифатида кузатилади; тебраниш спектрлари комбинацион сочилиш усули билан ҳам кузатилади (қ. 162-§). Инфрақизил спектрларда бир неча ўн ва ҳатто юзлаб микрометрли чизиқларга мос келадиган жуда паст частоталар учрайди; шу билан бирга, қисқароқ (бир неча микрометргача) тўлқин узунлигига эга чизиқлар ҳам бўлади. HCl буғларида ютилишни характерлайдиган полоса 38.8- расмда кўрсатилган.



38.8- расм. Водород хлорид буғларининг яқин инфрақизил соҳада ютиш спектри.

Кузатилган инфрақизил спектрларни молекуладаги икки хил айланма ва тебранма (аниқроғи тебранма-айланма) процессларга тўғри келадиган икки турга ажратиш табиийдир. Ҳақиқатан ҳам, олдинги параграфдаги мулоҳазалардан молекула бир стационар ҳолатдан иккинчисига ўтганда энергиянинг ўзгаришининг асосий қисми молекула электрон конфигурациясининг ўзгаришига мос бўлади. Энергиянинг шу ўзгариш билан боғланган ўзгаришини биз ($W_e - W'_e$) билан белгилаган ва (213.1) формуладаги шундай ҳад туфайли молекуляр нурланишнинг частотаси спектрнинг кўринувчан ёки ультрабинафша соҳасига мос келишини кўрган эдик. Агар электрон конфигурация ўзгармай қолса, яъни $W_e = W'_e$ бўлса, нурланишнинг частотаси қуйидаги муносабат билан аниқланади:

$$h\nu = (W_v - W'_v) + (W_r - W'_r), \qquad (214.1)$$

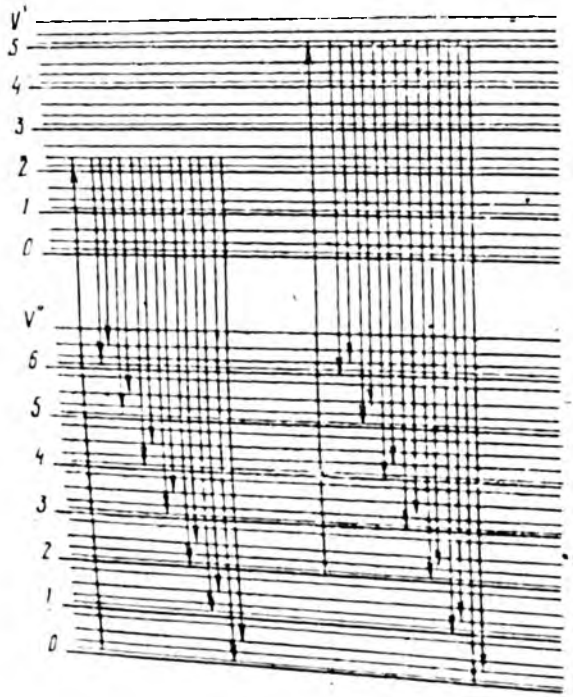
яъни частота спектрнинг инфрақизил соҳасига мос келади. Олдинги параграфдаги мулоҳазаларни такрорласак, узун тўлқинли спектрни ротацион спектр сифатида, яъни молекуладаги атомлар тебранмай, балки ўз оғирлик марказлари атрофида айланишини кўрсатадиган $W_v = W'_v$ шартга риоя қиладиган спектр сифатида изоҳлаш мумкин. Худди шундай равишда тебранишларни ҳам, айланишларни ҳам ҳисобга олсак, вибрацион-ротацион бўлган қисқа тўлқинли полосаларнинг тузилишини изоҳлашимиз мумкин. Бу назария инфрақизил спектрларнинг кузатиладиган ҳамма хусусиятларини яхши тушунтиради ва молекулаларнинг турли параметрларини (масалан, инерция моменти ва бошқаларни) баҳолаш имкониятини бериб, бу баҳолар кўринувчан соҳадаги полосали спектрларни кузатишдан чиқарилган ёки бошқа физик усуллар ёрдамида олинган баҳолар билан бир хил бўлади.

XXXIX боб
ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

215-§. Молекулаларнинг флуоресценцияси

Биз юқорида атомларнинг ёруғлик таъсирида уйғонишини кўриб ўтган эдик. Бу ҳолда кузатиладиган резонанс ёруғланиш фотолюминесценциянинг содда, лекин назарий жиҳатдан аниқ изоҳланадиган шаклидир. Шунга ўхшаш ҳодиса молекулаларни ёритганда ҳам кузатилиб, молекуланинг энергетик сатҳлари системасининг жуда мураккаб бўлганлиги натижасида кузатилган нурланиш ҳам жуда мураккаб кўринишга эга бўлади.

Масалан, Вуд I_2 молекулаларидан ташкил топган йод буғларини симоб лампанинг монохроматик нурланиши билан ёритиб, тўлқин узунликлари тахминан 2 Å қадар фарқ қиладиган кўп айрим чизиқлардан, аниқроғи чизиқлар жуфтларидан иборат жуда мураккаб спектр чиқишини кўрган. Бу жуфтлар қоидага мувофиқ тўпламни ташкил қилиб, бу жуфтлар орасидаги масофалар тўлқин узунликларининг бир неча ўн ангстремга тенг фарқига тўғри келади. Шундай ҳосил қилинган структура полосали спектрга хос бўлган полосалар системасига жуда ўхшайди, бунда ҳар бир полоса иккита чизиқдан ташкил топади. Шуниси қизиқки, бошқа тўлқин узунлик-



39.1-расм. Молекула энергетик сатҳларининг монохроматик уйғотилганда мураккаб чиқариш спектрининг ҳосил бўлишини тушунтирувчи схемаси.

ка эга бўлган монохроматик ёруғлик билан ёритганда юқорида айтилгандек мураккаб спектр ҳосил бўлди, лекин бу спектрнинг ҳамма тўлқин узунликлари бир оз ўзгарган эди. Агар монохроматик нурланиш билан эмас, балки спектрнинг кенгроқ (ангстремнинг ўндан бир улушининг бир нечтасича) соҳаси билан ёритилса, чиқариш спектри янада мураккаброқ бўлади.

Кузатилган фактларнинг бутун мураккаб тўплами полосали спектр назарияси нуқтаи назаридан муҳокама қилинганда жуда равшан талқин этилди.

Йод молекуласи 212-§ да баён қилинганга мос равишда энергетик сатҳлар системаси билан характерланади. Бундай сатҳларнинг бир қисмининг схемаси 39.1-расмда кўрсатилган.

Расмнинг пастидаги группа молекуланинг биринчи электрон ҳолатига мос келади ва молекуланинг турли тебраниш ҳолатларига тўғри келадиган ҳамда $V'' = 0, 1, 2, \ldots$ рақамлар билан белгиланган сатҳлар қаторидан иборат бўлади; шундай сатҳларнинг ҳар бири ёнида турли айланма ҳолатларга тўғри келадиган бир неча сатҳлар кўрсатилган. Сатҳларнинг юқоридаги группаси электрон конфигурацияси ўзгарган молекулага тааллуқли.

Айрим сатҳларнинг сони шунчалик кўпки, пастки группадаги сатҳларнинг биридан юқори группадаги сатҳларга ўтиш процесслари турли-туман бўлиши мумкин. Бу эса йоднинг молекуласи турли ёруғлик квантларини, яъни турли частотали монохроматик ёруғликни ютиши мумкинлигини билдиради; бошқа сўз билан айтганда, бундай молекуланинг абсорбция спектрида чизиқлар жуда кўп бўлади.

Бундай абсорбциянинг икки ҳоли 39.1-расмда пастдан юқорига йўналган стрелкалар сифатида кўрсатилган. Стрелкаларнинг узунлиги ютилган квантнинг $h\nu$ энергиясини ифодалайди. Шу усулда уйғотилган молекула пастки ҳолатлардан бирига мос квантлар чиқариб, ўша ҳолатга қайтиши мумкин (чизмада бу ҳол юқоридан пастга қараб йўналган стрелкалар билан кўрсатилган). Ҳар бир молекулада кўрсатилган ўтишлардан бири юз беради; ёритилган буғларнинг яхлит булути шундай ўтишларнинг тўпламини беради, яъни чизиқларнинг бутун бир системасини нурлантиради. Бир-бирига яқин турган чизиқларнинг ҳар бир жуфти қандайдир иккита айланма ҳолатга ўтишга мос бўлади. Айрим жуфтлар турли тебранма ҳолатларга ўтишларга мос бўлади. Ҳар бир полоса фақат икки айланма ҳолатга ўтишга мос чизиқдан ташкил бўлиши, яъни хаёлга келган барча ўтишларнинг амалга ошмаслиги квант қонунларидан келиб чиққан ва мураккаб атом ҳамда молекулаларнинг нурланиш процессларида доимо бажариладиган *танлаш қоидалари* ёрдамида изоҳланади.

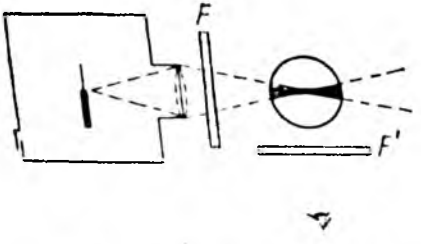
Шундай қилиб, монохроматик ёруғлик томонидан уйғотилган молекуланинг биринчи қарашда серҳашам бўлиб кўринган спектри аниқ талқин этилди ва молекуляр сатҳларнинг схемасини тузишда

қўлланилиши мумкин. Ҳозирги вақтда молекулаларнинг флуоресценция ҳодисаси кўпчилик икки атомли молекулалар учун ўрганилган ва молекуляр спектрларнинг умумий назариясига мослаштирилган. Кўп атомли молекулаларнинг флуоресценция спектрларини текшириш шу молекулаларнинг тузилишини тушунишда ёрдам беради, лекин бу спектрлар жуда мураккаб бўлиб, уларни тушунтириш жуда қийин бўлади.

216-§. Суюқлик ва қаттиқ жисмларнинг фотолюминесценцчяси. Люминесценциянинг спектрал таркиби. Стокс қоидаси

Буғларнинг юқорида кўрилган флуоресценция ҳодисаси XX асрнинг бошидагина ўргана бошланди. Бу ҳодиса Бор назарияси барпо қилингандан кейин талқин этилди. Суюқлик ва қаттиқ жисмларнинг фотолюминесценция ҳодисалари ёрқинроқ ва кузатиш енгилроқ бўлгани учун уч юз йилдан бери маълум. Лекин суюқ ва қаттиқ моддалар молекулалари ўртасидаги ўзаро таъсирлар жуда мураккаб бўлгани учун ҳозирги вақтгача, хусусан, совет физикларининг ишлари туфайли олинган қатор муҳим натижаларга қарамай конденсацияланган системалардаги люминесценция ҳодисаларини изоҳлашда тўлиқ назарий равшанликка эришилмаган.

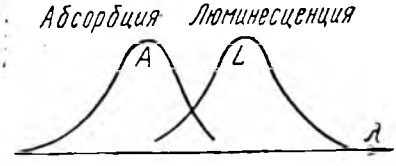
Фотолюминесценция ҳодисасини турли усуллар билан кузатиш мумкин. Кўпчилик моддаларда (бўёқларнинг, масалан, флуоресцеиннинг эритмаларида) сочилган кундузги ёруғликда ёки Қуёш нурларининг дастасида ўзига хос ёруғланишни кўриш мумкин. Камроқ ёруғланадиган бошқа жисмлар учун 39.2-расмда кўрсатилган қурилмадан фойдаланиш қулай бўлади. Манбадан, масалан, электр ёйидан чиқаётган ёруғлик линза ёрдамида йиғилиб текширилаётган моддага, масалан, бўёқ, хинин, керосин ва ҳоказоларнинг эритмаси солинган колбага туширилади. Колбанинг ён томонидан қараб турган кўз ёруғлик дастасининг қоронғи фондаги изини оқ полоса кўринишида эмас, балки текширилаётган моддага караб бирор рангга: флуоресцеин учун яшил, родамин учун қирмизи ранг, хинин учун кўкимтир ва бошқа рангларга бўялган даста сифатида кўради.



39.2-расм. Суюқликлар флуоресценциясини кузатиш схемаси.
F ва F' —қўшимча айқаш светофильтрлар.

Пайдо бўлган ёруғланишнинг ранги люминесценцияга хос белги бўлади: бу ранг тушаётган (уйғотувчи) ёруғликнинг рангидан фарқ қилиши натижасида люминесценцияни кузатиш енгиллашади. Бунда одатда Стокс топган (1852 й.) қоида бажарилиб, бу қоидага мувофиқ, люминесценция ёруғлигининг тўлқин узунлиги люминес-

ценцияни вужудга келтирган ва жисм томонидан ютилган ёруғликнинг тўлқин узунлигидан каттароқ бўлади. Одатда люминесценциянинг ва абсорбциянинг спектрал полосаларининг жойлашиши 39.3-расмда кўрсатилганга мос бўлиб, расмдан бу полосалар қисман устма-уст тушиши кўринади. Шундай қилиб, Стокс қоидаси ютиш полосасининг максимуми люминесценция полосаси максимумига нисбатан қисқа тўлқинлар томонига силжиган бўлишини билдиради.

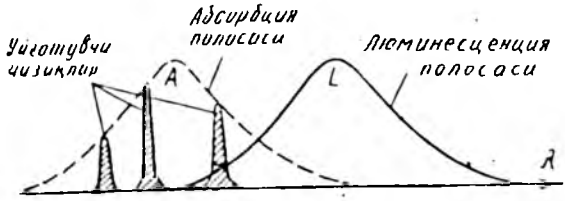


39.3- расм. Стокс қоидасини тушунтирувчи схема.

Люминесценцияни кузатиш шароитларини Стокс қоидасидан фойдаланиб яхшилаш мумкин, бунинг учун уйғотувчи нурларнинг йўлига люминесценциянинг тўлқин узунликларига мос бўлган нурларни ютадиган, лекин ўрганилаётган модда абсорбция қиладиган ёруғликни ўтказадиган F фильтр қўйиш керак. Аксинча, ўрганилаётган буюм билан кўз ўртасига биринчи фильтрга қўшимча бўлган, яъни A полосанинг нурланишини ютадиган, лекин L соҳани ўтказиб юборадиган F' фильтр қўйилади. Шундай қилиб, кўз тасодифий сочилган ёруғликдан ҳимоя қилинади, шу билан бирга люминесценция юз беради ва кузатувчига сезиларли сусаймасдан етиб боради. Айқаш фильтрлар усули деб аталган бу усул заиф люминесценцияланадиган моддаларни текширганда катта ёрдам беради.

Абсорбция ва люминесценция полосалари қисман устма-уст тушганлиги сабабли, люминесценция ёруғлигининг бир қисми ёритилган модданинг ичидан етарли қалинликдаги барча қатламлардан ўтиб чиққанда бирмунча ютилади. Бунинг натижасида люминесценция полосасининг кўриниши бузилиши мумкин; айниқса люминесценцияланадиган модданинг концентрацияси катта бўлганда тегишли тузатмалар киритиш зарур бўлади.

В. Л. Левшин органик молекулаларнинг баъзи синфлари учун Стокс қоидасини ютилиш ва люминесценция спектрларининг кўзгу симметрияси қоидаси деб аталадиган миқдорий муносабат билан алмаштириш мумкин эканлигини кўрсатди. Левшиннинг кузатишларига мувофиқ, юқорида айтилган типдаги моддаларнинг ютиш ва люминесценциясининг частоталар функцияси сифатида ифодаланган эгри чизиқлари ордината рационал танланган ҳолда иккала спектрни ифодалайдиган эгри чизиқларнинг кесишиш нуқтасидан частоталар ўқига перпендикуляр равишда ўтаётган тўғри чизиққа нисбатан кўзгули симметрик экан. Гарчи кўзгу симметрияси қоидаси люминесценциянинг ҳамма ҳолларида ҳам бажарилавермаса-да, бу қоида мураккаб молекулаларнинг жуда кенг синфи учун молекулаларнинг энергетик сатҳлари структураси ҳақида хулосалар чиқаришга имкон беради.



39.4- расм. Бирор ютиш полосаси ичида ётган частотали ёруғлик билан уйғотганда люминесценция спектри ўзгармай қолади.

Умумий мулоҳазалардан бирор моддада люминесценцияни вужудга келтиришга қодир бўлган ёруғлик бу моддада ютилиши кераклиги, яъни уйғотувчи ёруғликнинг тўлқин узунлиги абсорбция (ютиш) полосаси ичида ётиши кераклиги равшандир. Бу полоса етарли даражада кенг бўлганлиги учун (бундай ҳол суюқлик ва қаттиқ жисмларда қарийб доимо учрайди) уйғотувчи ёруғликнинг тўлқин узунлигини абсорбция полосаси ичида анча кўп ўзгартириш мумкин. Бу турдаги текширишларнинг кўрсатишича, уйғотувчи ёруғликнинг тўлқин узунлиги ютиш полосаси ичида ўзгарганда люминесценция спектри ўзгармайди (39.4-расм).

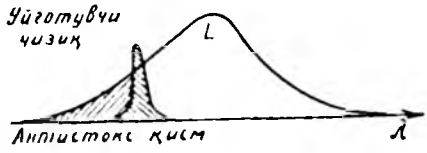
Агар модда бир неча ютиш полосасига эга бўлса, турли ютиш полосаларига тегишли ёруғлик билан уйғотиш люминесценция спектрини ўзгартириши мумкин, лекин люминесценция спектри ўзгармай қоладиган ҳоллар кам эмас. Бу муҳим кузатишлар люминесценция спектри текширилаётган моддани характерлашини кўрсатади. Уйғотувчи ёруғликнинг тўлқин узунлиги иккинчи даражали аҳамиятга эга бўлиб, бир ютиш полосасидан иккинчи полосага ўтишига молекуланинг уйғониш характерини йод буғларини уйғотганда кузатилгандек ўзгартириб маълум роль ўйнайди.

Айрим монохроматик нурланишлар билан уйғотганда Стокс қоидасидан четлашиш ҳолларини айниқса яққол кузатиш мумкин. 39.5-расмда шундай ҳол тасвирланган. Стокс қоидасининг бузилишига тегишли бўлган штрихланган соҳа *антистокс соҳаси* дейилади. Баъзан бу соҳани жуда яхши кўриш мумкин.

Стокс қоидаси фотонлар ҳақидаги тасаввурлар ёрдамида назарий жиҳатдан талқин этилди. Бу изоҳ люминесценция натижасида чиққан ҳар бир фотон ($h\nu$) ютилган битта фотон ($h\nu_0$) ҳисобига пайдо бўлади деган фаразга асосланади. Одатда ҳар бир шундай процессда ютилган фотон энергиясининг бир қисми (A) молекула ичидаги ҳар хил процессларга сарфланади, натижада энергиянинг сақланиш қонунига асосан,

$$h\nu = h\nu_0 - A.$$

A катталик мусбат бўлиб, Стокс топган силжишни изоҳлаб беради. Стокс қоидаси-



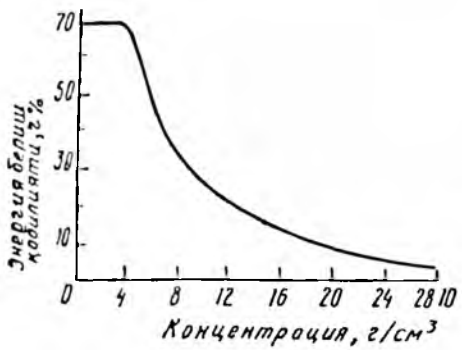
39.5- расм. Стокс қоидасининг бузилиши.

нинг бузилишига уйғотувчи фотоннинг энергиясига люминесценцияланувчи моддадаги иссиқлик энергиясининг қўшилиши сабаб бўлади. Ҳақиқатан ҳам, температура кўтарилиши билан антистокс соҳа аниқроқ кўринади.

Бу умумий мулоҳазалар люминесценциянинг юзага келишига доир барча масалаларни ҳал қила олмайди, албатта. Ютилган энергиянинг ҳаммаси ҳам люминесценция энергияси сифатида нурланавермайди. Люминесценциянинг энергия бериш қобилияти ёки фойдали иш коэффициенти деб, нурлантирилган энергиянинг люминесценцияланувчи модда ютган энергияга бўлган η нисбатига айтилади. Энергия бериш қобилиятини биринчи бўлиб аниқлаган С. И. Вавилов η катталик ўрганилаётган моддага ва тажриба шароитларига чамбарчас боғлиқ эканлигини топди. η катталик 100% га деярли тенг бўлган ва, аксинча, жуда кичик бўлган ҳоллар учрайди. Бу катталик бир моддадан иккинчисига ўтгандагина ўзгариб қолмай, балки бир модданинг ўзида ташқи шароитларга: температурага, эритгичга, концентрацияга, бегона аралашмаларга ва ҳоказоларга кўп боғлиқ бўлади.

Люминесценциянинг бегона моддалар қўшилиши натижасида сусайиш ҳодисаси люминесценциянинг *сўниши* дейилади. Газларнинг резонанс флуоресценцияси ҳолида бундай процесснинг моҳияти тушунарлидир. Атом уйғонган ҳолатда ўрта ҳисоб билан 10^{-8}—10^{-9} с бўлади. Шу вақт давомида уйғонган атом аралашманинг бирор атоми ёки молекуласи билан тўқнашиши мумкин. Бунда уйғонган атомнинг энергияси у билан тўқнашган заррага узатилади ва бу заррада бўлаётган бирор процессларга сарфланади ёки иссиқликка айланади (иккинчи тур тўқнашишлар). Шундай қилиб, уйғонган атомларнинг бир қисми нурланишда қатнашиш имкониятидан маҳрум бўлади ва, демак, дастлаб кузатилган люминесценция сусаяди (сўнади). Унинг ўрнига ёруғликни ўзи ютмайдиган, лекин энергияни уйғонган атомдан оладиган молекула химиявий реакцияга киради (сенсибиллаштирилган фотохимиявий реакция, қ. 190-§). Ютилган ва тўқнашиш вақтида иккинчи заррага узатилган энергия шу заррани уйғотиши ва люминесценцияни вужудга келтириши мумкин (сенсибиллаштирилган люминесценция).

Суюқ (ва қаттиқ) моддалар люминесценциясида ҳам люминесценция сўнади; масалан, йодли калий қўшилганда кўпчилик эритмалар люминесценциясининг интенсивлиги кўп камаяди. Бу ҳолларда ҳам сўндиргич бўлиши туфайли люминесценцияланадиган молекуланинг уйғониш энергияси сўндиргичнинг молекулаларига ўтса керак. Оқибатда уйғонган молекулалардан олинган энергия бутун модда орасида тақсимланиб, уни бир оз қиздиради. Люминесценцияланадиган модданинг концентрацияси ортганда ҳам худди шундай сўниш ҳодисаси (*концентрацион сўниш* деб аталадиган ҳодиса) юз беради. Тажрибанинг кўрсатишича, модда концентрациясининг анча кўпайтирилиши оқибатида, одатда, флуоресценция кўп ка-



39.6- расм. Флуоресценнинг энергия бериш қобилиятининг концентрацияга боғлиқлиги (С. И. Вавилов маълумотлари).

маяди ва концентрация жуда катта бўлганда флуоресценция жуда кам бўлади. Мисол сифатида 39.6-расмни кўриб чиқайлик; бу расм флуоресцеиннинг сувдаги эритмасининг флуоресценцияланиш қобилияти эритма концентрациясининг кўпайиши билан камайишини кўрсатади.

Флуоресценцияланиш қобилиятининг кўп ҳолларда кузатилган камайишига бирор сўндирувчи агентларнинг борлиги сабаб бўлса ажаб эмас. Аксинча, флуоресцеиннинг сувдаги эритмасига ишқор қўшилганда флуоресценция равшанлигининг кўп ортишига сезиларли сўндирувчи таъсир кўрсатувчи водород ионларининг концентрацияси камайиши сабаб бўлса керак.

Суюқликлардаги концентрацион сўнишнинг ва бегона аралашмалар таъсирида сўнишнинг моҳиятини, яъни уйғониш энергиясининг иссиқликка ўтиш процессини молекула ва муҳитнинг тузилиши ҳақидаги энг батафсил маълумотлар асосидагина тушуниш мумкин. Лекин бизда ҳали бундай батафсил маълумотлар йўқ. Лекин сўниш ҳодисасининг бу ҳодисани люминесценциянинг бошқа хусусиятлари билан (масалан, қутбланишнинг давомлиги ва характери билан) боғлашга имкон берадиган экспериментал ҳамда назарий умумий қонунлари С. И. Вавилов ва унинг ҳамкорлари бажарган ишлар туфайли етарли даражада тўла аниқланган.

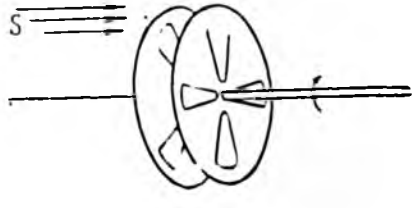
Атрофдаги муҳит люминесценциянинг интенсивлигигагина эмас, балки унинг спектрал таркибига ҳам таъсир қилади. Масалан, бир эритгичнинг ўрнига бошқасини қўллаш флуоресценция полосасини бир неча юз ангстрем силжитиши мумкин. Бунга эритилган моддадаги диссоциация даражаси ва молекула билан ионнинг флуоресценцияси кўпинча бир-биридан кўп фарқ қилиши сабаб бўлса керак. Масалан, акридин молекуласи бинафша рангда флуоресценцияланса, унинг иони кўк-яшил флуоресценцияланади. Шунинг учун органик эритгичлардаги ёки ишқорий муҳитдаги акридин бинафша рангда ёруғланади, сувли эритма ёки кислотали муҳитда эса кўк-яшил рангда ёруғланади. Юқорида айтилган шартлар люминесценция усулидан миқдорий анализ мақсадларида фойдаланишни қийинлаштиради. Лекин пухта ўтказилган дастлабки текширишлар ёрдамида кўпинча бундай қийинчиликни бартараф қилса бўлади.

217-§. Фотолюминесценциянинг давом этиш вақти

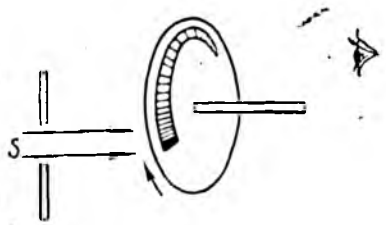
Кўпчилик моддаларда (асосан суюқлик ва газларда) люминесценция шунчалик тез сўнадики, амалда ёритиш тугаши билан бир вақтда ёруғланиш ҳам тугайди. Люминесценциянинг бундай тури одатда *флуоресценция* деб аталади. Демак, флуоресценцияни кузатиш узлуксиз ёритишни талаб қилади. Бошқа ҳолларда (қаттиқ жисмларда) ёритиш тугагандан сўнг ёруғлик чиқиб туриши бирмунча вақт давом этиши мумкин. Люминесценциянинг бундай тури кўпинча *фосфоресценция* деб аталади. Бу икки процессни сўнг нурланишнинг давом этиш вақтига қараб ажратиш бир оз сунъийдир, чунки кузатиш усулларини яхшилаш люминесценциянинг барча турлари бирмунча вақт давом этишини аниқлаб беради.

Сўнг нурланишнинг борлигини ва унинг давом этиш вақтини аниқлаш учун турли усуллар қўлланилади. Шу мақсад учун хизмат қиладиган ва Беккерель фосфороскопи деб аталадиган содда асбоб қуйидагича тузилган. Ўрганиладиган модда тез айлантириш мумкин бўлган икки диск орасига қўйилади. Дисклларда секторсимон ўйиқларнинг сони бир хил бўлиб, дисклар умумий ўққа бир дискнинг ўйиқлари иккинчи дискнинг яхлит жойларига тўғри келадиган қилиб ўрнатилган (39.7-расм). Буюмга (моддага) ёруғлик юбораётган манба дисклариинг бир томонида, кузатувчи эса иккинчи томонида туради. Дисклардаги тешиклар бир-бирига тўғри келмаганлиги сабабли буюмни ёритиш ва кузатиш турли вақтларда бўлиб, дисклариинг айланиш тезлигини ва тешиклар ўртасидаги бурчакни ўзгартириб бу процесслар орасидаги вақтни ўзгартириш мумкин. Дисклариинг фосфоресценция ёруғлиги кўринадиган ҳолдаги айланиш тезлиги ва олдинги ҳамда кетинги дисклардаги тешикларнинг бир-бирига нисбатан силжиш бурчаги маълум бўлса, сўнг нурланишнинг давом этиш вақтини аниқлаш мумкин. 10^{-4} с гача бўлган чўзилиш вақтини Беккерель фосфороскопи ёрдамида ўлчаш мумкин.

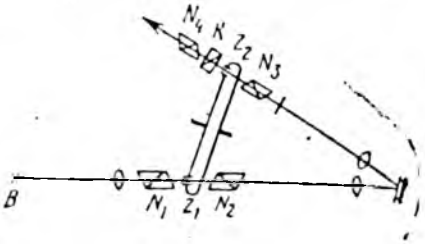
Бошқа типдаги фосфороскопда буюм тез айланаётган шаффоф дискка жойлаштирилади. Диск айланганда кузатувчи дискнинг четларига борганча сусайиб борадиган фосфоресценцияланувчи полосани кўради (39.8-расм). Айланиш тезлиги маълум бўлса, полосанинг узунлиги бўйича фосфоресценциянинг чўзилиш вақтини



39.7-расм. Сўнг нурланишнинг 10^{-4} с гача бўлган давом этиш вақтини ўлчашга имкон берадиган содда фосфороскопнинг схемаси.



39.8-расм. Уйғонган ҳолатнинг 10^{-5}—10^{-6} с миқдордаги давом этиш вақтини ўлчашга имкон берадиган фосфороскопнинг схемаси.



39.9-расм. Уйғонган ҳолатнинг 10^{-8}—10^{-9} с миқдордаги давом этиш вақтини ўлчашга имкон берадиган ва ёруғликни юқори частотали модуляциялайдиган фосфороскопнинг схемаси.

баҳолаш мумкин. Бу фосфороскоп билан 10^{-5}—10^{-6} с га тенг чўзилиш вақтини ўлчаш мумкин.

Гавиол флуорометри ёрдамида янада қисқа чўзилиш вақтларини (10^{-9} с гача) ўлчаш мумкин (39.9-расм). Бу усул Керр эффектидан фойдаланишга асосланган бўлиб, бу эффект 10^{-8}—10^{-9} с вақтлар учун амалда инерциясиздир. Керрнинг икки $N_1Z_1N_2$ ва $N_3Z_2N_4$ қурилмаси юксак частотали (10^6—10^7 Гц) ўзгарувчан кучланиш билан бошқарилади ва натижада бу қурилмалар ёруғлик йўлини секундига жуда кўп марта очадиган ва ёпадиган оптик затворларга айланиб қолади. Бу қурилмаларнинг таъсири маълум даражада Беккерель фосфороскопининг икки дискининг таъсирига ўхшаш бўлади: B манбадан чиқиб, бирор пайтда $N_1Z_1N_2$ дан ўтган ёруғлик флуоресценцияланувчи T моддага боради ва люминесценция вужудга келтиради. Люминесценция процессининг қанча вақт кечикишига боғлиқ равишда бу иккиламчи ёруғлик Z_2 га бирмунча кечроқ келади. $N_3Z_2N_4$ қурилманинг ўтказувчанлиги вақт ўтиши билан тез ўзгаргани сабабли Z_2 дан чиқаётган ёруғликнинг интенсивлиги чақнашнинг Z_2 га етиб келиш пайтига боғлиқ бўлади ва, демак, бу интенсивликка қараб, сўнг нурланиш вақти тўғрисида хулоса чиқариш мумкин.

Гавиол флуорометрида Z_2 орқали ўтган ёруғликнинг интенсивлиги эмас, балки ёруғликнинг икки компонентаси ўртасида Керр конденсаторида пайдо бўладиган фазалар фарқи ўлчанади. Бу катталикнинг ўзи ўтаётган ёруғликнинг интенсивлигини аниқлаб беради; фазалар фарқини ўлчаш эса (K конденсатор ёрдамида) ўтказилган ёруғликнинг интенсивлигини баҳолашга қараганда қулайроқ. Юқорида айтилган усул билан ўлчанган t кечикиш вақти икки катталикдан: ёруғликнинг Z_1TZ_2 йўлни босиб ўтишига кетган τ_0 вақтдан ва иккиламчи ёруғланиш процессининг τ кечикиш вақтидан иборат бўлади. Агар флуоресценцияловчи модда солинган идишнинг ўрнига ёруғликни амалда оний қайтарувчи кўзгу қўйсак,

τ_0 ни бевосита топиб олишимиз мумкин ва тегишли тузатма киритиб, ёруғланишнинг τ кечикиш вақтини аниқлаш имкониятига эга бўламиз.

Фанлар академиясининг Физика институтида Л. А. Тумерман ва М. Д. Галанин курган флуорометр Гавиол флуорометрига маълум даражада ўхшаш бўлиб, бу қурилмада ёруғлик нури ультраакустик тўлқинлардаги дифракция ҳодисаси ёрдамида модуляцияланади. Бу усул ёруғлик кучининг катта бўлиши билан Керр усулидан устун туради. Ҳозирги вақтда янада тез ишлайдиган бошқа флуорометрлар қуриляпти, улар ҳам жуда кам кечикишларни фаза бўйича ўлчайди.

210-§ да τ нинг аниқланган қиймати нурланиш процессига қайси нуқтаи назардан қаралишига қараб ёруғланишнинг *кечикиш* вақтини (уйғонган ҳолатнинг ўртача давом этиш вақтини) ёки ёруғланишнинг *чўзилишини* (чиқариш процессининг давом этиш вақтини) характерлаши мумкин эканлиги айтиб ўтилган эди. Ҳозир квант нуқтаи назаридан изоҳлашнинг тўғрилигига шубҳа қилишимиз учун асос йўқ, шунинг учун τ ни уйғонган ҳолатнинг ўртача давом этиш вақти дейиш табиий бўлади. Лекин кўпинча нурланиш процессини классик нуқтаи назардан талқин этиш мақсадга мувофиқ бўлиб, бу ерда эса τ бутунлай бошқа маънога эга.

Яккаланган атомларнинг нурланиши учун (Na атомларининг резонанс флуоресценцияси, $\tau = 1{,}5 \cdot 10^{-8}$с), яккаланган молекулаларнинг нурланиши учун (йод буғларининг молекуляр флуоресценцияси $\tau = 1 \cdot 10^{-8}$с), суюқ ҳамда қаттиқ жисмларнинг люминесценцияси учун τ нинг қийматлари юқорида баён этилган усул билан аниқланган. Турли хил суюқ ва қаттиқ моддалар учун τ нинг қиймати 10^{-9}с атрофида бўлиб, бир моддадан иккинчи моддага ўтганда ва ҳатто эритгични ўзгартирганда ўзгариши аниқланди. Масалан, эозиннинг сувдаги эритмаси учун $\tau = 1{,}9 \cdot 10^{-9}$с, ўша бўёқнинг метил спиртидаги эритмалари учун $\tau = 3{,}4 \cdot 10^{-9}$с га тенг. Ўлчаш хатоси $0{,}5 \cdot 10^{-9}$с га тенг бўлиб, ҳозирги замон флуорометрларида бу хато янада камайтирилиши мумкин. Люминесценцияланувчи қаттиқ моддалар учун, масалан, уранли шишаларда τ анча катта ($\approx 10^{-4}$с). Қаттиқ жисмлар люминесценциясининг бошқа кўп ҳолларида уйғонган ҳолатнинг ўртача давом этиш вақти шунчалик каттаки, уни ўлчаш учун бу параграфнинг бошида таърифланган қўлроқ фосфороскоплар қўлланилади. Фосфорларнинг ёруғланиши бир неча соат ва ҳатто бир неча кун давом этадиган махсус турлари (кристаллофосфорлар) бор.

Давомли ва қисқа вақтли люминесценция турли типдаги физик процесслар натижасида юз бериши шубҳасиз. Люминесценциянинг икки тури, яъни флуоресценция ва фосфоресценция даставвал айни шу белги билан фарқланар эди, бунда флуоресценция деб ёритилиш тугаган ҳамона тўхтайдиган ёруғланиш тушунилар эди. Уйғонган ҳолатнинг давом этиш вақтига доир бўлган маълумотлар бундай

бўлиниш шартли эканлигини кўрсатади, чунки уйғонган ҳолатлар нинг давом этиш вақтидаги фарқ жуда катта: биз флуоресценция қаторига τ бир неча ўн марта фарқ қиладиган процессларни (масалан, симоб ва натрий атомларининг резонанс флуоресценциясини) ҳеч қандай шубҳасиз киритамиз.

Шунга қарамай, фотолюминесценция процессларини икки турга ажратиш мумкин бўлса керак. Биринчи турга уйғониш процесслари бутунлай атом ёки молекуланинг ичида бўлиб, уйғонган ҳолатга ўтиши натижасида уйғонган атом ёки молекуладан электроннинг ажралишига олиб келмайдиган процесслар киради. Бундай турдаги люминесценция молекуланинг (атомнинг) дастлабки ҳолатга қайтишига мос келади; бу люминесценция, асосан, шу молекуланинг (атомнинг) хусусиятлари билан белгиланади ва ташқи шароитларга (температурага, атрофдаги молекулаларга ва ҳоказоларга) жуда кам боғлиқ бўлади. Бу қаторга биринчи навбатда газлар ва суюқликларнинг люминесценцияси киради. Иккинчи тур люминесценцияланувчи кристаллар ёки кристалл кукунларда намоён бўлади. Бундай моддалар уйғотилганда электрон кўпинча ўзининг кристалл панжарадаги жойидан бутунлай ажралади, натижада кристалларнинг электр ўтказувчанлиги ортади ва ажралган ёки қандайдир бошқа электроннинг бўш жойга қайтиши билан бирга юз берадиган фосфоресценция пайдо бўлади.

Электроннинг кристаллдаги ҳаракатчанлиги кам бўлгани учун бундай уйғонган ҳолатларнинг давом этиш вақти анча катта бўлиши мумкин. Бундай турдаги фосфоресценция жуда катта муддатга чўзилган бўлиб, уни фосфороскоп ёрдамисиз кузатиш мумкин. Температура кўтарилса, кўпинча, бу вақт анча камаяди, бунга электронлар ҳаракатчанлигининг ортиши сабаб бўлиши мумкин. Люминесценциянинг юқорида кўрсатилган соф турлари чегаравий ҳоллар бўлиб, улар ўртасида турли ўтишлар бўлиши мумкин. Хусусан, муҳитнинг ёпишқоқлиги ортганда (масалан, эритмага желатин қўшилганда) нурланиш процесси узаяди ва қисқа вақтли нурланишни узоқ вақтли нурланишга айлантиради. Лекин бу ерда узлуксиз ўтиш йўқ ва ёпишқоқлик ошганда қисқа вақтли люминесценция билан бир вақтда иккинчи хил узоқ муддатли люминесценция ҳам юз беради.

218-§. Люминесценциянинг таърифи ва давом этиш вақтининг мезони

Люминесценциянинг давом этиш вақтини кўрсатувчи τ вақтнинг қийматлари хилма-хил ($\tau \approx 10^{-9}$ с дан $\tau \approx 10^{6}$ с гача) бўлишига қарамай бу вақтнинг қиймати люминесценциянинг барча процесслари учун нурланаётган молекуланинг хусусий тебранишлари давридан ($T = 10^{-14}$—10^{-15} с) анча катта эканлиги хосдир. С. И. Вавилов бу ҳолга алоҳида эътибор бериб, давом этиш вақти-

нинг шу мезони люминесценцияни ёруғланишнинг бошқа турларидан ажратиш имкониятини берадиган ягона характерли мезон эканлигини кўрсатди.

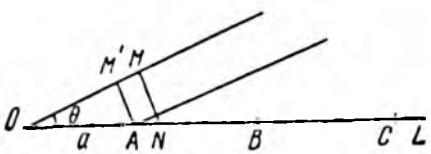
194-§ да биз иссиқлик (яъни температурали) нурланишини Кирхгоф қонунига бўйсунувчи мувозанатли нурланиш сифатида таърифлаган эдик. Шу билан биз иссиқлик нурланишини ёруғланишнинг мувозанатда бўлмайдиган бошқа турларидан фарқ қилган эдик. Бироқ тайинли бир температурада интенсивлиги иссиқлик нурланишидан катта бўлиши мумкин бўлган мувозанатда бўлмаган ёруғланишлар қаторида ҳар хил турлар учрайди. Шулар қаторига люминесценция ҳам киради, албатта, лекин сочилган ёруғлик ҳам, қайтган ёруғлик ҳам иссиқлик нурланишидан худди шундай фарқ қилади. Лекин ёруғланишларнинг люминесценциядан бошқа турларининг ҳаммасини мажбурий ёруғлик тебранишлари сифатида характерлаш мумкин. Бу тебранишлар мажбур этувчи ёруғланиш мавжуд вақтда давом этади ва амалда мажбур этувчи ёруғлик тебранишларининг даври билан бир ўлчамли бўлган вақт давомида, яъни тахминан $\tau = 10^{-14}$ с давомида йўқолади. Люминесценциянинг сўнг нурланиш вақти жуда катта бўлади. Шунга мос равишда С. И. Вавилов *люминесценцияни температурали нурланишдан ортиқча нурланиш деб таърифлашни ва бундай ортиқча нурланишнинг давом этиш вақти ёруғлик тебранишларининг давридан анча катта бўлиш шарти бажарилиши кераклигини* таклиф қилди.

Бу таъриф люминесценцияни ёруғланишнинг бошқа турларидан бир маъноли ажратади ва ёруғланишнинг люминесцент характерини тажрибада катта ишонч билан аниқлаш имкониятини беради. Бунинг учун ёруғланиш вақтини мураккаб усуллар билан аниқлаш талаб қилинмайди. Бу вақтнинг жуда қисқа эмас эканлигига ишонч ҳосил қилиш етарлидир. Бунинг учун эса фараз қилинаётган люминесценцияни мос сўндиргич ёрдамида сўндиришга доир тажриба ўтказиш кифоя. Ёруғланиш сўниши учун уйғонган ҳолатнинг давом этиш вақти сўндиргич молекулалари билан бўладиган тўқнашишлар ўртасидаги ўртача вақтдан катта бўлиши керак. Уйғонган молекулалар ва сўндирувчи модданинг концентрацияси жуда кам бўлмаганда бу вақт 10^{-11}—10^{-13} с дан кам эмас. Шунинг учун люминесцент бўлмаган, яъни жуда тез тугайдиган ($\tau < 10^{-14}$ с) ёруғланишлар сўнишга улгурмайди.

Вавиловнинг ўзи шу мезон ёрдамида бир неча муҳим ҳолларда ёруғланишнинг люминесцент ёки люминесцент эмаслиги ҳақидаги масалани ҳал қилишга муваффақ бўлди.

219-§. Вавилов — Черенков нурланиши

Радиактив нурлар (β ва γ-нурлар) таъсирида юз берадиган махсус ёруғланиш ҳоли айниқса катта аҳамиятга эга. С. И. Вавилов раҳбарлигида ишлаётган П. А. Черенков (1934 й.) бундай нурла-



39.10-расм. Вавилов—Черенков нурланиши назариясига доир.

$OA=AB=BC=\ldots=a=vt$. $M'A-O$ дан чиқарилган тўлқин фронтининг электрон A вазиятга етган t пайтдаги вазияти.

ниш турли-туман моддаларда, шу ҳисобда тоза суюқликларда ҳам пайдо бўлишини кўрсатди. Бу ёруғланишнинг сўнмаслигини аниқлаб Вавилов бу ёруғланиш илгари ҳисобланганча люминесценция эмас, деган фикрга келди ва унинг вужудга келишига электронларнинг модда орқали ўтиши сабаб бўлади деди. Бу ҳодисани И. Е. Тамм ва И. М. Франк ўзларининг назарий текширишида тўлиқ изоҳлаб берган бўлиб (1937 й.), бу текширишда электроннинг тезлиги ёруғликнинг шу моддадаги фазавий тезлигидан катта бўлган ҳолда ёруғланиш пайдо бўлиши кераклиги кўрсатилди.

Электрон v тезлик билан бирор модда, масалан, сув орқали OL чизиқ бўйича (39.10-расм) текис ҳаракат қилаётган бўлсин.

Электрон моддада ҳаракат қилаётганда электрон модданинг атомлари билан ўзаро таъсирлашади, натижада электрон энергиясининг бир қисми атомларга узатилиши ва уларни ионлаши ёки уйғотиши мумкин. Лекин бу масалада бизни электрон энергиясининг бундай исрофлари қизиқтирмайди. Ҳаракатдаги электрон вужудга келтирган электр майдонини батафсил текшириш электрон энергияси сарфланишининг бошқа шакллари ҳам бор эканлигини кўрсатади. Юқорида айтилганлар Л. И. Мандельштам таклиф этган ҳолда яққол кўринади. Электрон моддадаги бўш каналнинг ўқи бўйлаб катта тезлик билан ҳаракат қилаётган ва ўз ҳаракатида модда атомлари билан бевосита тўқнашмайдиган бўлсин. Лекин каналнинг диаметри ёруғликнинг тўлқин узунлигидан анча кичик бўлса, у ҳолда барибир электрон ўз энергиясини цилиндрсимон каналнинг ўқини ўраб турган юз орқали ўтаётган нурланиш кўринишида йўқотади. Агар масалани соддалаштириш учун биз муҳитни етарли даражада шаффоф деб ҳисобласак, нурланиш оқими бу муҳитдан бемалол чиқади. Нурлантирилаётган энергия ҳаракатдаги электроннинг энергиясидан олинади, албатта, натижада электроннинг ўз майдонида тормозланиши сабабли тезлиги камая бошлайди. Мана шу нурланиш Вавилов — Черенков нурланишининг нақ ўзи бўлади.

Ҳисобларнинг кўрсатишича, бу нурланиш ва у билан боғлиқ бўлган тормозланиш электроннинг v тезлиги ёруғликнинг муҳитдаги фазавий c тезлигидан катта бўлганда пайдо бўлади ва электроннинг тезлиги камайиб шу тезликкача тенглашганда (яъни $v=c$ бўлганда) йўқолади. «Ёруғлик тезлигидан катта» тезлик билан ҳаракат қилаётган электроннинг электр ва магнит майдонини ҳисоблаб чиқиб ва Пойнтинг векторини тузиб, электрон чиқараётган ёруғлик оқимини

ҳисоблаб топиш мумкин. Бунда нурланишнинг фазода тор конуссимон қатлам ичида ўзига хос равишда тақсимланиши кузатилиб, конуснинг ясовчиси ҳаракат йўналиши билан θ бурчак ташкил қилади, бунда $\cos\theta = \frac{c}{v}$ бўлиб, $c = c_0/n$ — ёруғликнинг фазавий тезлиги; нурланиш қутбланган бўлиб, унинг электр вектори электроннинг ҳаракат йўналиши орқали ўтадиган текисликда ётади. Назариядан чиққан бу хулосаларнинг ҳаммаси Вавилов — Черенков ёруғланишини кузатиш натижалари билан ҳам сифат жиҳатдан, ҳам миқдор жиҳатидан яхши мос келади.

Кўриб чиқилаётган нурланишнинг энг ўзига хос хислатини, яъни унинг бурчаклар бўйича тақсимотини ва $v > c_0/n = c$ шартга риоя қилиш кераклигини етарли даражада умумий мулоҳазалардан келтириб чиқариш мумкин. Синдириш кўрсатгичи n га тенг бўлган бир жинсли шаффоф моддадаги тор бўш каналнинг ўқи бўлмиш OL чизиқ (қ. 39.10-расм) бўйича v тезлик билан ҳаракат қилаётган электронни тасаввур қилайлик. OL чизиқнинг ҳаракат қилаётган электрон кетма-кет эгаллаётган ҳар бир нуқтаси ёруғлик чиқариш маркази бўлиб, бироқ ёруғлик $\tau = a/v$ катталик билан аниқланадиган кечикиш билан чиқади, бу ерда a — электроннинг кўрилаётган икки вазияти орасидаги масофа. Бу кетма-кет вазиятлардан чиқаётган ҳамма тўлқинлар ўзаро интерференцияланиш натижасида кучайиши учун улар ўртасидаги фазалар фарқи a нинг истаган қийматида нолга тенг бўлиши керак. 39.10-расмдан бундай шарт электроннинг ҳаракат йўналиши билан θ бурчак ҳосил қилган йўналиш учун бажарилиши, θ бурчак эса қуйидаги шартдан аниқланиши кўринади:

$$\frac{a\cos\theta}{c} - \frac{a}{v} = 0,$$

бундан

$$\cos\theta = \frac{c}{v}.$$

Ҳақиқатан ҳам, O нуқтадан чиқаётган тўлқиннинг фронти $M'A$ вазиятга $OM'/c = \frac{a\cos\theta}{c}$ вақтда етади (бу ерда A — электроннинг янги вазияти); электрон эса A нуқтага $\tau = \frac{a}{v}$ вақтда боради. Агар бу вақт оралиқлари тенг бўлса, яъни $\frac{a\cos\theta}{c} = \frac{a}{v}$ бўлса, a нинг қиймати ҳар қандай бўлганда ҳам O нуқта билан A нуқтадан чиққан тўлқинлар фазаси бир хил бўлади.

Шундай қилиб, максимал интенсивлик йўналиши конус ясовчиси билан унинг OL ўқи орасидаги θ бурчак билан аниқланиб, бу бурчак ўз навбатида $\cos\theta = \frac{c}{v}$ шартга риоя қилиши керак. Агар $v < c$, яъни электроннинг тезлиги ёруғликнинг фазавий тезлигидан кам

бўлса, мос θ йўналиш мумкин бўлмайди. Аксинча, $v > c$ бўлганда θ бурчак тўла назария ва тажриба маълумотларига мос равишда электроннинг v тезлиги ва муҳитнинг n синдириш кўрсаткичига боғлиқ бўлган маълум қийматга эга бўлади.

Агар $\cos\theta = c/v$ шарт бажарилмаса, OL траекторияни шундай a кесмаларга бўлишимиз мумкинки, мос икки қўшни кесмадан, яъни бир-биридан a масофада турган нуқталардан чиқаётган тўлқинларнинг йўл фарқи $\pm\frac{1}{2}\lambda$ га тенг бўлсин. Бошқача қилиб айтганда, қуйидаги шарт бажарилиши керак:

$$c\frac{a\cos\theta}{c} - c\frac{a}{v} = \pm\frac{1}{2}\lambda,$$

бундан

$$a = \pm\frac{\lambda v}{2(v\cos\theta - c)}.$$

Бу шарт бажарилганда қўшни кесмаларнинг мос нуқталаридан чиқаётган ёруғлик интерференция натижасида сўнади ва шу йўналиш бўйича нурланиш тарқалмайди.

Шундай қилиб, тўлқинларнинг ўзаро интерференцияси натижасида нурланиш тарқалиши мумкин бўлган ягона йўналиш $\cos\theta = \frac{c}{v}$ шарт билан белгиланадиган йўналиш бўлиб, бу шарт ёруғлик тезлигидан катта тезлик билан ($v > c$) ҳаракат қилингандагина маънога эга бўлади. Албатта, реал тажрибада ёруғлик конуси чексиз юпқа бўлмайди, чунки учаётган электронларнинг оқими чекли апертурага ва тезликлари маълум тарқоқликка эга бўлиб, n синдириш кўрсаткичи кўринувчан интервалдаги турли тўлқин узунликлар учун ҳар хил бўлади. Бунинг ҳаммаси $\cos\theta = c/v$ шарт билан аниқланган йўналиш атрофида озми-кўпми тор конуссимон қатламнинг пайдо бўлишига ёрдам беради.

Тўлқин ҳодисалари соҳасида Вавилов — Черенков нурланишига ўхшаш эффектлар жуда кўп. Масалан, агар кема турғун сув (кўл) юзида тўлқинларнинг сув юзи бўйича тарқалиш тезлигидан катта тезлик билан ҳаракатланса, кема бурни остида пайдо бўлган тўлқинлар кемадан орқада қолиб, ясси тўлқин конуси ташкил қилади ва бу конуснинг очилиш бурчаги кеманинг тезлиги билан сув юзидаги тўлқинлар тезлигининг нисбатига боғлиқ бўлади. Снаряд ёки самолёт товуш тезлигидан катта тезлик билан ҳаракат қилганда товуш нурланиши (гувиллаш) пайдо бўлиб, бу нурланишнинг тарқалиш қонунлари «Мах конуси» деб аталадиган конуснинг пайдо бўлиши билан боғланган. Бу ҳодисалар аэродинамик тенгламаларнинг чизиқли эмаслиги натижасида мураккаблашади. Зоммерфельд 1904 йилда заряд ёруғлик тезлигидан катта тезлик билан ҳаракат қилганда вужудга келиши зарур бўлган электродинамик (оптик) нурланишини ҳисоблаб топди. Лекин Зоммерфельд ишларидан бир неча ойдан сўнг нисбийлик назариясининг яратилиши заряд-

нинг ёруғлик тезлигидан катта тезлик билан ҳаракат қилиш масаласини маъносиз ва Зоммерфельднинг ҳисобларини қизиқарсиз қилиб қўйди. Вавилов — Черенков ёруғланишининг пайдо бўлиши каби физик имконият электроннинг ёруғликнинг муҳитдаги фазавий тезлигидан катта тезлик билан ҳаракатланишига боғлиқ бўлиб, нисбийлик назариясига ҳеч қандай хилофлик йўқ.

Шундай қилиб, Вавилов — Черенков нурланиши ёруғланишнинг биринчи бўлиб совет олимлари кашф қилган янги ва жуда қизиқ туридир.

Вавилов — Черенков нурланиши экспериментал ядро физикасида ва элементар зарралар физикасида қўлланилади. Ёруғланишнинг жуда заиф бўлишига қарамай, ёруғлик қабул қилгичларнинг сезгирлиги ягона бир зарра вужудга келтирган нурланишни қайд қилиш учун етарлидир. Вавилов — Черенков нурланишига қараб зарранинг зарядини, тезлигини ва ҳаракат йўналишини, унинг тўла энергиясини аниқлаш имкониятини берадиган асбоблар барпо қилинган. Вавилов — Черенков нурланишининг ядро реактори ишини контрол қилиб туришда қўлланиши муҳим амалий аҳамиятга эга.

220-§. Кристалл фосфорлар

Ҳозирги вақтда флуоресценцияланадиган ва фосфоресценцияланадиган моддалар ўртасида аниқ чегара бўлмаса ҳам фосфоресценцияланадиган моддалар синфига киритиш мумкин бўлган моддалар бор. Хусусан, бундай моддалар қаторига кристалл фосфорлар деб аталадиган моддалар киритилиб, бу моддалар интенсивлиги жуда катта бўлган ёруғланиш беради ва шунинг учун катта амалий аҳамиятга эга. Бундай фосфорларнинг асосини тоза кўринишда флуоресценцияланмайдиган ноорганик моддалар ташкил қилади. Бу моддаларга «активаторлар» деб аталадиган баъзи аралашмалардан жуда кам миқдор (10^{-2}—10^{-10}%) қўшилса, бу моддалар интенсив равишда фосфоресценцияланадиган бўлиб қолади. Кўп ҳолларда бундай активаторлар сифатида металларнинг бирикмаларидан фойдаланилади. Масалан, фосфоресценцияланадиган экранлар ясашда ишлатиладиган ёрқин фосфор таркибида марганец, висмут ёки мис бўлган бирикмаларнинг кам миқдорлари билан активлантирилган рух сульфидидан ташкил топган.

Бундай фосфоресценцияланадиган моддаларнинг сўнг нурланиши узоқ ва юқорида айтилгандай, температурага кўп боғлиқ. Температура кўтарилганда ёруғланишнинг давом этиш вақти кескин камаяди, лекин равшанлиги кўп ортади. Бу ҳодисани қуйидаги содда тажрибада кузатиш мумкин. Рух сульфидли экранни электр ёйининг ёрқин нури билан ёритиб фосфоресценциялаймиз. Бу экранни қоронғи жойга кўчирсак, экран бир неча минут давомида ёришиб туриб, аста-секин сўнади. Агар ёруғлик чиқараётган экраннинг орқа томонига қиздирилган жисм, масалан, қиздирилган диск

тегизиб қўйсак, экраннинг исиган соҳаси ёрқин чақнайди ва иситилган соҳанинг чегараларини кўрсатади. Лекин қисқа муддатдан сўнг бу соҳа атрофдаги соҳага қараганда қоронғироқ бўлиб кўринади, чунки ёрқин нурланишдан сўнг тез сўниш (ёруғсизланиш) келади: Ўлчашларнинг кўрсатишича, ёруғсизланишни минглаб марта тезлаштирганда (масалан, 1300° С гача қиздирилганда ёруғланиш вақти бир неча соатдан 0,1 с гача қисқаради) ҳам ёруғлик йиғиндиси, яъни ёруғланиш интенсивлигидан вақт бўйича олинган интеграл амалда ўзгармас бўлиб қолади.

Фосфоресценция ҳодисаларида Стокс қоидаси ҳам тўғри бўлади. Жуда кўп моддалар ультрабинафша нурлар ва Рентген нурлари таъсирида кўринувчан ёруғлик чиқариб фосфоресценцияланади. Бу ҳолдан кўзга кўринмас қисқа тўлқинли нурларни (радиацияни) текширишда фойдаланилади; фосфоресценцияланадиган экранлар жуда кенг тарқалган. Шу билан бирга фосфоресценция ҳодисасидан инфрақизил соҳани ўрганиш учун ҳам фойдаланиш мумкин. Тажриба фосфоресценция инфрақизил нурланиш таъсирида сўнишини кўрсатади. Фосфоресценцияланувчи (олдиндан уйғотилган) экранга туташ спектрни туширамиз. Бир қанча вақтдан сўнг экрандаги спектрнинг инфрақизил соҳаси тўғри келган жойларнинг фосфоресценцияси сўнади, қолган жойлар эса илгаригича фосфоресценцияланади, натижада инфрақизил нурларнинг изини экрандаги қоронғи полосалар тарзида кўриш мумкин. Бундан инфрақизил соҳада фотосурат олиш учун ($\lambda = 1{,}7$ мкм гача) ёки кўринмас инфрақизил нурлар чиқараётган буюмнинг фотосуратини олиш учун фойдаланиш мумкин.

Фосфоресценцияланадиган экранга инфрақизил нурлар таъсир қилганда фосфоресценция қисқа муддатга кучайиши мумкин; ҳозирги вақтда бу жиҳатдан жуда эффектив бўлган ва амалда кенг татбиқ этиладиган фосфорлар тайёрланган. Лекин инфрақизил нурларнинг таъсири қизитишдангина иборат эмас. Хусусан, инфрақизил нурлар таъсирида ёруғлик йигиндиси камайиши (сўниш) мумкин.

Фосфорларнинг фойдали иш коэффициенти, яъни ёруғлик кўринишида чиқарилаётган энергиянинг умумий миқдорининг уйғотишда фосфор ютган ёруғлик энергиясига нисбати жуда катта (баъзан бирга яқин) бўлиши мумкин. Фойдали иш коэффициентининг катта бўлиши фосфорлардан ёруғлик манбалари сифатида фойдаланиш имкониятини беради. Газ-ёруғлик лампаларининг ранг-дорлигини яхшилаш ва режалилигини оширишда фосфорлар самарали ишлатилганлиги ҳақида 203-§ да айтиб ўтилган эди.

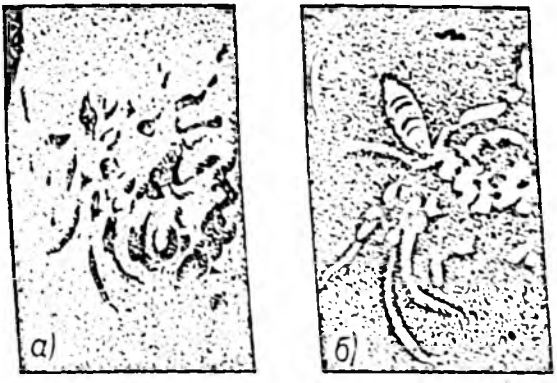
221-§. Люминесцент анализ

Люминесценциянинг муҳим хусусиятларидан бири модданинг концентрацияси жуда кам бўлганда ҳам ёруғланишини кузатиш имконияти бор эканлигидадир. Тахминан 10^{-9} г/см^3 концентрация кузатиш учун етарли; қулай кузатиш учун куб сантиметрнинг ўндан

бир неча қисмига тенг ҳажм кифоя қилгани учун флуоресценция-ланадиган 10^{-10} г модда характерли ёруғланиши бўйича аниқлаш учун етарли бўлади. Концентрация 10^{-6}—10^{-7} г/см³ га тенг бўлганда кузатиш айниқса қулай бўлади. Люминесцент кузатишларнинг сезгирлиги бунчалик юқори бўлиши люминесцент анализдан жуда кўп муҳим амалий масалаларни ҳал қилишда фойдаланиш имкониятини беради.

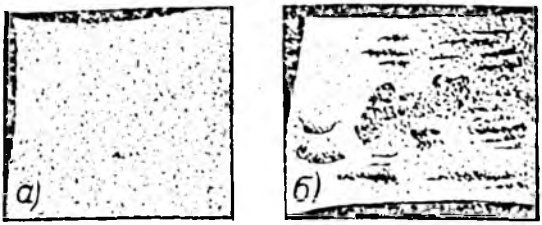
Ҳозирги вақтда люминесцент анализ кўп қўлланилади. Нефтнинг ёки унинг таркибидаги аралашмаларнинг флуоресценцияси жуда кучли бўлади. Бу ҳолдан пармалаб кудуқ қазишда тез разведка мақсадлари учун кенг фойдаланилади. Пармалаганда чиққан жинсларнинг нефть излари бор бўлган парчаларининг флуоресценциясини кузатиб, нефть берувчи қатламларнинг яқинлиги ва баъзан нефтнинг сифати ҳақида хулоса чиқариш мумкин.

Люминесцент анализ усулларидан фойдаланиб, турли сортли шишаларни бир-биридан ажратиш, шлакларни сортларга ажратиб, турғун ва йўлларга бостириш учун ишлатиладиганларини ажратиш мумкин; тошларнинг ва қурилиш материалларининг ғоваклик даражаси аниқланади, бунинг учун бу тош ва материаллар флуоресценцияловчи эритмага ботирилади ҳамда флуоресценциянинг тарқалиш манзараси кузатилади. Кўп химиявий ишлаб чиқаришда, органик, техник ва биологик химияда люминесцент анализдан мураккаб аралашмаларда бирор компонентларни аниқлаб олиш учун фойдаланилади. Бундай анализдан тўқимачилик саноатида унумли фойдаланилиб, у ерда газламаларда кўзга кўринмайдиган ёғ доғларини топиш мумкин; палеонтологик текширишларда қазиб олинган ҳайвонлар изларининг флуоресцент суратлари оддий сурат-



39.11-расм. Қазиб топилган ҳашаротлар изларининг контрастлигини кўпайтиришда люминесценциядан фойдаланиш.

а — оддий сурат; *б* — люминесценция ҳосил қилувчи ультрабинафша нурлар билан ёритиб олинган сурат.

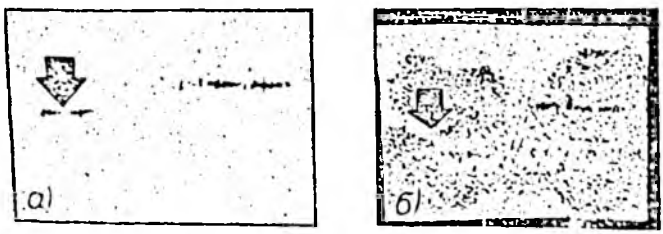


39.12- расм. Криминалистика ишида люминесценциядан фойдаланиш.

Қон изларини топиш: *а*—оддий сурат, *б*—люминесцент сурат.

ларга қараганда батафсилроқ бўлади (39.11-расм); криминалистика ишида люминесцент анализ ёрдамида қон изларини енгил аниқлаш (39.12-расм) ҳамда кўринмас сиёҳлар билан ёзилган хатларни ўқиш (39.13-расм) мумкин ва ҳоказо. Кўп минералларнинг фотолюминесценцияси ва катодолюминесценцияси геологик қидирув ишларини енгиллаштиради, бунда бевосита породаларда қидирув олиб бориш имкониятини берадиган кўчма ёритгичлардан фойдаланиш мумкин. Жуда кам флуоресценцияланадиган қўшилмаларни микроскоп ёрдамида кузатиш мумкин.

Сифатга оид бу ва бошқа текшириш ишлари люминесцент анализининг бутун имкониятларини кўрсатиб беролмайди. Бу усулни миқдорий текширишларда ҳам қўллаш мумкин. Бунинг учун ўрганилаётган модда билан характерли реакцияга киришиб флуоресценцияланувчи маҳсулот берувчи реактив топилади ва маҳсулот люминесцент анализ ёрдамида кузатилади. Люминесцент усул жуда юқори даражада сезгир бўлгани учун бошланғич модданинг миқдори жуда кам бўлиши мумкин. Масалан, жуда катта баландликдаги ҳавонинг таркибидаги озон миқдори бу усул билан ўлчанди, бунда текшириладиган 10—20 л ҳаво катта баландликларда учаётган стратостатлар ёрдамида олиниб, бу баландликларда босим 15—20 мм сим. уст. га тенг. Шундай қилиб, текширувчининг қўлида атиги 0,5 г ҳаво бўлган. Шу ҳаводаги озоннинг миқдори 0,00001% дан кам бўлишига қарамай, бу озон жуда ишончли равишда ўлчанган.



39.13- расм. Кўринмас сиёҳлар билан ёзилган хатни люминесценция ёрдамида аниқлаш.

а — оддий сурат; *б* — люминесцент сурат.

ЛАЗЕРЛАР, ЧИЗИҚЛИ БЎЛМАГАН ОПТИКА

XL боб

ОПТИК КВАНТ ГЕНЕРАТОРЛАРИ

Спектрнинг оптик қисмида ишлатиладиган ёруғлик манбаларининг нурланиши когерент бўлмайди, масалан, манбанинг бутун нурланиши унинг атомлари, молекулалари, ионлари, эркин электронлари каби микроскопик элементлари чиқараётган ва ўзаро когерент бўлмаган оқимлардан ташкил топган бўлади. Газ разрядининг ёруғланиши, сунъий ва табиий манбаларнинг иссиқлик нурланиши, турли усулда уйғотилган люминесценция когерент бўлмаган нурланишга мисол бўла олади.

60-йилларнинг бошида бошқа типдаги ёруғлик манбалари яратилган бўлиб, улар *оптик квант генераторлари* ёки *лазерлар* деб аталди. Когерент бўлмаган манбалардагига қарама-қарши равишда квант генераторнинг бир-биридан макроскопик масофаларда бўлган қисмларидан чиқаётган электромагнитик тўлқинлар ўзаро когерент бўлади. Бу жиҳатдан квант генераторлари когерент радиотўлқинлари манбаларига ўхшаш бўлади.

Нурланишнинг когерентлиги оптик квант генераторларининг қарийб ҳамма хусусиятларида кўринади. Нурланишнинг тўла энергияси бундан истисно бўлади, чунки бу энергия когерент бўлмаган манбалардаги каби даставвал узатилаётган энергияга боғлиқ бўлади. Лазерларнинг нурланиш когерентлиги билан боғланган ажойиб хусусияти шундан иборатки, энергия вақт давомида, спектрда, фазода, тарқалиш йўналишлари бўйича концентрацияланади. Баъзи квант генераторларининг нурланиши юқори даражада монохроматик бўлади. Бошқа лазерлар давом этиш вақти 10^{-13} с га тенг бўлган жуда қисқа импульслар чиқаради; шунинг учун бундай нурланишнинг оний қуввати жуда катта бўлиши мумкин. Оптик квант генераторидан чиқаётган ёруғлик дастаси аниқ бир йўналишда юборилиб, бу йўналиш аниқлиги кўп ҳолларда дифракция ҳодисаларига боғлиқ бўлади. Маълумки, бундай нурланишни жуда кичик майдонга фокуслаб йиғиш ва, демак, жуда катта ёритилганлик ҳосил қилиш мумкин.

Бу бобда оптик квант генераторларининг ишлаши асосидаги физик принциплар ҳамда бу генераторлар нурланишининг хусусиятлари тўғрисидаги асосий маълумотлар баён қилинади.

Оптик квант генераторлари оптиканинг ривожланишига кучли таъсир қилган ва келажакда ҳам таъсир қилади. Лазерларнинг ўзларининг хусусиятларини ўрганиш дифракция ва интерференция ҳодисалари ҳақидаги билимларимизни бойитди (қ. 228—230-§). Оптик квант генератори чиқараётган қувватли нурланишнинг тарқалиши натижасида чизиқли бўлмаган деб аталадиган ҳодисалар юз беради. Улардан баъзилари, яъни Мандельштам—Бриллюэннинг мажбурий сочилиши, Рэлей чизиғи қанотининг мажбурий сочилиши ва мажбурий температурали сочилиш XXIX бобда кўриб ўтилган; юқорида кўп фотонли ютиш ва кўп фотонли ионланиш (қ. 157-§) ҳақида, ютиш коэффициентининг ёруғлик интенсивлигига боғлиқлиги (қ. 157-§), кўп фотонли эффект (қ. 179-§), молекулаларнинг кўп фотонли уйғотилиши ва диссоциацияси (қ. 189-§), ёруғликнинг электр майдонига боғлиқ бўлган Керр эффекти (қ. 152-§) ҳақида маълумот берилган эди; бошқа ҳодисалар ҳақидаги маълумотлар 224-§ да ва XLI бобда баён қилинади. Чизиқли бўлмаган ҳодисаларнинг тўплами 60-йилларда вужудга келган ва тез ривожланаётган *чизиқли бўлмаган оптика* ҳамда *чизиқли бўлмаган спектроскопиянинг* мазмунини ташкил қилади.

Оптик асбоблар ва текширишнинг оптик методлари табиият ва техниканинг турли соҳаларида кенг қўлланилмоқда. Масалан, молекулаларнинг структурасини уларнинг ёруғлик нурлантириш, ютиш ва сочиш спектрлари ёрдамида ўрганишни, микроскопнинг биологияда, спектрал анализнинг металлургияда ва геологияда қўлланилишини эслатиб ўтамиз. Оптик квант генераторлари текширишнинг оптик методларининг имкониятларини чексиз равишда кенгайтиради. Масаланинг аҳволини тушунтирувчи бир неча мисол кўрсатамиз. Янги усуллардан бири бўлмиш голография XI бобда батафсил баён қилинган. Лазерларнинг нурлантирувчи муҳитида юз бераётган атом-молекуляр процессларни ўрганиш, ёруғликнинг сочилишини ва фотолюминесценцияни лазерлар ёрдамида ўрганиш атом ва молекулалар физикасида ҳамда қаттиқ жисм физикасида жуда кўп маълумотлар олишга имкон берди. Оптик квант генераторлари фотохимиянинг қиёфасини сезиларли равишда ўзгартирди; қувватли лазер нурланиши ёрдамида изотопларни ажратиш ва йўналтирилган химиявий реакциялар амалга ошириш мумкин. Оптик квант генераторларининг нурланиши монохроматик бўлгани учун ёруғлик сочилганда Допплер эффекти таъсирида частотанинг силжишини ўлчаш енгиллашади; бу усул эса аэро- ва гидродинамикада газ ҳамда суюқлик оқимларидаги тезликлар майдонини ўрганишда қўлланилади. Индустрия соҳасида лазерлар асбобсозлик, машинасозлик, тўқимачилик саноатида металл ва диэлектрик материаллар ҳамда деталларни пайвандлаш, ишлаш ва кесиш учун қўлланилади. Лазерларнинг биология, медицина, геодезия ва картографияда, сунъий йўлдошлар вазиятини аниқлашда ва бошқа кўп соҳаларда қўлланилиши қизиқарли ва муҳимдир. Оптик квант

генераторларининг қўлланиш доираси тобора кенгайиб бораётганлигини ҳам айтиб ўтиш керак.

Юқорида айтиб ўтилган мисоллар оптик квант генераторларининг ихтиро қилиниши билан оптикада ва тадқиқотнинг оптик усулларида ҳақиқий инқилоб юз берганлиги тўғрисидаги фикрни тасдиқлайди.

222-§. Когерент манбалар тўпламининг электромагнитик тўлқинлар нурлантириши

Нурлантираётган атомлар газидан иборат бўлган ёруғлик манбаи вужудга келтирган майдонни кўриб чиқайлик. Ёруғликнинг чегарадаги қайтиши ва синишини ҳамда манба ҳажми ичида тарқалганда ютилишини ҳисобга олмаймиз. r_j (x_j, y_j, z_j) радиус-вектор билан аниқланган нуқтада жойлашган атом r (x, y, z) кузатиш нуқтасига (40.1-расм) монохроматик тўлқин юборади, бу тўлқинни қуйидагича ифодалаш мумкин:

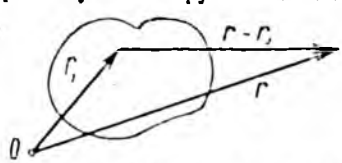
$$s_j(r, t) = \frac{A_j}{|r - r_j|} \cos [\omega t - k|r - r_j| + \varphi_j], \quad k = 2\pi/\lambda. \quad (222.1)$$

Манбанинг ҳамма атомлари вужудга келтирган тўла майдон (222.1) кўринишдаги тўлқинларнинг йиғиндисига тенг бўлади:

$$s(r, t) = \sum_{j=1}^{N} s_j(r, t), \quad (222.2)$$

бу ерда N — манбадаги нурлантирувчи атомларнинг сони.

Атомлар бир-биридан бутунлай мустақил нурлантираётган, j ва j' атомларга тегишли φ_j ва $\varphi_{j'}$ фазалар фарқи маълум ихтиёрий қийматларга эга бўлсин, демак, s_j тўлқинларнинг интерференцияси бўлмасин. Ёруғлик чиқараётган ҳажм ўлчамларидан анча катта бўлган масофаларда нурланиш амалда изотроп бўлиши ҳисобламасдан ҳам маълум. Манба ўлчамларига таққослаб бўладиган кичик масофаларда эса нурланишнинг равшанлиги нотекис ва ноизотроп бўлиб, манбанинг шаклига, унинг турли йўналишлардаги ўлчамларининг муносабатига ва ҳоказоларга боғлиқ бўлади. Лекин равшанлик қиёсан равон ўзгаради. Бу хулосалар когерент бўлмаган ёруғлик манбаларининг (чўғланма лампалар, ёруғликнинг газ-разряд манбалари ва ҳоказолар) хусусиятларига мос келади.



40.1-расм. Ёруғликнинг кенг манбаи нурлантираётган майдонни ҳисоблашга доир.

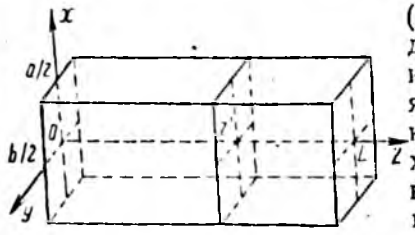
Турли атомлар чиқараётган тўлқинларнинг тўла когерент бўлиши каби тескари чегаравий ҳолни кўриб чиқайлик. N та тўл-

қин интерференциясининг натижаси нурлантирувчи атомларнинг ўзаро жойлашишига ва φ_j фазалар бўйсунадиган конкрет қонунга чамбарчас боғлиқ. Оптик квант генераторларининг хусусиятларига бевосита алоқадор бўлган содда ҳолни кўрамиз. Манба қирраларининг узунликлари мос равишда a, b ва L га тенг бўлган тўғри бурчакли параллелепипед шаклида бўлиб, ёруғлик чиқараётган атомлар билан текис тўлган ва тўлқинларнинг амплитудалари (аниқроғи (222.1) ифодадаги A_j коэффициентлар) бир хил бўлсин. Бундан ташқари, қўшни атомлар орасидаги масофа тўлқин узунлигидан анча кичик ва шунинг учун (222.2) даги j лар бўйича йиғиндини манба ҳажми бўйича интеграллаш билан алмаштириш мумкин бўлсин. Шунинг учун r_j ўрнига $r'(x', y', z')$ ёзамиз.

Ниҳоят, Oz ўққа перпендикуляр бўлган текисликда ётган барча атомлар бир хил $\varphi(r')$ фазали тўлқинлар чиқаради, деб фараз қиламиз; бошқа сўз билан айтганда, $\varphi(r')$ фақат z' га боғлиқ бўлиб, x' ва y' ларга боғлиқ эмас. Юқорида айтилган шартлар бажарилганда бирор $z' = \text{const}$ текисликда жойлашган атомлар вужудга келтираётган майдон томонлари a ва b га тенг тўғри тўртбурчак кўринишидаги тешикли экранга Oz ўққа параллел тушаётган монохроматик тўлқин дифракцияси ҳолидаги майдонга ўхшайди: дифракция масаласидаги Френель иккиламчи тўлқинларининг вазифасини бу «тешик», яъни манбанинг $z' = \text{const}$ текислик билан кесилган кўндаланг кесими чегараларида жойлашган атомлар чиқараётган реал тўлқинлар бажаради. Бундай кесимлардан бири 40.2-расмда кўрсатилган.

Масалани соддалаштириш учун манбадан Фраунгофернинг дифракцияси ҳодисаларига мос келадиган даражада катта масофалардаги майдонни кўриб чиқамиз. 42-§ да қилинган ҳисобларга асосланиб, қуйидагиларни ёзишимиз мумкин:

$$s(r, t) = \frac{AN}{rL} \frac{\sin w}{w} \frac{\sin v}{v} \int_0^L \cos[\omega t - kr + kz' + \varphi(z')]dz', \qquad (222.3)$$



40.2-расм. Ёруғликнинг кенг манбаи атомлари чиқараётган тўлқинлар интерференциясини ҳисоблашга доир.

бу ерда $w = \pi ax/\lambda r$; $v = \pi by/\lambda r$. (222.3) ифодадаги интеграл олдида турган кўпайтувчи билан dz' нинг кўпайтмаси $z = z'$ текислик яқинида қалинлиги dz' бўлган қатлам чегараларида жойлашган ҳамма атомлар чиқарган натижавий тўлқиннинг амплитудасини кўрсатади. Интеграл эса манба чегараларидаги ҳамма шундай қатламлардан чиқаётган тўлқинларнинг йиғиндисини ифодалайди. Интеграл остидаги косинус-

нинг аргументида бошланғич $\varphi(z')$ фаза ва кузатиш нуқтаси билан $z = z'$ текислик яқинидаги қатлам орасидаги $r - z$ йўл фарқи туфайли ҳосил бўлган фаза қисми бор. Тўлқин амплитудасининг x/r, y/r бурчакларга боғлиқлиги $w^{-1}\sin w$, $v^{-1}\sin v$ каби оддий дифракцион кўпайтувчилар билан аниқланиб, манбанинг нурланиши тахминан λ^2/ab га тенг бўлган кичик фазовий бурчакда тўпланган бўлади. Фраунгофер дифракцияси ҳодисаларига ўхшашлик нуқтаи назаридан қараганда бундай натижа тушунарлидир. Ўша ўхшашликдан $\varphi(r')$ фаза ўзининг доимий қийматини $z' = \text{const}$ текисликда эмас, балки бирор n бирлик векторга перпендикуляр бўлган текисликда сақлаб турса, у ҳолда манбанинг нурланиши n нинг йўналишига яқин бўлган мос дифракцион бурчакда тўпланган бўлади. Шундай қилиб, турли атомлар чиқараётган тўлқинларнинг когерентлиги манба нурланишининг аниқ йўналганлигига олиб келади.

Ёруғлик чиқараётган ҳажмнинг ҳамма кўндаланг кесимларидан кузатиш нуқтасига келаётган тўлқинларнинг йиғиндиси (222.3) формуладаги z' бўйича олинган интеграл орқали ифодаланган. Бу йиғиндининг натижаси $\varphi(z')$ фаза билан кузатиш нуқтаси ва турли атомларнинг вазиятлари орасидаги масофалар фарқини кўрсатувчи kz' фаза ўртасидаги муносабат билан аниқланади. Агар $\varphi(z')$ фаза z' га боғлиқ бўлмаса, у ҳолда кузатиш нуқтасига манбанинг бир-биридан ярим тўлқин узунлиги қадар масофада жойлашган қатламларидан келаётган тўлқинлар бир-бирини сўндиради; бу ҳолда (222.3) даги интегралнинг максимал қиймати λ/π га тенг бўлиб, бу қийматга манбанинг L узунлигига ярим тўлқинларнинг тоқ сони жойлашган вақтда эришилиши аниқ.

Майдоннинг $s(r, t)$ амплитудаси максимал қийматга эга бўлиши учун манбанинг турли кесимлари нурлантираётган тўлқинлар кузатиш нуқтасига бир хил фаза билан келиши керак. Бошқа сўз билан айтганда $\varphi(z')$ ва kz' қуйидаги муносабат билан боғланиши керак:

$$\varphi(z) + z', \quad k = \varphi_0, \tag{222.4}$$

бу ерда φ_0 — доимий катталик. Бу тенглик бажарилганда (222.3) даги интеграл манбанинг бутун L узунлигига пропорционал бўлади, у ҳолда

$$s(r, t) = \frac{AN}{r} \frac{\sin w}{w} \frac{\sin v}{v} \cos[\omega t - kr + \varphi_0]. \tag{222.5}$$

Шундай қилиб, бу ҳолда бутун манба нурлантираётган майдоннинг амплитудаси ҳамма атомлардан чиқаётган тўлқинлар амплитудаларининг йиғиндисига тенг экан. Юқоридаги (222.4) тенглик ифодалайдиган шарт *фазовий синфазалик шарти* дейилади*.

Демак, ёруғликнинг макроскопик манбаини ташкил қилган атомларнинг нурланиши когерент бўлиб, бундан ташқари фазовий синфазалик шарти бажариладиган бўлса, манбанинг бутун нурланиши

* Кўпинча «фазовий синхронизм» деган термин ҳам қўлланилади.

кичик дифракция бурчагида йиғилган бўлади ва даста ўқи яқинидаги амплитуда айрим атом чиқарган тўлқиннинг амплитудасидан N марта катта бўлади. Юқорида қайд қилинган хусусиятлар оптик квант генераторларига хос бўлади, яъни кўриб чиқилган схема квант генераторининг модели бўлади.

Бир-биридан макроскопик масофаларда жойлашган атомлар нурланишининг юқорида фараз қилинган синфазалигига эришишга ёрдам берадиган усул борми ва бор бўлса, бу қандай усул деган саволнинг туғилиши табиийдир.

Фазовий синфазаликнинг (222.4) шартидан кўринишича s_j тўлқинларнинг φ_j фазалари нурлантирувчи атомнинг вазиятига қараб ёруғлик тўлқинидаги фазанинг ўзгариш қонунига ўхшаш қонун бўйича ўзгариши керак. Бундан атомларнинг нурланишини фазалайдиган восита вазифасини ёруғлик тўлқинининг ўзи бажариши керак деган хулосага келамиз. Лекин XXXIII бобда иссиқлик нурланишининг спектрал хусусиятларини микроскопик нуқтаи назардан изоҳлаш учун А. Эйнштейн мажбурий чиқариш (нурланиш) тўғрисида тасаввур таклиф қилгани ҳақида айтиб ўтилган эди. Мажбурий нур чиқаришнинг асосий хусусиятларидан бири бу процесс давомида атомлар нурлантирган тўлқинларнинг частота ва фазалари атомга таъсир қилаётган тўлқиннинг частота ва фазасига тенг бўлиши кераклигидан иборат. Бу хусусият туфайли бир-биридан узоқ турган атомлар нурланишининг фазаланишига мажбурий чиқариш таъсир қилиши 223-§ да кўрсатилади.

223-§. Муҳитда тарқалаётган нурланишнинг ютилиши ва кучайиши

Муҳит атомлари (ёки молекулалари) нинг қандайдир икки ҳолати энергияларининг $E_m - E_n$ айирмасига мос бўлган ω частотали ясси тўлқин шу муҳитда тарқалаётган бўлсин. Нурланишнинг оқими Бугер қонунига мувофиқ ўзгаради, бунда ютиш коэффициенти (211.20) муносабат билан аниқланади:

$$\alpha_a(\omega) = \frac{1}{4}\lambda^2 a_{mn}(\omega)\, g_m\, [N_n/g_n - N_m/g_m], \qquad (223.1)$$

бу ерда $a_{mn}(\omega)$ — Эйнштейн коэффициентининг спектрал зичлиги; g_m, g_n ва N_m, N_n лар — m, n-ҳолатларнинг статистик оғирликлари ва бандликлари. (223.1) даги N_n/g_n ва N_m/g_m ҳадлар мос $n \to m$ ва $m \to n$ ўтишларнинг улушларини кўрсатиб, бу ўтишларда фотонлар ютилади ва индукцияланган равишда чиқарилади. Муҳитнинг ҳажм бирлигида ютилган қувватни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$q_a(\omega)\, d\omega = \alpha_a(\omega)\, I(\omega)\, d\omega = \alpha_a(\omega)\, cu(\omega)\, d\omega, \qquad (223.2)$$

бу ерда $u(\omega)$ ва $I(\omega)$ — энергиянинг ва оқимнинг спектрал зичликлари ($1\ см^3$ да).

Агар нурланиш тарқалаётган муҳит термодинамик мувозанатда бўлса, Больцман принципига мувофиқ $N_m/g_m < N_n/g_n$ бўлади ва, демак, $\alpha_a(\omega) > 0$ бўлади. Бу ҳол нурланишнинг ютилишига мос келади. Агар бирор усул ёрдамида $N_m/g_m > N_n/g_n$ бўладиган шароитларни амалга оширсак, $\alpha_a(\omega)$ коэффициент ўз ишорасини ўзгартириб, манфий катталик бўлиб қолади. Бу ҳолда муҳитда тарқалаётган энергия оқимининг зичлиги термодинамик мувозанат ҳолидаги каби камаймасдан, балки ортиб боради. Бошқа сўз билан айтганда, индукцияланган нурланиш натижасида ёруғлик оқимига қўшилган фотонларнинг сони оқимдан тескари ($n \to m$) ўтишларда атомларнинг уйғониши учун олинган фотонларнинг сонидан катта бўлади.

Атомлар концентрацияларининг $N_m/g_m > N_n/g_n$ тенгсизликка мос бўлган муносабати m, n энергетик сатҳларнинг *инверс бандлиги* дейилади.

Бу бобда асосан, инверс бандликли муҳитлар кўрилади. Шунинг учун ютилаётган $q_a(\omega)$ қувват ва $\alpha_a(\omega)$ ютилиш коэффициентининг ўрнига *нурлантирилган* ёки *чиқарилган қувват* ва *кучайтириш коэффициенти* учун $q_1(\omega)$ ва $\alpha_1(\omega)$ дан иборат билан фарқ қиладиган $q(\omega)$ ва $\alpha(\omega)$ ифодаларни киритиш мақсадга мувофиқ бўлади:

$$q(\omega) = \alpha(\omega)\, u(\omega)\, c,$$

$$\alpha(\omega) = \frac{1}{4}\lambda^2 g_m a_{mn}(\omega)\,[N_m/g_m - N_n/g_n]. \qquad (223.3)$$

Энергетик сатҳлари инверс бандликка эга бўлган ва ўзида тарқалаётган нурланишни кучайтирадиган муҳит *актив муҳит* деб аталади.

Газ разрядда сатҳларнинг инверс бандлигини баъзи химиявий реакциялар, оптик уйғотиш ва ҳоказолар ёрдамида ҳосил қилиш мумкин. Актив муҳитни вужудга келтиришнинг бир неча усуллари ҳақида кейинроқ айтиб ўтамиз*.

Биз шу вақтгача масаланинг энергетик томонини кўриб келдик. 211-§ да мажбурий ўтишлар натижасида вужудга келган электромагнитик тўлқинлар бу ўтишларга сабабчи бўлган тўлқин билан когерент эканлиги кўрсатиб ўтилган эди. Хусусан, атомлар билан ўзаро таъсирлашувчи майдон ясси монохроматик тўлқин бўлса, у ҳолда мажбурий равишда чиқарилган фотонлар ҳам шундай частота, қутбланиш, фаза ва тарқалиш йўналишига эга бўлган ясси монохроматик тўлқинни ташкил қилади. Мажбурий чиқариш (ютиш каби) натижасида фақат тушаётган тўлқиннинг амплитудаси ўзгаради.

Юқорида айтилганларни мажбурий чиқариш нурланишни унинг бошқа характеристикаларини ўзгартирмай кучайтиради, мажбурий ютиш эса сусайтиради деган фикрнинг бошқача шаклда айтилгани

* 1951 йилда В. А. Фабрикант, М. М. Вудынский ва Ф. А. Бутаева нурланишни индукцияланган чиқиш ҳисобига кучайтиришнинг 1940 йилда В. А. Фабрикант таклиф қилган усулига авторлик гувоҳномаси рўйхатга олинган.

деб ҳисоблаш мумкин. Лекин оптик квант генераторлари нурланишининг хусусиятларини тушуниш учун тушаётган тўлқин билан мажбурий ўтишлар натижасида чиқарилаётган «иккиламчи» тўлқинларнинг когерентлиги тўғрисидаги тасаввурларга асосланган микроскопик таъриф жуда унумдор бўлади. Хусусан, юқорида келтирилган мулоҳазалардан шу нарса кўринадики, 222-§ да муҳокама қилинган ва макроскопик манбадан маълум бир йўналишда тарқалувчи қувватли нурланиш олиш учун зарур бўлган фазовий синфазалик шартини мажбурий чиқариш процессида амалга ошириш мумкинлиги кўринади. Ҳақиқатан ҳам, фазонинг ҳар хил нуқталарида жойлашган атомлар чиқараётган тўлқинларнинг бошланғич фазалари мос йўл фарқини компенсациялайдиган (қ. 222.4) бўлса, бундай тўлқинлар кузатиш нуқтасида синфазали равишда қўшилади. Агар 222-§ да кўриб ўтилган иккиламчи s_1 тўлқинлар ташқи ёруглик тўлқини таъсирида бўладиган мажбурий ўтишлар натижасида пайдо бўлса, аҳвол юқорида айтилгандек бўлади: бу тўлқин фазасининг z_1, z_2 нуқталардаги (турли атомлар жойлашган нуқталардаги) қийматлари $k\ (z_1 - z_2)$ катталикка фарқланади ва иккиламчи тўлқинлар бошланғич фаза бўйича бир-бирига нисбатан ўша катталикнинг тескари ишорали қийматига силжиган бўлиб, бу эса уларнинг кузатиш нуқтасида синфазали қўшилиши учун зарур эди (қ. 40.2-расм).

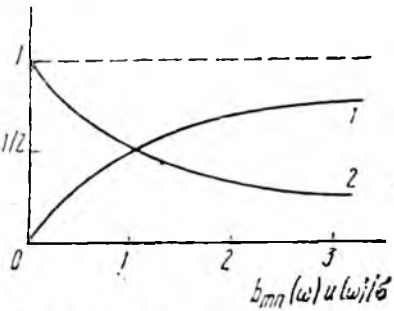
Юқорида муҳокама қилинган ва мажбурий ўтишлар билан боғланган когерент нур чиқаришдан ташқари, муҳит атомлари спонтан ўтишларда ҳам қатнашиб, натижада бир-бири билан ҳамда ташқи майдон билан когерент бўлмаган тўлқинлар чиқарилишини ёддан чиқармаслик керак. Шундай қилиб, актив муҳитнинг нурланиши ҳар доим когерент ва когерент бўлмаган қисмларнинг аралашмасидан иборат бўлиб, улар ўртасидаги муносабат, хусусан, ташқи майдоннинг интенсивлигига боғлиқ бўлади. Охирги ҳолни тушунтириш осон, чунки мажбурий чиқариш процессида қатнашган атомлар уйғониш энергиясидан маҳрум бўлади ва, демак, спонтан равишда нурлантира олмайди. Юқоридагини батафсил анализ қилиш мажбурий ўтишлар таъсирида когерент бўлмаган спонтан нурланишнинг тўлиқ интенсивлигигина эмас, балки унинг спектрал таркиби ҳам ўзгаришини кўрсатади.

224-§. Тўйиниш эффекти

Ютилаётган (ёки нурлантирилаётган) $q_\omega(\omega)$ кувватнинг ифодаси да (223.2) муносабатга мувофиқ кўпайтувчи сифатида $u(\omega)c$ кўпайтма бўлиб, бу кўпайтма нурланиш оқимига тенг. Лекин $q_\omega(\omega)$ нинг $u(\omega)$ га боғлиқлиги шу билан тамом бўлмайди: 157-§ да тажриба $u(\omega)$ нинг ортиши билан ютиш коэффициентининг камайишини кўрсатиши ҳақида айтиб ўтилган эди. Агар ёруглик ютилган вақтда атом уйғонган ҳолатга ўтишини ва ютиш қобилиятига эга бўлган

атомларнинг сони камайишини ҳисобга олсак, бу ҳодисани тушуниш енгил бўлади. Ўз навбатида уйғонган атомларнинг сони мажбурий чиқариш натижасида камаяди. Демак, ютиш ва мажбурий чиқариш сатҳлар бандликлари фарқига ҳамда ютиш коэффициентига таъсир қилади.

Юқорида айтиб ўтилган ҳодиса оптик квант генераторлари учун принципиал аҳамиятга эга бўлгани учун биз уни батафсилроқ кўриб чиқамиз. Муҳитда m, n сатҳларнинг инверс бандлиги вужудга келтирилган бўлсин. Формулаларни соддалаштириш учун m, n ҳолатларнинг статистик оғирликларини бир хил ($g_m = g_n$) деб оламиз. Акс ҳолда келгуси ифодаларда $N_m - N_n$ айирманинг ўрнига $N_m/g_m - N_n/g_n$ айирма ёзишга тўғри келади (қ. 223.3).



40.3-расм. $(N_m - N_n)/(N_{m_0} - N_{n_0})$ (2 эгри чизиқ) ва $q(\omega)/q_{max}(\omega)$ (1 эгри чизиқ) ларнинг нурланиш энергияси зичлигига боғланиш графиклари.

Инверс бандликларга олиб келадиган ва ҳозирча конкретлаштирилмайдиган уйғотиш процессининг қувват мезони сифатида бандликларнинг нурланиш йўқ вақтда пайдо бўладиган $N_{m0} - N_{n0}$ фарқининг катталигини қабул қиламиз. Муҳитда ғамланган ва мажбурий ўтишлар натижасида нурланиш энергиясига айлана оладиган энергия $\hbar\omega(N_{m0} - N_{n0})$ катталикка пропорционал бўлади. $u(\omega)$ нинг қийматлари етарли даражада катта бўлганда юқорида кўрсатилган энергиянинг ҳаммаси нурланиш энергиясига айланади ва (223.3) муносабатларнинг ўрнига қуйидаги тенглик бажарилади:

$$q_{max}(\omega) = \sigma\hbar\omega\,(N_{m0} - N_{n0}), \qquad (224.1)$$

бу ерда σ — пропорционаллик коэффициенти. $q(\omega)$ нинг $u(\omega) \to 0$ ва $u(\omega) \to \infty$ каби чегаравий ҳолларда (223.3) ва (224.1) га айланадиган умумий ифодасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин (қ. 247-машқ):

$$q(\omega) = \hbar\omega\,(N_{m0} - N_{n0})\frac{b_{mn}(\omega)\,u(\omega)}{1 + b_{mn}(\omega)u(\omega)/\sigma}. \qquad (224.2)$$

σ коэффициент атомларнинг m, n сатҳлардаги яшаш вақти билан боғланган. (224.2) ва (223.3) ларни солиштириш орқали бандликлар фарқи ҳамда $\alpha(\omega)$ кучайтириш коэффициентининг $u(\omega)$ га боғлиқлигини топиш мумкин:

$$N_m - N_n = (N_{m0} - N_{n0})/[1 + b_{mn}(\omega)\,u(\omega)/\sigma], \qquad (224.3)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{1}{4}\lambda^2 a_{mn}(\omega) \cdot \frac{N_{m0} - N_{n0}}{1 + b_{mn}(\omega)u(\omega)/\sigma}. \qquad (224.4)$$

40.3-расмда $(N_m - N_n)/(N_{m0} - N_{n0})$ ва $q(\omega)/q_{max}(\omega)$ катталикларнинг ўзгарувчан $b_{mn}(\omega)u(\omega)/\sigma$ катталикка боғланиш графиклари кўр-

сатилган. (223.3) формулага I эгри чизиқ мос келиб, бу эгри чизиқ (224.1) формулага мос бўлган асимптотик қийматга гиперболик қонунга биноан яқинлашади.

Чиқарилаётган q (ω) қувватнинг нурланишнинг u (ω) зичлигига чизиқли бўлмаган боғлиқлиги *тўйиниш эффекти* дейилади. Бу терминни бандликлар фарқининг мажбурий нурланиш ва ютиш таъсирида камайиш ҳодисаси учун ҳам қўллаш мумкин.

Ҳисобларга биноан (қ. 247-машқ), $1/\sigma$ катталик атомнинг m, n сатҳларда яшаш вақтларига боғлиқ бўлиб, бу вақтлар эса спонтан ўтишлар ва сўндирувчи тўқнашишларга боғлиқ бўлади. Иккинчи томондан, $b_{mn}(\omega)\,u(\omega)$ кўпайтма нурланиш томонидан вақт бирлиги давомида ва ҳажм бирлигидаги битта атомга тўғри келган индукцияланган ўтишлар сонига тенг. Шунинг учун $N_m - N_n$ нинг $b_{mn}(\omega)\,u(\omega)/\sigma$ комбинацияга боғлиқлиги физик жиҳатдан соддагина талқин этилади: атом m ва n сатҳларда бўладиган $1/\sigma$ вақт қанча катта бўлса, электромагнитик майдон бу сатҳларнинг бандликларини шунча кўпроқ текислашга ва шунчалик кўп уйғониш энергиясини нурланиш энергиясига айлантиришга «улгуради».

Тўйиниш эффектини анализ қилганда сатҳлар инверс бандликка эга, яъни $N_m > N_n$ деб фараз қилинган эди. Агар $N_m < N_n$ бўлса, у ҳолда (224.2) — (224.4) муносабатлар ўз кучида қолади, лекин ютишга мос ўтишларнинг сони мажбурий чиқаришга мос ўтишлар сонидан кўп бўлади ва натижада муҳит энергияни майдонга бермасдан, балки майдондан олади.

α (ω) кучайтириш коэффициентининг $u(\omega)$ нурланиш зичлигига гиперболик қонун бўйича (224.4) боғланиши муҳитнинг қиёсан содда модели учун тўғри бўлади. Хусусан, (224.4) дан Эйнштейннинг $\alpha_{mn}(\omega)$ коэффициентининг спектрал зичлиги ҳамма атомлар учун бир хил деб фараз қилинганлиги кўринади. Агар атомларнинг тўқнашишларини, ҳаракатини ва ҳаракат билан боғланган Допплер эффектини, нурланишнинг монохроматик эмаслигини ва бошқа шароитларни эътиборга олсак, $\alpha(\omega)$ нинг $u(\omega)$ га боғлиқлигининг кўриниши бошқача бўлади. Лекин $u(\omega)$ ортиши билан $\alpha(\omega)$ нинг камайиши умумий қонуният бўлиб қолади.

157-§ да айтиб ўтилганидек, тўйиниш эффектини тажрибада С. И. Вавилов кузатган. Кейинчалик тўйиниш эффекти уйғонган ҳолатларининг давом этиш вақти қиёсан катта бўлган кристаллофосфорлар учун, атом ва молекулалар сатҳлари ўртасида частоталари спектрнинг радио ва оптик диапазонига мос келган ўтишлар учун батафсил ўрганилди. Тўйиниш эффекти чизиқли бўлмаган оптиканинг асосий ҳодисаларидан бири бўлиб, бундан кейинги ўқув материалини баён этишда муҳим роль ўйнайди.

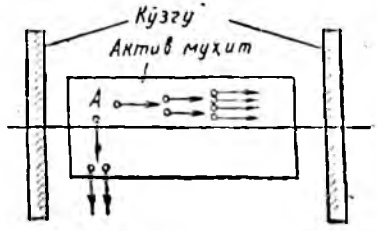
225-§. Оптик квант генераторининг ишлаш принципи

Энергетик сатҳлари инверс равишда бандланган муҳитнинг ёруғликни когерент кучайтириши бундай муҳитдан монохрома-

тик нурланишнинг йўналтирилган оқими ҳосил қилиш учун фойдаланиш имкониятини белгилаб берди. Оптик квант генераторининг ишини баён қилишга ўтишдан олдин бу номнинг маъноси тўғрисида изоҳ берамиз. Актив муҳитда йўналтирилган нурланиш оқими ҳосил қилиш учун атомлар ёки молекулаларнинг, энергиянинг мумкин бўлган қийматларининг дискрет тўпламига эга бўлган ва энергия квантлари — фотонлар чиқарадиган квант системаларининг нурланиш процессларидан фойдаланилади. Бу ҳол қўлланилаётган «оптик квант генератори» ёки қисқача ОКГ деган терминнинг мақсадга мувофиқлигини белгилайди*. Ўтказувчанлик электронларининг ҳаракати қўлланиладиган ва нурланиш частоталари паст бўлган радиотехник лампали генераторларда квант эффектлар муҳим роль ўйнамайди ва бу генераторларда бўлаётган ҳодисаларнинг кўпчилигини классик нуқтаи назардан тавсифлаш мумкин.

Фабри — Перо интерферометрларида қўлланиладиган кўзгуларга ўхшаш икки кўзгу ўртасига қўйилган актив муҳит ёруғликни қандай нурлантиришини кўрайлик (40.4-расм). Бундай системани актив оптик резонатор деб айтиш қабул қилинган. A нуқтадаги уйғонган атом инверс бандликка эга бўлган сатҳлар ўртасидаги спонтан ўтиш натижасида тўлқин чиқарган бўлсин.

Тўлқин актив муҳитда ўтадиган йўл қанча катта бўлса, тўлқин шунча кучаяди. Резонатор ўқига перпендикуляр бўлган йўналишларда кучайтириш энг кам бўлади. Бошқа йўналишларга бирмунча кўпроқ йўл мос келади ва, демак, бирмунча кўпроқ кучайтириш мос келади. 40.4-расмда бундай ҳол кучайтирилаётган ёруғлик оқимларидаги стрелкаларнинг сонини кўпайтириш билан схематик равишда кўрсатилган. Кўзгудан қайтгандан кейин тўлқин яна актив муҳитда тарқалади ва унинг амплитудаси ўсиб боради. Кейин тўлқин қарама-қарши турган кўзгуга етади, ундан қайтади ва актив муҳитда кучайишда давом этади, шундан сўнг айтиб ўтилган циклдаги ҳамма босқичлар такрорланади ва резонатордаги тўлқиннинг энергияси ортиб боради.



40.4-расм. Оптик квант генераторининг принципиал схемаси.

Актив муҳит томонидан кучайтирилишдан ташқари, резонатор

* ОКГ нинг қисқартирилган инглизча номи бўлган лазер сўзи инглиз тилида light amplification by stimulated emission of radiation (ёруғликни нурланишни индукциялаб чиқариш орқали кучайтириш) деган жумла сўзларининг бош ҳарфларидан тузилган.

ичидаги тўлқиннинг амплитудасини камайтирадиган қатор факторлар ҳам таъсир қилади. Резонатор кўзгуларининг қайтариш коэффициенти бирга тенг эмас. Унинг устига нурланишни резонатордан чиқариш учун кўзгулардан ҳеч бўлмаганда биттаси қисман шаффоф қилиб ясалади. Бундан ташқари, нурланиш резонатор ўқи бўйлаб тарқалаётганда нурланиш оқимининг энергияси оқимнинг дифракциясига, резонатордаги муҳитда сочилишига ва ҳоказоларга ҳам сарфланади. Энергиянинг бундай исрофларини кўзгулар учун уларнинг ҳақиқий r қайтариш коэффициентидан кичик бўлган $r_{эфф}$ эффектив қайтариш коэффициентини киритиб ҳисобга олиш мумкин.

Агар тўлқиннинг L йўлдаги кучайиши унинг кўзгулардан қайтгандаги энергия исрофларининг йиғиндисидан катта бўлса, ҳар бир югуришдан сўнг тўлқиннинг амплитудаси борган сари каттароқ бўлади. Тўлқин энергиясининг $u(\omega)$ зичлиги кучайтириш коэффициентининг катталиги тўйиниш эффекти натижасида анча камаядиган бўлгунча тўлқин кучаяверади. Стационар ҳолат муҳитдаги кучайишнинг энергия исрофлари йиғиндиси билан расо компенсацияланиш шартига мос келади. Шундай қилиб, лазерларда нурланишни генерация қилиш масаласида тўйиниш эффекти принципиал аҳамиятга эга.

Нурланишнинг йўналтирилган оқимини генерациялаш имкониятини белгилайдиган миқдорий муносабатни қуйидаги мулоҳазалар асосида топиш мумкин. Актив муҳитдаги бирор A нуқтада вужудга келган ва спектрал зичлиги I_0 бўлган нурланиш оқими резонатор ўқи бўйлаб йўналиб, ўнг томондаги кўзгуга бораётиб кучаяди, ундан қайтади ва чап кўзгудан қайтгандан сўнг ўзининг дастлабки йўналишида тарқалиб, яна A нуқтадан ўтади. Шундай қилиб, нурланиш резонаторда тарқалишининг бир циклида $2L$ га тенг йўл босиб ўтади. Агар энергия ҳеч исроф бўлмаса, оқим $I_0 \exp[2\alpha(\omega)L]$ га тенг катталикка кучайиши керак, бу ерда $\alpha(\omega)$ — кучайтириш коэффициенти. Лекин кўзгуларнинг эффектив $r_{эфф}$ қайтариш коэффициенти орқали ҳисобга олинган энергия исрофлари натижасида энергия оқимининг резонатордаги бир цикл тарқалишидан кейинги зичлиги $I_0 r_{эфф}^2 \exp[2\alpha(\omega)L]$ ифода билан аниқланади. Шунинг учун резонаторда нурланиш генерация қилиш имконияти тўғрисидаги масаланинг ечими

$$I_0 r_{эфф}^2 \exp(2\alpha_0(\omega)L) > I_0$$

ёки

$$r_{эфф}^2 \exp[2\alpha_0(\omega)L] > 1] \qquad (225.1)$$

шартга келтирилади. Бу ерда $\alpha_0(\omega)$ — кучайтириш коэффициентининг интенсивликлар кичик бўлгандаги, яъни тўйиниш эффекти ҳисобга олинмаган ҳолдаги қиймати (*тўйинмаган кучайтириш*

коэффициенти). (225.1) муносабат тенгликка айланганда генерациянинг *бўсага шартларига* эришилган бўлади.

Юқорида айтилганларга мос равишда генерациянинг стационар қуввати қуйидаги шарт билан аниқланади:

$$r_{эфф}^2 \exp\,[2\alpha(\omega)\,L] = 1, \qquad (225.2)$$

бу муносабатни потенцирлаб,

$$\alpha\,(\omega)\,L = f, \quad f = \ln\,(1/r_{эфф}) \qquad (225.3)$$

шартларни топамиз. (225.2) ёки (225.3) шартлар *стационар генерация шартлари* дейилади. Агар (223.3) муносабат ёрдамида кучайтириш коэффициентини 1 см^3 даги нурланиш қувватига алмаштирсак, бу шартга бошқача кўриниш бериш мумкин. Бундан ташқари, $r_{эфф}$ коэффициент бирдан кам фарқ қилади (ва демак, $f = \ln\,(1/r_{эфф}) \approx 1 - r_{эфф}$) деб ҳисоблаб, (225.3) нинг чап ва ўнг қисмини лазер дастаси кўндаланг кесимининг S юзига ва cu (ω) га кўпайтириб, қуйидагига эга бўламиз:

$$q\,(\omega) SL = cu(\omega)\,(1 - r_{эфф})\,S. \qquad (225.4)$$

Демак, стационар генерация шарти актив муҳитнинг SL ҳажмида нурланитирилаётган $q\,SL$ қувватнинг резонатордан чиқаётган $cu\,S\,(1 - r_{эфф})$ оқимга тенглигига эквивалент дейиш мумкин.

Юқорида киритилган f катталик *энергиянинг нисбий исрофлари* ёки қисқача *исрофлар* дейилади. Баъзан f катталик ўрнига *резонаторнинг асллиги* деб аталадиган Q_r катталикдан фойдаланилади. Тебранувчи системанинг асллиги деб, системада жамғарилган энергиянинг системадан тебранишнинг бир $2\pi/\omega$ даврида чиқаётган энергияга нисбатига айтилади. Оптик резонаторларда юқорида айтилганча таърифланган асллик f исрофларга

$$Q_r = 2L\,\lambda f = q/f$$

муносабат орқали боғланган, бу ерда q — резонаторнинг L узунлигида жойлашган ярим тўлқинлар сони.

Генерациянинг стационар қувватини ҳисоблаб топайлик. Бунинг учун (224.4) дан фойдаланамиз ва уни

$$\alpha\,(\omega) = \frac{\alpha_0\,(\omega)}{1 + u\,(\omega)/u_0} \qquad (225.5)$$

кўринишда ёзамиз, бу ерда қуйидаги белгилар киритилган:

$$u_0 = \sigma' b_{mn},\ \alpha_0\,(\omega) = \frac{1}{4}\,\lambda^2\,a_{mn}\,(\omega)\,[N_{m0} - N_{n0}], \qquad (225.6)$$

$\alpha_0\,(\omega)$ — тўйинмаган кучайтириш коэффициенти, u_0 катталик нурланишнинг шундай зичлигига тенгки, бунда $\alpha(\omega)$ кучайтириш коэффициенти $\alpha_0\,(\omega)$ га нисбатан 2 марта камаяди. $\alpha\,(\omega)$ нинг

(225.5) ифодасини (225.3) тенгликка қўйиб, $u(\omega)$ нинг резонатор ичидаги стационар қийматини топиш мумкин:

$$u(\omega) = u_0 \left[\frac{\alpha_0(\omega)\, L}{f} - 1\right], \quad f = \ln \frac{1}{r_{эфф}}. \qquad (225.7)$$

Шундай қилиб, генерация қилинаётган нурланишнинг зичлиги тўйинмаган кучайтириш коэффициентининг ўзининг f/L бўсағa қийматидан ортиқ қисмига пропорционал; агар $\alpha_0(\omega) \leqslant f/L$ бўлса, (225.1) муносабатга мос равишда нурланиш генерация қилинмайди.

Резонаторнинг асллиги тушунчасидан фойдаланиб, (225.7) формулага қуйидагича кўриниш беришимиз мумкин:

$$u(\omega) = u_0 \,[1/2\ \alpha_0(\omega)\lambda Q_r - 1].$$

Генерациянинг бу терминларда ифодаланган бўсағa шарти ёруғликнинг ярим тўлқин давомида кучайиши резонаторнинг асллигига тескари бўлган миқдордан ортиқ бўлиши кераклигини билдиради:

$$1/2\ \alpha_0(\omega)\lambda > Q_r^{-1}.$$

(225.7) муносабатдан фойдаланиб резонатордан чиқаётган Φ оқимни ҳисоблаш мумкин:

$$\Phi = cu(\omega)\ (1 - r_{эфф})\ S = cu(\omega)\, fS. \qquad (225.8)$$

Содда алмаштиришларни бажариб, Φ оқимнинг бу ифодасини қуйидагича ёзишимиз мумкин (қ. 248-машқ):

$$\Phi = q_{max} SL - cu_0 fS, \qquad (225.9)$$

бу ерда q_{max} — актив муҳитнинг ҳажм бирлигидан чиқарилган қувватнинг максимал қиймати бўлиб, бу қиймат муҳитда уйғониш процесслари ҳисобига жамғарилган энергия (қ. 224-§ ва (224.1) формула) билан аниқланади. Шундай қилиб, генерациянинг вужудга келиш шарти (қ. 225.1) бажарилган бўлса, лазердан чиқаётган когерент нурланиш оқимининг қуввати актив муҳитда инверс бандликни таъминлаб турган уйғотиш процессларининг қувватига чизиқли боғлиқ бўлади.

Эффектив қайтариш коэффициентида энергиянинг истаган табиатли исрофлари, шу жумладан, нурланишнинг резонаторнинг ён деворлари орқали чиқишдаги исрофлар ҳам ҳисобга олинган. Резонатор ўқига нисбатан қия тарқалаётган дасталардаги исрофлар ўқ бўйлаб тарқалаётган дасталардаги исрофлардан катта бўлиши аниқ. Шунинг учун оғма дасталарнинг генерация бўсағаси ўқ бўйлаб тарқаладиган дасталар бўсағасидан баланд бўлади. Бундан ташқари, актив муҳитнинг мажбурий нурланишга ўта оладиган энергия запаси чекланган эканлигини ёдда тутиш зарур. Ўқ бўйлаб тарқаладиган дасталарда исроф оғма дасталарникидан кам бўлгани сабабли уларнинг интенсивликлари тезроқ ўсади, улар стационар ҳолатга оғма дасталарга қараганда олдинроқ келади. Шунинг учун қулай шароитларда ўқ бўйлаб тарқаладиган

дасталар ғамланган энергиянинг ҳаммасидан фойдаланиб, оғма дасталарга амалда ҳеч нарса қолдирмаслиги мумкин.

Юқорида айтилгандан квант генераторидан чиқаётган ёруғлик дасталарининг ёйилувчанлиги жуда кам эканлиги аниқ бўлиши керак. Ичида оқим тарқалаётган минимал фазовий бурчак кўзгудаги дифракция билан белгиланадиган катталикдан, яъни $(\lambda/D)^2$ дан (бу ерда D — даста диаметри) кичик бўлиши мумкин эмас, албатта. Бу минимал қиймат кўпчилик ҳолларда амалда бўлади ва у ҳақиқатан ҳам жуда кичикдир. Масалан, $\lambda = 500$ нм ва $D = 5$ мм бўлганда $(\lambda/D)^2 = 10^{-8}$ бўлади, ваҳоланки когерент бўлмаган ёруғлик манбалари учун фазовий бурчак 2π — 4π атрофида бўлади. Масаланинг бу томони 229-§ да батафсил кўрилади.

Спонтан нурланишнинг актив резонаторда кучайтирилиши ва ниҳоят, шу резонаторнинг когерент нурланиш генераторига айланиши автотебранувчи системаларда генерация ўз-ўзидан уйғонган вақтда ривожланиб борадиган процессларга жуда ўхшашдир. Бундай системаларда тебранувчи система билан тебранишларни таъминлаб турган энергия манбаи ўртасидаги мусбат тескари боғланиш муҳим роль ўйнайди. Индуктив мусбат тескари боғланишнинг моҳияти қисқача содда бўлишини электрон лампали тебраниш генераторида кўришимиз мумкин.

Оптик квант генераторида кўзгули резонатор нурланиш майдони билан унинг энергия манбаи — актив муҳит ўртасида мусбат тескари боғланиш вужудга келтиради*. Резонаторнинг кўзгулари туфайли ёруғлик оқими актив муҳитда кўп марта тарқалади (шу билан у кучаяди). Бу ҳол генерациянинг ўз-ўзидан уйғониши ҳамда уни давом эттириш учун зарур. Лекин резонаторнинг лазер ишидаги вазифаси майдон энергиясининг зичлигини актив муҳитда кўпайтиришдангина иборат бўлмайди. Юқорида кўрсатиб ўтилган ўхшашликка асосан, автотебранувчи режимнинг вужудга келиши учун тескари боғланиш мусбат бўлиши керак. Бошқача қилиб айтганда, системада бўлган ҳамда тескари боғланиш канали орқали «келаётган» тебранишлар ўртасида қатъий синфазалик мавжуд бўлиши шарт. Бу мулоҳазалар 228 ва 229-§ да кўриладиган оптик квант генераторлари учун ҳам тааллуқли.

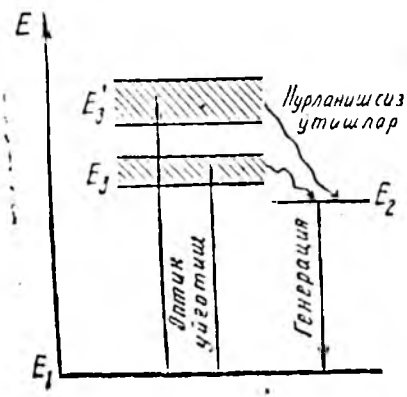
Лазерларнинг юқорида баён қилинган ишлаш принципидан кўринадики, оптик квант генераторлари физиканинг турли соҳаларида пайдо бўлган учта асосий ғояга асосланган. Биринчи ғоя Эйнштейнга тегишли бўлиб, у когерент бўлмаган иссиқлик нурланиши назариясида мажбурий чиқариш процесси мумкин эканлигини постулат қилиб айтган. Иккинчи асосий ғоя мувозанатда бўлмаган термодинамик системалардан фойдаланиш бўлиб, бу системаларда электромагнитик тўлқинлар ютилмасдан, балки кучайиши

* Кўзгулардан фойдаланиш лазерларда тескари боғланишни амалга оширишнинг ягона усули эмас. Баъзи бошқа усулларни 233-§ да кўрамиз.

мумкин (В. А. Фабрикант, 1940 й.). Ниҳоят, радиофизика соҳасига тегишли бўлган учинчи гоя — кучайтирадиган системани автотебранувчи системага, яъни электромагнитик когерент тўлқинлар генераторига айлантириш учун мусбат тескари боғланишдан фойдаланишдан иборат. Электромагнитик тўлқинларни кучайтириш ҳамда генерация қилишнинг янги принципини топгани ва молекуляр генераторлар ҳамда кучайтиргичлар яратганлари учун совет физиклари Н. Г. Басов ва А. М. Прохоровга 1959 йилда Ленин мукофоти берилди. 1964 йилда эса Н. Г. Басов, А. М. Прохоровга ва америкалик физик Ч. Таунсга Нобель мукофоти (физика бўйича) берилди.

226-§. Ёқутли оптик квант генераторининг тузилиши ва ишлашининг таърифи

Актив муҳит яратиш учун унинг атомларидаги энергетик сатҳларнинг ҳеч бўлмаганда бир жуфтида инверс бандликни таъминлаш учун атомларни селектив уйғотиш зарур. Инверс бандлик турли усуллар билан ҳосил қилинади. Бундан олдин ёруғликнинг нурланиш ва ютилиш процесслари батафсил муҳокама қилингани учун муҳит атомларини *селектив уйғотишнинг оптик методини* баён қилишдан бошлаймиз*. Уйғотишнинг оптик методи қўлланиладиган оптик квант генераторининг мисоли сифатида ёқутли лазерни кўриб чиқиш мумкин. Бу генератор спектрнинг кўринувчан соҳасида нурлантирадиган тарихий биринчи квант генератори бўлган (Мейман, 1960 й.).



40.5-расм. Хром ионн энергетик сатҳларининг схемаси.

Ёқут (қизил ёқут) алюминий оксид Al_2O_3 (корунд) кристали бўлиб, бу кристаллни ўстирганда процентнинг юздан бир неча қисми миқдорида хром оксиди Cr_2O_3 қўшилади. Хром оксиди корунд панжарасига изоморф равишда киради. Хром ионларининг аралашмаси қўшилиши натижасида корунднинг шаффоф кристали қизаради. Ёқут кристали орқали ўтган оқ ёруғликнинг спектрида спектрнинг яшил ва бинафша соҳаларида жойлашган иккита кенг ютилиш полосасини кузатиш мумкин. Спектрнинг шу со-

* Баъзан «уйғотишнинг оптик методи» деган термин ўрнига Америка илмий адабиётидан олинган «оптик дамлаш» термини қўлланилади.

ҳаларидаги ютилиш ёқутнинг ранги сўлгун қизил бўлишига сабаб бўлади.

Агар ёқут кристали кўк-яшил нурланиш билан ёритилса, у қизил нур чиқаради, бу нур дастлабки ёруғлик дастасида йўқ бўлиб, хром ионларининг фотолюминесценцияси натижасида пайдо бўлади. Ёқутнинг ёруғланишини спектроскоп ёрдамида кузатиб, спектрнинг қизил соҳасида тўлқин узунлиги $\lambda = 694{,}3$ нм га тенг чизиқни кўриш мумкин*.

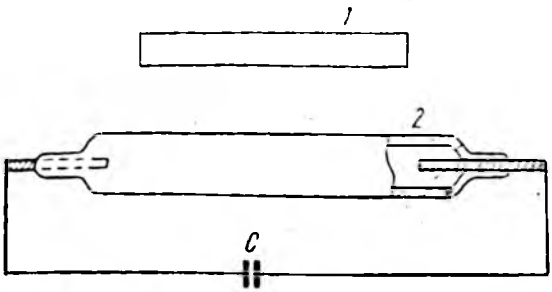
Ёқутнинг люминесценциясини ўрганиш унинг пайдо бўлиш моҳияти ҳақида ва корунд кристалларининг кристалл панжарасига киритилган хром ионларининг энергетик сатҳлари ҳақида схематик тасаввур ҳосил қилишга имкон берди. 40.5-расмда хром ионларининг E_3 ва E_3' энергетик сатҳлари кенг полосалар сифатида кўрсатилган. E_1 асосий ҳолатдан бу сатҳларга ўтиш ёқут кристалининг спектрнинг кўринувчан соҳасидаги ютишининг юқорида айтиб ўтилган кенг полосаларига мос келади. Хром ионларининг ёруғлик энергияси ютиши ионларнинг нормал пастки E_1 энергетик сатҳдан юқори E_3, E_3' сатҳларга қараб йўналтирилган стрелкалар ёрдамида символик равишда ифодаланади. Ёруғлик ютиш натижасида хром ионлари пастки сатҳлардан юқори сатҳларга ўтади. Хром ионларининг бу уйғонган ҳолатларининг давом этиш вақти (τ) кам бўлиб, тахминан 10^{-8} с ни ташкил қилади.

Лекин хром ионларининг жуда кам қисми ютилган фотонларни бевосита нурлантириб, E_1 асосий ҳолатга яна қайтиб келади. Тажриба уйғонган хром ионларининг кўпчилиги ўз энергиясининг бир қисмини корунднинг кристалл панжарасига ёруғлик нурлантирмасдан узатишини кўрсатади. Энергияни кристаллга шундай узатиш натижасида ионлар E_2 энергияли ҳолатга ўтади. Бундай нурланишсиз ўтишларга 40.5-расмдаги E_3, E_3' ва E_2 сатҳлар ўртасидаги тўлқинсимон стрелкалар мос келади. Хром ионларининг E_2 уйғонган ҳолатининг давом этиш вақти $3 \cdot 10^{-3}$ с га тенг, яъни бу вақт E_3 ёки E_3' ҳолатларнинг давом этиш вақтидан кўп марта катта**. Хром ионлари E_2 сатҳдан асосий E_1 сатҳга қайтганда нурланиш чиқади ва натижада ёқут кристалларининг юқорида айтиб ўтилган қизил нурли люминесценцияси юз беради.

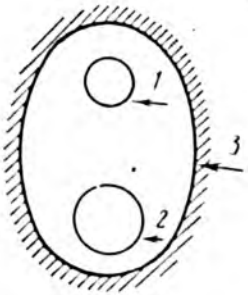
Ёқут кристалларидаги хром ионлари энергетик сатҳларининг юқорида таърифланган схематик структураси ва E_2 энергияли уй-

* Дисперсияси катта бўлган спектроскоп ёрдамида қаралганда бир-бирига яқин жойлашган ва тўлқин узунликлари 694,3 ва 692,9 нм га тенг икки қизил спектрал чизиқни кузатиш мумкин. Иккинчи чизиқнинг интенсивлиги биринчиникига қараганда камроқ. Биз кузатилаётган ҳодисаларни схематик равишда таърифлаётганимиз учун бу тафсилотни ҳам, ҳар бир айрим чизиқнинг ўта нозик структурасини ва уларнинг тўлқин узунликларининг температурага боғлиқлигини ҳам муҳокама қилмаймиз.

** Давом этиш вақти бунчалик катта бўлган уйғонган ҳолатлар метастабил ҳолатлар деб аталади.



40.6- расм. Қизил ёқутли лазернинг схемаси.



40.7- расм. Оптик уйғотишли лазер ёритгичининг кўндаланг кесими.

ғонган ҳолатнинг узоқ вақт мавжуд бўлиши биринчи оптик квант генераторининг яратилиши учун қулай шароит туғдирди.

Бу масалани принципиал равишда қуйидагича ҳал қилиш мумкин. Ёқут қувватли оқ нур билан ёритилганда хром ионлари уйғониб E_3, E_3 энергияларга эга бўлади, кейин E_2 метастабил сатҳга нурланиш чиқармасдан тез ўтади. Бу ҳолатнинг давом этиш вақти катта бўлгани учун E_2 сатҳда хром ионлари «тўпланиб қолади». Агар ёқут етарли даражада кучли ёритилса, ионларнинг E_2 сатҳдаги концентрацияси E_1 сатҳдаги концентрациядан кўп бўлади, яъни E_2 ва E_1 энергетик сатҳлари инверс бандланган муҳит вужудга келади. $E_2 \to E_1$ ўтишларда когерент нурланиш генерацияси қилиниши учун ёқутни резонаторга қўйиш ва генерациянинг ўзўзидан уйғонишининг юқорида (қ. 225-§) чиқарилган $\alpha_0(\omega)L > l$ шартини бажариш керак. Шунинг учун ёқутли лазер қуйидагича тузилган бўлади (40.6-расм). Ёқутдан диаметри бир неча миллиметрга ва узунлиги бир неча сантиметрга тенг цилиндр шаклида *1* стержень ясалиб, бу стерженнинг четки кўндаланг кесимлари ясси, пухта силлиқланган ҳамда цилиндрнинг ўқига перпендикуляр бўлиши керак. Четки кесимларнинг бирига қайтариш коэффициенти катта бўлган металлнинг, масалан, кумушнинг қалин қатлами қопланади. Ёқут стерженнинг иккинчи четки кесимига ўша кумушнинг ярим шаффоф қатлами қопланади. Натижада стержень ва унинг икки кесимидаги параллел кўзгулар оптик резонатор ташкил қилади*.

Ёқут стержень *2* лампа (қ. 40.6-расм) орқали етарли даражада ёритилиб, лампа стержень билан бирга лампанинг ёруғлигини ёқутга йиғиб берадиган махсус кўзгусимон ёритгичнинг ичига жойлаштирилади (40.6-расмда ёритгич кўрсатилмаган). Кўзгусимон юзага эга бўлган эллиптик цилиндр шаклидаги бу ёритгич ёқут

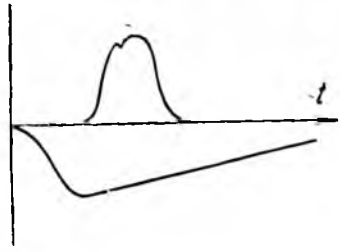
* Ёқут стерженнинг икки кўндаланг кесимини жилвирлаш ва иккита ташқи кўзгу ўрнатиш билан чекланса ҳам бўлади.

стержень ва лампа билан бирга 40.7-расмда бошқачароқ проекцияда кўрсатилган.

Генерация юзага келтириш учун давом этиш вақти тахминан бир миллисекундга тенг ёрқин ёруғлик чақнаши берадиган импульсли газ-разряд лампаларидан фойдаланилади. Генерация вужудга келиши учун 1 $см^3$ ёқутдаги хром ионларини уйғотиш учун бевосита қўлланиладиган ёруғлик қуввати 2 кВт га яқин бўлиши керак. Агар лампа уйғотишнинг ана шундай қувватини таъминлаб берса, у ҳолда ёқутли лазер давом этиш вақти лампанинг ёруғланиши давом этадиган вақтдан бир оз кам бўлган ёруғлик импульси генерация қилади. Ёқут стержень кесимидаги ярим шаффоф кўзгуга параллел жойлашган экранда кўз қамаштирадиган даражада равшан қизил ёруғлик чақнашини кўрамиз. Экрандаги ёруғ доғнинг кўндаланг кесимининг юзи ёқут билан экран ўртасидаги масофага (бир неча ўн метр чегарасида) амалда боғлиқ бўлмайди.

Ёқут стерженни ёритиш учун ксенонли газ-разряд лампалари қўлланилиб, бу лампалар орқали юқори вольтли конденсаторлар батареяси разрядланади. Конденсаторларнинг бундай батареясининг сиғими 1000 мкФ га яқин бўлиб, 2—3 кВ кучланишгача зарядланади. 40.6-расмда конденсаторларнинг C батареяси кўрсатилган бўлиб, бу батарея 2 лампага параллел уланган, лекин расмда конденсаторларни зарядлаш блоки ва уларни лампага тез параллел улайдиган қурилма кўрсатилмаган.

40.8-расмда ёқутли лазер ва унинг генерациясини юзага келтирадиган ксенон лампа ёруғлик чақнашлари интенсивликларининг осциллограммалари кўрсатилган. Бу икки осциллограмма бир-бирига устма-уст тушмаслиги учун улардан биринг(лазерники) ординатаси вақт бўйича развертканинг горизонтал ўқидан юқорига ҳисобланса, иккинчисиники паст томонга ҳисобланади. Осциллограммаларни солиштириш ёқутдаги генерация ксенон лампадаги ёруғлик чақнаши билан бир вақтда бўлмасдан, балки хром ионлари сатҳларининг (E_2) етарли даражада инверс бандлиги таъминлангандан кейин бошланишини кўрсатади. Ксенон лампанинг уйғотувчи ёруғлигининг қуввати ёқутдаги генерацияни давом эттириш учун зарур бўлган бўсағадан паст бўлганда лазернинг нурланиши тўхтайди.



40.8-расм. Уйғотувчи чақнама лампа ёруғланишининг ва қизил ёқутли лазер нурланишининг осциллограммалари.

Ксенон лампа ва ёқутли лазернинг ёруғлик импульсларининг спектрлари бутунлай ҳар хил бўлади. Ксенон лампа туташ спектрли ёруғлик импульси нурлан-

тиради, ёқутли лазер тўлқин узунлиги 694,3 нм га ва кенглиги 0,025 нм га яқин (ва ундан кам) бўлган қизил спектрал чизиқ генерация қилади. Ёқутли лазер берадиган ёруғлик импульсининг энергияси катта бўлмай, бир неча жоулга тенг бўлади. Лекин импульснинг давом этиш вақти бир неча миллисекунд бўлгани учун лазер импульсининг қуввати бир неча киловаттга етади*. Бу қувватни кўп марта ошириш усуллари ҳақида қуйида гапирилади.

Лазернинг оптик резонатори лазердан чиқаётган нурланишнинг коллимациясини (йўналганлигини) таъминлаши ҳақида 225-§ да айтиб ўтилган эди. Ёқут стерженлардан фойдаланганда нурлантирилаётган ёруғлик конусининг очилиш бурчагининг λ/D дифракцион чегарасига эришиш қийин бўлса ҳам ёруғлик дастаси бир неча минутдан (бурчак минутларидан) ошмайдиган даражада ёйилувчан даста бўлади. Демак, лазердан бир километр узоқликда жойлашган экранга туширилган ёруғлик дастаси кўндаланг кесимининг диаметри ҳеч қандай фокусловчи оптик системадан фойдаланмаганда ҳам бир метрга яқин бўлади.

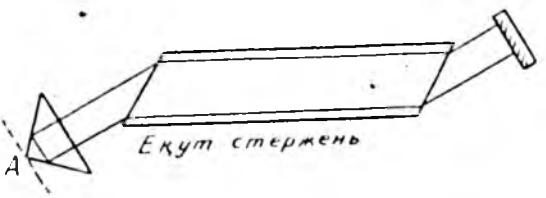
Нурланишнинг лазер бераётган ёруғлик дастасининг кўндаланг кесимида дастанинг ёйилувчанлигига узвий боғлиқ бўлган фазовий когерентлигини таъкидлаш зарур (қ. 22-§). Агар лазер ёруғлиги дастасининг йўлига ношаффоф экранда кесилган икки тор параллел тирқишлар тутилса, яъни Юнгнинг интерференцияни кузатишга багишланган тажрибаси биринчи кириш тирқишисиз (қ. 16-§) амалга оширилса, бу тирқишлар орқасига қўйилган экранда полосалари аниқ-аниқ кўринадиган (контрастли) интерференция манзарасини кўриш мумкин. Бу эса лазернинг нурланиши фазовий когерентликка эга эканлигини билдиради.

Ёқутли лазер ҳеч қандай қутбловчининг ёрдамисиз чизиқли қутбланган нурланиш беради. Агар ёқут стержень ёқут кристалидан кристаллнинг оптик ўқи стерженнинг ўқига перпендикуляр ёки у билан 60° бурчак ташкил этадиган қилиб кесиб олинган бўлса у ҳолда нурланиш чизиқли қутбланган бўлиб, индукциянинг $\boldsymbol{D}$ вектори кристаллнинг бош кесими текислигига перпендикуляр бўлади.

Агар ҳозирги замон лабораторияларида қўлланиладиган ёқутли импульс лазерининг характеристикаларини (ёруғлик импульсининг қуввати, нурланиш спектрининг кенглиги, ёруғлик дастасининг фазовий когерентлиги, унинг коллимацияси) ёруғликнинг бошқа манбаларининг худди шундай характеристикалари билан таққослаганда оптик квант генератори нурланишнинг принципиал равишда бошқа турдаги манбаси эканлиги аниқ бўлади. Енгил бажариладиган ҳисобларнинг кўрсатишича, абсолют қора жисм 0,025 нм спектрал интервалда «лазер қувватидек қувват» нурлантириши учун унинг температураси 10^8 К га тенг бўлиши керак.

* Узлуксиз режимда ишлайдиган ёқутли лазерлар ҳам бор.

Лекин ана шундай шарт бажарилган тақдирда ҳам мувозанатдаги нурланиш оқими фазовий когерент бўлмайди. Қуёш ва лазер юзлари бирлиги нурланишининг спектрал қувватларини солиштирсак, лазер Қуёшга қараганда 10^4 марта кўп нурланиш беришини кўрамиз. Лазернинг юқорида кўрсатилган қувватга эга бўлган фокуслантирилмаган ёруғлик дастасидаги электр майдони кучланганлигининг амплитудасини топсак, унинг катталиги тахминан 10^3 В/см эканлигини кўрамиз. Таққослаш учун Ернинг экватордаги юзи яқинида очиқ кунда Қуёш ёруғлиги майдонининг кучланганлиги 10 В/см га яқин эканлигини айтиб ўтамиз. Лазер ёруғлиги дастаси майдонининг кучланганлигини бир неча тартибга кўпайтириш мумкин эканлигини келгусида кўрамиз.



40.9- расм. Асллиги модуляцияланган лазернинг схемаси.

Ёқутли импульс лазер нурланишининг қувватини оширишнинг баъзи усулларини кўриб чиқамиз. Масалан, ёқут кристалининг узунлигини орттириш ва сифатини ошириш, яна унинг оптик уйғотилишининг қувватини ошириш мумкин. Бу эса шубҳасиз ижобий натижалар беради ва нурлантирилаётган импульснинг қувватини унинг давом этиш вақтини ўзгартирмасдан бир тартибга ошириш имкониятини беради.

Лазер импульси қувватини оширишнинг бошқа имконияти бутунлай бошқача мулоҳазаларга асосланган. Импульснинг қуввати унинг $\mathcal{E}$ энергиясининг импульснинг Δt давом этиш вақтига нисбатига пропорционалдир. Шунинг учун энергиянинг тайинли қийматида импульснинг давом этиш вақтини камайтирсак, унинг қуввати ортади. Нурланиш импульсининг давом этиш вақтини қисқартириш усулларидан *модулланган асллик методи* деб аталган методини кўриб ўтамиз.

Лазер генерациясининг ўз-ўзидан уйғониши учун резонаторнинг аҳамияти катта эканлиги кўп марта қайд қилинган эди. Инверс бандликнинг қиймати резонатордаги энергия исрофларига боғлиқ бўлган бўсағa қийматига етганда генерация бошланади. Шунинг учун кристаллни ёритишнинг дастлабки босқичида энергияни кўпроқ исроф қилиб, генерациянинг ривожлана бошлашини тўхтатиб туриш ва ёритилган кристаллда хромнинг уйғонган ионлари концентрациясини кўпайтириш мақсадга мувофиқдир. Кўзгулардан биринигина дастага перпендикуляр жойлаштириб, иккинчи кўзгуни ёки тўла қайтарувчи призмани (40.9-расм) иш ҳолатига юқори даражада инверс бандликка эришилгандан сўнггина келтириш мумкин. Кўзгу ёки призма тўғри жойлаштирилган пайтда ин-

дукцияланган нурланишнинг актив муҳитда ғамланган энергиянинг қарийб ҳаммасини оладиган ва давом этиш вақти тахминан 10^{-7}—10^{-8} с бўлган импульсининг амплитудаси кўчкисимон ортиб боради.

Иерофларни импульс равишда камайтиришнинг бир неча усули бор. Тўла ички қайтарувчи призмани A қиррага перпендикуляр бўлган ва чизма текислигида ётган ўқ (40.9-расмда ўқ пунктир чизиқ билан кўрсатилган) атрофида 500 айл/с га яқин бурчак тезлик билан айлантирамиз. Айлантиришнинг бошланғич фазаси шундай танлаб олинадики, призма иш ҳолатига ксенон лампалар уланганда маълум вақт ўтгандан сўнг, хром ионларининг инверс бандлиги юқори даражада бўлган пайтда келадиган бўлсин.

Сатҳларнинг инверс бандлиги юқори даражага етганда, яъни кучайтириш коэффициенти юқори қийматларга етганда кристаллнинг ўзи оптик резонаторга айланиб қолмаслиги учун ёқут стерженнинг кесимлари қийшиқ қилинади ва металл билан қопланмайди.

Шундай қилиб, лазер импульсининг қувватини оширишга унинг давом этиш вақтини оптик резонаторни ишга «киритишнинг» махсус усули ҳисобига қисқартириш орқали эришилади. Импульснинг давом этиш вақтини 10^{-7} с гача қисқартиришнинг юқорида баён қилинган усули (бундай усулда импульснинг энергияси бир оз иероф бўлади) қуввати 10^7 Вт га тенг импульслар ҳосил қилишга имкон беради.

Призманинг жойлашишини ўзгартириш оптик резонаторнинг асллигини ўзгартиради. Шунинг учун қисқа вақтли қувватли импульслар ҳосил қилишнинг юқорида баён қилинган методи оптик резонаторнинг *асллигини модуллаш* методи деган ном олган. Бундай режимда ишлаётган лазерлар *асллиги модулланган лазерлар* деб аталади. Асллиги вақт ўтиши билан ўзгармайдиган лазернинг иш шароитлари *эркин генерация режими* дейилади.

Резонаторнинг асллигини электрооптик затворлардан фойдаланиб анча тезроқ модуллаш мумкин (қ. 152-§). Бундай затворлар баъзи суюқлик ва кристалларнинг оптик анизотропияси электр майдони таъсирида инерциясиз ўзгариши ёки пайдо бўлишига асосланиб ишлайди. Бундай ҳодисаларга тааллуқли бўлган Керр эффекти 152-§ да баён этилган эди. Бу мақсад учун кристалларда пайдо бўладиган ва Керр эффекти каби инерцияси кам бўлган бошқа электрооптик ҳодисадан — Поккельс эффектидан фойдаланилади.

Резонаторнинг асллиги Керр эффекти ёрдамида қуйидагича модуллаштирилади. Резонатор ичига ёқут кристалидан ташқари, Керр ячейкаси ва чизиқли призматик қутбловчидан иборат бўлган затвор жойлаштирилади, бунда қутбловчи шундай жойлаштирилганки, ёқут стержень генерациялаган вақтда чиқарадиган чизиқли қутбланган нурланишни тўла ўтказади. Керр затворининг схемаси 27.2-расмда кўрсатилган. Ёқутни уйғотиш лампаларини улаш-

дан олдин Керр ячейкасига шундай кучланиш бериладики, у ёқут бераётган нурланишнинг қутбланиш текислигига нисбатан керакличa вазиятда турган ярим тўлқинли пластинкага эквивалент бўлиб қолсин. Бу шароитда ёқут бераётган ёруғлик резонатор ўқи бўйлаб тарқала олмайди. Агар уйғотувчи лампалар уланганда, демак, ёқут сатҳларида юқори инверс бандликлар вужудга келтирилганда Керр конденсаторига бериб турилган кучланиш тез олинса, у ҳолда ёқутнинг чизиқли қутбланган нурланиши оптик резонатор кўзгулари орасида эркин тарқала олади ва лазер нурланишининг давом этиш вақти тахминан 10^{-8} с тартибида бўлган импульси вужудга келади. Аслликни модуллаш учун Поккельс элементи қўлланилган лазер ҳам юқорида айтилгандек ишлайди.

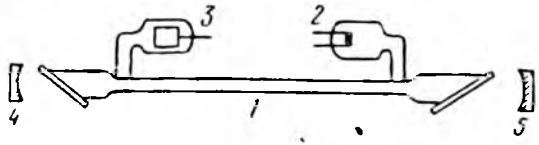
Кристалини оптик равишда уйғотишга асосланган лазерларни тавсифлашнинг охирида актив муҳитни вужудга келтиришнинг бу усулини қўллаш ҳақидаги баъзи умумий характердаги изоҳларни айтиб ўтамиз.

Оптик уйғотишли лазерларнинг юқорида айтилган турларида иш бажарувчи элемент сифатида ёқутдан ташқари бошқа бир қатор кристаллар ҳамда бошқа ҳолатдаги моддалар (шишалар, газлар) қўлланишини қайд қилиб ўтамиз.

. Оптик уйғотиш усули учун атомнинг камида учта энергетик сатҳидан фойдаланиш жуда муҳимдир (қ. 40.5-расм). E_2 сатҳ (уч сатҳли системада) узоқ яшовчи, E_3 сатҳлар эса кенг бўлиши ҳам муҳимдир. Ҳақиқатан ҳам, фақат иккита энергетик сатҳдан фойдаланганда оптик уйғотиш ҳисобига бу сатҳларда стационар инверс бандлик юзага келтириш мумкин эмас. Уйғотувчи нурланиш оқими зичлигининг ортиши фотонларни ютиш актларини ҳамда уларнинг индукцияланган чиқиш актларини кўпайтиради. Натижада нурланишнинг қуввати чексиз катта бўлганда ҳам энергетик сатҳларнинг бандликлари бир хил бўлиб қолади ва инверс бандликка эришилмайди. Бандликларнинг $N_1 - N_3$ фарқи ўз ишорасини ўзгартирмаслигига бу катталикнинг умумий (224.3) ифодаси ёрдамида ишонч ҳосил қилиш мумкин.

227-§. Узлуксиз ишловчи гелий-неон лазери

Гелий-неон лазерлари қуввати бир неча ўн милливаттга тенг монохроматик, яхши коллимацияланган даста нурлантиради, импульсли ва узлуксиз режимларда ишлайди, тузилиши содда ва ишлатилиши қиёсан бехатардир. Бундай лазерлар спектрнинг ҳам кўринувчан, ҳам инфрақизил соҳаларида нурланиш ҳосил қилади. Улар нурланишининг тўлқин узунлиги спектрнинг кўринувчи соҳасида унинг қизил қисмига ($\lambda = 632{,}8$ нм) тўғри келиб, спектрнинг инфрақизил соҳасида эса тўлқин узунлиги 1150 ва 3390 нм га тенг бўлади. Бундай турдаги асбоблар лабораторияда қўлланиладиган лазернинг кенг тарқалган тури бўлиб қолди, бунда нурланиш-



40.10-расм. Гелий-неонли лазернинг принципиал схемаси.

нинг параметрларига қўйилган талаблар юқорида кўрсатилган шартлар билан чекланади.

Гелий-неон лазерининг принципиал схемаси 40.10-расмда кўрсатилган. Бу ерда *1* — диаметри бир неча миллиметр ва узунлиги бир неча ўн сантиметрдан 1,5 м гача ва ундан ортиқ бўлган газ-разряд шиша трубкаси. Трубканинг кўндаланг ёнлари трубка ўқига Брюстер бурчаги ҳосил қилиб жойлашган ясси-параллел шиша ёки кварц пластинкалар билан ёпилган. Бу пластинкаларнинг трубка ўқи бўйича тарқалаётган ҳамда пластинкаларга ёруғлик тушиш текислигида қутбланган нурланиш учун қайтариш коэффициентлари нолга тенг.

Гелийнинг трубкадаги босими тахминан 1 мм сим. уст. га, неоннинг босими эса 0,1 мм сим. уст. га тенг. Трубкада паст вольтли манба ёрдамида қиздириладиган *2* катод ва цилиндрсимон бўш *3* анод бор. Трубкадаги анод билан катод ўртасига 1—2,5 кВ гача кучланиш уланади. Трубканинг разряд токи бир неча ўн миллиамперга тенг. Гелий-неон лазерининг разряд трубкаси *4*, *5* кўзгулар ўртасига қўйилади. Одатда сфера шаклида ишланган бу кўзгулар кўп қатламли диэлектрик қопламали қилиб ясалиб, бу қопламаларнинг қайтариш коэффициентлари катта қийматларга эга бўлиб, ёругликни қарийб ютмайди. Бир кўзгунинг ўтказиши одатда 2% га тенг, иккинчисиники эса 1% дан кам бўлади.

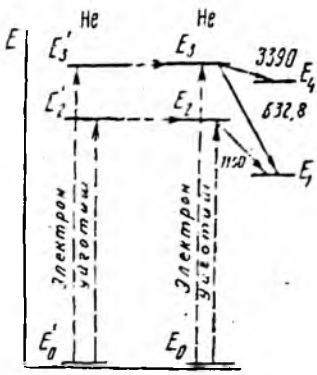
Трубканинг катоди қиздирилган ҳамда анод кучланиши уланган бўлса, трубка ёруғланади ва газ-разрядининг пушти ранг устуни яққол кўринади. Ишлаб турган трубканинг ташқи кўриниши газ-разряд неон реклама трубкаларига ўхшаш бўлади. Агар бу трубканинг йўналтирилмаган нурланишини спектроскоп ёрдамида кузатсак, неоннинг кўринувчан спектрнинг турли соҳаларида жойлашган кўп спектрал чизиқларининг тўпламини ва гелий ёруғланишининг сариқ чизиқларини кўрамиз.

Кўзгулар тўғри жойлаштирилган бўлса, иккала кўзгу (айниқса ўтказиш коэффициенти катта бўлган кўзгу) орқали тўлқин узунлиги 632,8 нм бўлган монохроматик (қизил) ёруғликнинг яхши коллимацияланган интенсив дасталарининг тарқалаётганини кўрамиз. Бу даста лар гелий-неон лазерининг нурланиш генерациялаш натижасида пайдо бўлади. Унинг спектрида тўлқин узунлиги 632,8 нм га тенг бўлган чизиққина бўлади.

Ўша лазер ёрдамида инфрақизил нурланиш генерациялаш ва кузатиш учун газ-разряд трубкасининг кўндаланг ёнларидаги ойналар инфрақизил нурланиш учун шаффоф бўлиши, резонаторнинг

кўзгулари спектрнинг инфрақизил соҳасида юқори қайтариш коэффициентига эга бўлиши ва, ниҳоят, инфрақизил нурланишга сезгир қабул қилгичга, масалан, болометр ёки фотодиодга эга бўлиш керак.

Неон сатҳларининг инверс бандлигини таъминлайдиган процессларини қисқача муҳокама қилайлик. 40.11-расмда неон атомининг энергетик сатҳларининг соддалаштирилган схемаси кўрсатилган (ўнг томонда). Тўлқин узунлиги 632,8 ва 1150 нм га тенг бўлган нурланишга $E_3 \rightarrow E_1$ ва $E_2 \rightarrow E_1$ ўтишлар мос келади. Неон атоми E_4, E_3, E_2, E_1 сатҳлардан ташқари энергиялари E_3 дан кам бўлган 28 та ҳолатга эга бўлиб, уларнинг биз учун аҳамияти йўқ ва 40.11-расмда улар кўрсатилмаган. Газ-разряд плазмасининг электронлари билан тўқнашиш натижасида атомларнинг бир қисми уйғонади, бу ҳол 40.11-расмда вертикал пунктир стрелкалар билан кўрсатилган. Разряднинг маълум режимларида E_2 ва E_1 сатҳларнинг инверс бандлиги учун бу процесс етарли бўлар экан. Лекин $\lambda = 632{,}8$ ва $\lambda = 3390$ нм тўлқин узунликларга мос келадиган ўтишлар бўладиган E_3, E_1 ва E_3, E_4 сатҳлар инверс равишда бандланмаган бўлади.



40.11-расм. Гелий ва неон атомларининг энергетик сатҳлари.

Стрелкалар ёнидаги рақамлар тўлқин узунликларининг нанометр ҳисобидаги қийматини кўрсатади.

Агар разряд трубкасига гелий киргизсак, аҳвол бутунлай ўзгаради. Гелий 40.11-расмнинг чап томонида кўрсатилган узоқ яшовчи (метастабил) икки E_2, E_3 ҳолатга эга; бу ҳолатлар электронлар билан тўқнашиш вақтида уйғонади ва уларнинг яшаш вақти катта бўлгани сабабли гелийнинг метастабил атомларининг разряддаги концентрацияси катта бўлади. Гелийнинг метастабил ҳолатларининг E'_3, E'_2 энергиялари неоннинг E_3, E_2 энергияларига яқин бўлиб, бу ҳол гелий билан неон тўқнашганда уйғониш энергиясининг гелийдан неонга узатилиши учун қулайдир. Бу процессларгоризонтал пунктир стрелкалар ёрдамида символик равишда кўрсатилган. Натижада E_3, E_2 сатҳларда жойлашган неон атомларининг концентрацияси кескин ортади, E_3, ва E_1 сатҳлар инверс равишда бандланади, E_2 ва E_1 сатҳларнинг бандликлар фарқи эса бир неча марта кўпаяди. Демак, неонга гелийнинг (тахминан 5 : 1 — 10 : 1 муносабатда) қўшилиши гелий-неон лазерларидаги генерация учун жуда муҳим.

Гелий-неон лазери актив муҳитининг оптик жиҳатдан юқори

даражада бир жинсли бўлиши нурланишни коллимациялашда ва унинг фазовий когерентлигида дифракцион чегарага осон яқинлашишга имкон беради. Агар Юнг тажрибасидаги тирқишларни лазердан чиқаётган ёруғлик дастаси кўндаланг кесимининг чеккаларигача сурсак юқорида айтилганларни кўрсатиш осон бўлади. Бунда интерференция манзарасининг кўринувчанлиги (контрастлиги) ўзгармай туради.

Аниқ миқдорий текширишлар гелий-неон лазери нурланишининг ($\lambda = 632{,}8$ нм) фазовий когерентлик даражаси γ_{12} бирга яқин эканлигини кўрсатди (қ. 22-§). Масалан, дастанинг кўндаланг кесимидаги интенсивлиги ўқдаги максимал интенсивликнинг 0,1% ига тенг бўлган нуқталар учун оқимнинг когерент бўлмаган $1 - \gamma_{12}$ қисми тахминан 10^{-3} га тенг бўлиб, ўқдаги нуқталар учун тахминан 10^{-5} га тенг. Ҳисоблар лазер нурланишининг когерент бўлмаган қисмининг қийматлари юқорида кўрсатилгандек бўлишига унинг актив муҳитидаги спонтан чиқариш сабабчи эканлигини кўрсатади.

Гелий-неон лазери юқори даражада когерент бўлгани туфайли турли хил интерференция ва дифракция ҳодисаларини текширишда қўлланилиши керак бўлган узлуксиз монохроматик нурланишнинг жуда яхши манбаи бўлиб, бундай текширишларни оддий ёруғлик манбалари билан ўтказиш учун махсус аппаратурадан фойдаланиш зарур бўлар эди. Гелий-неон лазерларининг турли хилдаги вариантлари биологик текширишларда, лазерли алоқа системаларида, голографияда, машинасозликда, табииёт ва техниканинг бошқа кўп соҳаларида кенг қўлланиладиган бўлди.

228-§. Оптик квант генераторларининг нурланиш спектри

Лазерларнинг ишлаш принципи ва конкрет схемаларига бағишланган олдинги параграфларда асосий эътибор масаланинг энергетик томонига, хусусан, етарли даражада катта инверс бандлик юзага келтириш ва актив муҳитдаги майдонни кучайтириш методларига берилган эди. Бунда резонатор муҳим аҳамиятга эга бўлиб, унинг кўзгулари ўзига тушаётган ёруғликни актив муҳитга қайтарар ва шу билан генерация бўсағасига етишга имконият яратар эди. Лекин резонатор бу ишлардан ташқари яна бошқа вазифани ҳам бажаради — фазовий когерент бўлган монохроматик нурланиш ҳосил қилади.

Масаланинг бу томонини кўриб чиқиш учун 40.4-расмга қайтамиз. Кўзгулар ўртасидаги фазода тарқалаётган тўлқиннинг бирор тўлқин фронтини белгилаймиз ва унинг тақдирини тўлқин ўнг кўзгуга бориб етиши, ундан қайтиши, чап кўзгугача тарқалиши ва ундан дастлабки нуқтага қайтиб келиши учун зарур бўлган вақт давомида кузатамиз. Юқорида айтилган цикл давомида тўлқиннинг ҳамма параметрлари ўзгаради: масалан, фазага $2kL$ катталик

қўшилади, бу ерда k — тўлқин сони; актив муҳитда кучайиш ва кўзгулардан қайтиш натижасида амплитуда $r\exp[\alpha(\omega)L]$ марта ўзгаради; дифракция ҳодисалари ва кўзгулар ёрдамида диафрагмалаш амплитуданинг тўлқин фронти бўйича тақсимотини ўзгартириши мумкин; агар резонатор ёки кўзгу муҳити анизотроп бўлса, майдоннинг қутбланиши ҳам ўзгариши мумкин. Лекин лазерда қатъий монохроматик нурланиш ҳосил қилиш учун тўлқиннинг истаган параметри циклнинг охирида унинг бошидаги қийматига тенг қийматга эга бўлиши керак. Ҳақиқатан ҳам, акс ҳол мавжуд деб фараз қилиб, тўлқин фронтининг дастлабки ҳолати сифатида унинг кўзгулардан биридан, масалан, ўнг кўзгудан қайтишдан бевосита олдинги ҳолатини танлайлик. Тўлқин қисман кўзгудан қайтади, қисман резонатордан чиқади. Цикл бўлиб ўтгандан кейин биз белгилаган тўлқин фронти ҳам қисман ўнг кўзгудан ўтади ва фаразга мувофиқ, чиққан ёруғлик кўзгудан циклнинг бошида ўтган ёруғликка қараганда бошқача характеристикаларга эга бўлади. Демак, цикл ўтиб бўлгандан сўнг ёруғлик тўлқинида бирор ўзгаришлар бўлар экан, резонатордан чиқаётган нурланиш бир-бири билан тўлиқ «мослашмаган» цугларнинг кетма-кетлигидан иборат бўлади. Бошқача айтганда, чиқаётган тўлқин бир ёки бир неча параметр (амплитуда, фаза ва бошқалар) бўйича модуллашган бўлади, яъни монохроматик бўлмайди. Шундай қилиб, қатъий монохроматик нурланиш генерация қилиш учун тўлқиннинг истаган характеристикасида бўлиши мумкин бўлган ўзгаришлар цикл давомида компенсацияланиб, циклнинг охирида бошланғич қийматига эга бўлиши керак. Фаза бундан истисно бўлиб, у 2π га каррали бўлган катталикка ўзгариши мумкин. Ҳозиргина ифодаланган фикр бундан кейин *цикллик принципи** деб аталади.

Цикллик принципидан келиб чиқадиган баъзи хулосаларни кўриб чиқамиз. Тўлқиннинг амплитудаси цикл давомида актив муҳитда кучайиш ҳисобига $\exp[\alpha(\omega)L]$ марта ўзгаради, бундай ўзгариш кўзгуларнинг қисман шаффофлиги сабабли резонатордан нурланишнинг чиқиши, дифракция ҳодисаси ва бошқа истаган кўринишдаги исрофлар билан компенсацияланиши керак. Демак, майдон амплитудасига нисбатан олганда цикллик принципи қуйидаги тенгликнинг бажарилишини талаб қилади:

$$\exp(-f)\exp[\alpha(\omega)L]=1, \quad \alpha(\omega)L=f. \qquad (228.1)$$

Бу натижа (225.3) муносабат билан мос тушади. Кучайтириш коэффициенти майдон амплитудасига боғлиқ эканлигини эслатиб ўтамиз. Шунинг учун (228.1) ни амплитуданинг тенгламаси деб

* Гюйгенс — Френель принципи ёруғликнинг электромагнитик назариясида асосланган бўлса, цикллик принципи ҳам умумийроқ мулоҳазаларнинг натижаси бўлади. Лекин цикллик принципини баён қилишнинг бу китобда қабул қилинган элементар усули стационар режимда ишлаётган лазерларнинг хусусиятларини тушунтириш учун етарли бўлади.

ҳисоблаш мумкин. Шундай қилиб, цикллик принципи генерациянинг стационар қувватини ҳисоблаш учун асос бўлиши мумкин.

Биз юқорида лазер бераётган ёруғлик дастасининг қутбланганлигига эътибор қилган эдик. Лазернинг тузилишига қараб қутбланиш чизиқли, доиравий ёки эллиптик бўлиши мумкин, лекин ҳар доим табиий эмас, балки қутбланган ёруғлик чиқарилади. Лазер нурланишининг бундай хусусияти цикллик принципи нуқтаи назаридан ўз-ўзидан маълумдир. Аммо қатъий монохроматик бўлган ёруғлик ҳамма вақт қутбланган бўлади ва шунинг учун цикллик принципининг аҳамияти лазер нурланишининг қутбланган эканлигини тасдиқлашда эмас, балки бу принцип ёрдамида бирор лазердаги қутбланиш ҳолатини аниқлаш мумкин эканлигидадир. Биз бу нозик масалада бошқа тўхтаб турмаймиз, чунки уни ҳал қилиш резонаторнинг конструкцияси ва актив муҳит хусусиятлари ҳақида кўп маълумотлар билишни талаб қилади.

Цикллик принципининг тўлқин фазасига нисбатан бўлган талаби фазанинг бир цикл давомида бўладиган жами ўзгариши 2π га каррали бўлиши кераклигини билдиради, яъни

$$2kL + \delta_1 + \delta_2 = 2\pi q, \qquad (228.2)$$

бу ерда k — тўлқин сони, q — бутун сон, δ_1 ва δ_2 лар эса резонатор кўзгуларидан қайтгандаги фаза ўзгаришлари (сакрашлари). (228.2) муносабат маълум конструкциядаги лазер генерациясининг стационар режимидагина пайдо бўлиши мумкин бўлган тўлқин узунликлари (ёки частоталари) нинг тенгламаси бўлади. Соддалик учун қайтган вақтда фаза сакрамайди ($\delta_1 = \delta_2 = 0$) деб ҳисобласак, (228.2) дан қуйидагини топамиз.

$$k_q = \frac{\pi}{L}q,\ \lambda_q = \frac{2\pi}{k_q} = \frac{2L}{q},\ \omega_q = k_q \frac{c}{n_{муҳ.}} = \frac{\pi c}{L n_{муҳ.}} q,\ q = 1, 2, \ldots \qquad (228.3)$$

Оптик квант генератори истаган частотали монохроматик майдон эмас, балки частоталарнинг дискрет тўпламига эга бўлган майдон (лазернинг узунлиги L ва муҳитнинг $n_{муҳ}$ синдириш кўрсаткичи ўзгармас бўлган ҳолда, албатта) вужудга келтира олишидек* муҳим ҳолга диққатни тортиш учун тўлқин сони, тўлқин узунлиги ва частотасига q индекси қўйилган.

(228.3) га мувофиқ, L узунликка ярим тўлқинларнинг бутун сони жойлашади, яъни (228.3) тенглик Фабри — Перо интерферометрида ҳосил қилинган интерференцион манзарадаги интенсивликнинг максимуми шартига мос келади. Бундай мослик ажабла-

* Аниғини айтганда, синдириш кўрсаткичи ҳам, кўчайтириш коэффициенти ҳам майдоннинг амплитудаси ва частотасига боғлиқ бўлади. Шунинг учун (228.1) ва (228.2) муносабатлар амплитуда ва частотага нисбатан тенгламалар системасидан иборат бўлиб, бу тенгламаларни биргаликда ечиш зарур. Бу ҳол баъзан юқорида топилган ечимларга тузатмалар киритишни талаб қилади. Лекин генерация спектрининг дискретлиги ҳақидаги фикр ўзгармай қолиши аниқ.

нарли эмас, чунки цикллиликнинг фазага тегишли шарти истаганча цикллардан ўтган тўлқинларнинг синфазали бўлишини билдиради ва худди шу шартнинг ўзи интерференцион манзаранинг максимумларини аниқлайди (қ. 30-§).

q сонлари бирга фарқ қиладиган частоталарнинг фарқи қуйидагига тенг:

$$\Delta\omega = \omega_{q+1} - \omega_q = \frac{\pi c}{L n_{муҳ.}}.$$

яъни Фабри — Перонинг L ва $n_{муҳ}$ бўйича резонаторга эквивалент бўлган эталонининг дисперсия соҳасига тўғри келади.

Фабри — Перо интерферометрига ўхшашлик генерация процессига бошқа нуқтаи назардан қараш имкониятини беради. Нурлантираётган атом интерферометр кўзгулари орасига жойлаштирилган деб фараз қилиб, бу ҳолда вужудга келадиган майдонни ҳисоблайлик. Бирламчи тўлқиннинг кўзгулардан кўп каррали қайтиши натижасида пайдо бўлган иккиламчи тўлқинларни жамлаш йўли билан интерферометрдан чиққан ёрugликнинг интенсивлигини қуйидагича ифодалаймиз:

$$I = I_0 \frac{(1+r)\,t}{(1-r)^2 + 4r\sin^2[\pi\omega/\Delta\omega]},\quad \Delta\omega = \pi c/L n_{муҳ.}, \qquad (228.4)$$

бу ерда I_0 — ёрugликнинг кўзгулар бўлмаган вақтдаги интенсивлиги, r ва t — кўзгуларнинг қайтариш ва ўтказиш коэффициентлари. Оддий интерференция шарти, яъни

$$\omega = \Delta\omega q = \frac{\pi c}{L n_{муҳ}}\, q, \quad q = 1, 2, \ldots,$$

шарт бажарилганда интенсивлик максимал бўлади; бу шарт (228.3) билан мос келади. Бу шартнинг бу ҳолдаги физик мазмуни аниқ — ҳамма иккиламчи тўлқинлар ўзаро когерент бўлади ва (228.3) шарт бажарилганда уларнинг амплитудалари қўшилади, акс ҳолда бир-бирини бирмунча сўндиради. Тўлқинларнинг тўлиқ сўнмаслигига сабаб тўлқинларнинг бир-бирига тенг бўлмаган ва геометрик прогрессия қонуни бўйича камаювчи амплитудаларга эга эканлигидадир (қ. 30-§).

Энди кўзгулар орасида кучайтириш коэффициенти $\alpha(\omega)$ га тенг бўлган актив муҳит жойлашган бўлсин. Бунда иккиламчи тўлқинларнинг амплитудаси кўзгулардан тўлиқ қайтмаслик натижасидагина эмас, балки муҳитда кучайиш натижасида ҳам ўзгаради. Шунинг учун r қайтариш коэффициентининг ўрнига $r\exp[\alpha(\omega)L]$ катталикдан фойдаланиш керак ва шунда (228.4) қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$I = I_0 \frac{(1 + r\exp[\alpha(\omega)L])\,t}{(1 - r\exp[\alpha(\omega)L])^2 + 4r\exp[\alpha(\omega)L]\sin^2[\pi\omega/\Delta\omega]}. \qquad (228.5)$$

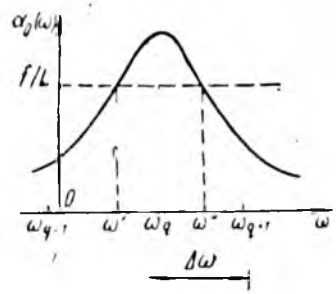
Агар муҳитдаги кучайиш қайтишдаги исрофларни компенсацияласа, яъни $r\exp[\alpha(\omega)L] = 1$ бўлса, интерференция шарти бажарилганда интенсивлик чексиз катта бўлади. Интенсивликнинг чексиз бў-

лиши эса нурланишнинг (228.3) муносабат орқали топиладиган частоталарда чексиз *спектрал зичликка* эга бўлишини, яъни кўрсатилган частотали монохроматик нурланишлар чиқишини билдиради. Тўла интенсивлик эса тўйиниш эффекти билан аниқланади ва 225-§ да кўрилгандек $\alpha(\omega) L = -\ln r$ шартдан топилади.

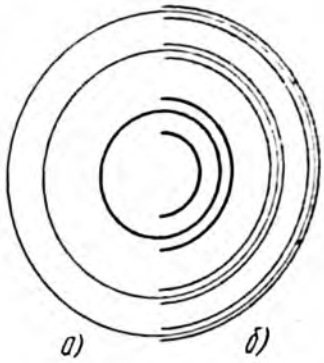
Шундай қилиб, кўриб чиқилган бу мисол фаза шартларининг бажарилиши зарурлигини қуйидагича талқин этиш имкониятини беради. Агар (228.2) шарт бажарилмаса, у ҳолда амплитудалари тенг, лекин синфазали бўлмаган иккиламчи тўлқинлар бир-бирини бутунлай сўндиради. Амплитудалари тенг бўлган чексиз кўп иккиламчи тўлқинлар қатъий синфазали бўлгандагина уларнинг амплитудалари қўшилади ва бу тўлқинлар бир-бирини сўндирмайди.

Генерацияланаётган нурланиш спектрини аниқловчи (228.2) фаза шартининг аҳамияти катта бўлгани учун унинг яна бир хил талқини устида тўхтаб ўтамиз. Маълумки, тебранувчи системаларнинг (маятник, пружина, тебраниш контури ва ҳоказоларнинг) асосий характеристикаси уларнинг хусусий тебранишларининг частоталаридир. Баъзи шароитларда бундай системаларда бошланғич тебранувчи системанинг хусусий частоталарига эга бўлган сўнмас тебранишлар (автотебранишлар) юзага келтириш мумкин. Юқорида айтилганлар, хусусан, соатнинг маятниги, лампали генератор ва шунга ўхшашларга тааллуқли. Оптик резонаторни ҳам тебранувчи система деб қараш мумкин ва (228.3) муносабатдан аниқланган частоталар бундай системанинг хусусий частоталари бўлади (қ. 249-машқ). Муҳим фарқ шундаки, тебранувчи система сифатида резонаторнинг эркинлик даражалари сони чексиз ва, демак, резонатор хусусий частоталарнинг чексиз тўпламига эга бўлади (қ. 228.3). Шунинг учун спектрнинг чекланган қисмида ҳам резонатор хусусий частоталарининг сони катта бўлиши мумкин. Масалан, гелий-неон лазерида ($\lambda = 632{,}8$ нм) кучайтириш чизиғи кенглиги ичига жойлашган хусусий частоталарнинг сони 5—10 га, ёқутли лазерда юзларга, баъзи лазерларда эса (бўёқли лазерларда, қ. 230-§) бир неча ўн минг ва бир неча юз мингга етади.

Албатта, (228.3) каби чексиз тўпламдаги частоталардан фақат генерация бўсағасига етиш шарти, яъни (228.1) шарт бажариладиган спектрал интервалга кирадиган частоталар учунгина генерация вужудга келиши мумкин. Юқорида айтилганлар 40.12-расмда кўрсатилган бўлиб, бу ерда туташ эгри чизиқ кучайтиришнинг тўйинмаган $\alpha_0(\omega)$ коэффициентининг частотага боғлиқлигини кўрсатади, пунктир чизиқ эса ординаталар ўқидан кучайтириш коэффициентининг $\alpha_{бўс} = f/L$ бўсағавий қийматига тенг кесма ажратади. Демак, генерация частоталарнинг ω', ω'' интервали ичида жойлашган ω_q частоталар учунгина мумкин экан. Исрофлар катталиги ўзгармас бўлганда $\omega'' - \omega'$ айирма актив муҳитни уйғотиш процессининг қувватининг ортиши билан кўпаяди, чунки $\alpha_0(\omega)$ ор-



40.12-расм. Лазер нурланишининг спектри ҳақидаги масалага доир.



40-13-расм. Фабри—Перо эталонини гелий-неонли лазер нурланиши ($\lambda = 632{,}8$ нм) билан ёритиб олинган интерференцион ҳалқалар.

а — монохроматик режим, *б* — трихроматик режим. Частоталар шкаласидаги чизиқларнинг эквидистантлиги эталон дисперсиясининг доимий эмаслиги туфайли бузилган.

тади ва 40.12-расмдаги пунктир тўғри чизиқнинг вазияти ўзгармаганда туташ эгри чизиқ кўтарилади. Агар $\omega'' - \omega' < \Delta\omega$ бўлса, биргина частота учун генерация бўлиши мумкин. Агар $\omega'' - \omega' > \Delta\omega$ шарт бажарилса, бу тенгсизликнинг бажарилиш даражасига қараб генерациянинг бихроматик, трихроматик ва ҳоказо режимлари бўлиши мумкин. 40.12-расмда кўрсатилган ҳолда ягона ω_q частотали генерация вужудга келади. 40.13-расмда кўрсатилган суратда монохроматик (*а*) ва трихроматик (*б*) режимларда ишлаётган лазер нурланишининг Фабри — Перо интерферометри ёрдамида олинган спектри схематик равишда кўрсатилган. Бир режимдан иккинчисига ўтиш учун сатҳларнинг инверс бандлиги катталиги ўзгартирилади. Бўёқли лазер генерациясининг жуда кенг спектри 40.23-а расмда кўрсатилган (қ. 231-§). Бу спектр ажрата олиш кучи кам бўлган асбоб ёрдамида олинган бўлиб, унинг монохроматик компонента лари ажратилмаган (спектрдаги ёруғ чизиқлар ҳаванинг ютиш полосаларига мос келади). Лекин асбобнинг ажрата олиш кучи етарли бўлганда бу компонента лар кўринади, уларнинг сони 10^4 га етади.

Шундай қилиб, лазерлар нурланиши спектрларининг структураси спектрнинг ёруғлик тўлқинларини етарли даражада кўп кучайтиришга эришилган қисмларининг вазиятига ҳам, оптик резонаторлар хусусий частоталарининг (шу қисмлар ичидаги) вазиятига ҳам боғлиқ бўлади. 1975 йилга келиб турли типдаги лазерлар иш-

лаб чиқилган бўлиб, бу лазерлар вакуум ультрабинафша нурлардан (тўлқин узунлиги 100 нм га яқин) узоқ инфрақизил соҳага (тўлқин узунлиги миллиметрнинг ўндан бир улушларининг бир нечтаси) оралиқда когерент нурланиш олишга имкон беради.

Ҳозиргача квант генераторининг ўз резонаторининг хусусий тебранишига мос келадиган нурланиши монохроматик бўлиши керак, деб тахмин қилинган эди. Ҳақиқатда эса лазер бераётган нурланишдаги ҳар бир шундай спектрал компонентанинг кичик бўлса ҳам чекли кенглиги бор. Бутун курс давомида қатъий монохроматик тебраниш чексиз узоқ давом этиши кераклиги бир неча марта таъкидланган эди. Тўлқин цугининг T давом этиш вақти билан унинг спектрининг $\delta\omega$ кенглиги ўртасида умумий

$$T\delta\omega \geq 2\pi$$

муносабат бор (қ. 21-§). Юқорида айтилгандан импульсли лазерлар нурланиши спектридаги компоненталарнинг спектрал кенглиги импульснинг давом этиш вақтига тескари катталикдан кам бўлмайди, деган хулоса чиқади. Асллиги модулланган лазерларда $T \approx 10^{-8}$ с га тенг, $\delta\omega$ эса 10^9 $с^{-1}$ дан кам эмас.

Узлуксиз ишлайдиган квант генераторларида мумкин бўлган энг кам спектрал кенглик лазерни ишга солиш ва учириш пайтлари ўртасидаги T вақт оралиғига боғлиқ бўлиши керак ($T = 1$ соат бўлса, $\delta\omega \approx 2 \cdot 10^{-3}$ $с^{-1}$ бўлар эди). Лекин спектрал кенгликнинг анча катта бўлишига олиб келадиган жуда кўп сабаблар бор. Шундай сабаблардан бири қуйидагидан иборат. (228.3) муносабатга биноан, ω_q частоталар резонаторнинг L узунлигига ва муҳитнинг $n_{муҳ.}$ синдириш кўрсаткичига боғлиқ бўлади. Бу ҳолдан кўп жойда фойдаланилади. Масалан, кўзгулардан бирини аста-секин суриб генерация қилинаётган нурланишнинг частотасини узлуксиз ўзгартириш мумкин. Лекин L узунлик тасодифий контрол қилиб бўлмайдиган даражада вибрация натижасида, кўзгулар ўрнатилган станинанинг иссиқликдан кенгайиши натижасида ва шу каби сабаблар натижасида ўзгариши мумкин. Масалан, L узунлик $\delta L = \lambda/100 \sim 10^{-5}$ мм га ўзгарса, частота қуйидагича ўзгаради:

$$\delta\omega = \omega\delta L/L \sim 2\cdot 10^7\ с^{-1} \quad (L = 1\ м).$$

Шунга ўхшаш ҳавонинг босими 10^{-3} мм сим. уст. га ўзгарганда* нурланиш частотаси (резонатор узунлигининг ўндан бир қисми ҳаво билан тўлдирилган деб фараз қилганда) қуйидаги миқдорда ўзгаради:

$$\delta\omega = \omega\,\frac{\delta n_{муҳ.}}{10 n_{муҳ.}} = 10^5\ с^{-1}.$$

* Босимнинг бундай ўзгаришлари оддий суҳбатдаги товуш кучига мос келади.

Генератор нурланиши спектри кенгайишининг юқорида тилга олинган ва бошқа шунга ўхшаш сабаблари *техник* сабаблар деб аталади. Уларнинг таъсирини умуман бўлмаганда принципиал равишда бартараф қилиш мумкин ва ҳақиқатан ҳам кўп асбобларда бундай таъсир бартараф қилинган, лекин натижада асбобнинг конструкцияси жуда мураккаблашган.

Квант генераторлари нурланиши чизиқлари кенгайишининг техник сабабларидан ташқари табиий *сабаблар* деб аталадиган сабаблари, масалан кўзгуларнинг Броун ҳаракати ва актив муҳитнинг нурланишни спонтан чиқариши ҳам бор. Тажриба ва ҳисоблар табиий сабабларга таянган спектрал кенглик $10^2 — 10^{-1}$ $с^{-1}$, яъни жуда ҳам кичик миқдорни ташкил қилишини кўрсатади.

Шундай қилиб, оптик квант генераторлари нурланиши спектрининг умумий манзарасини қуйидагича тасаввур қилиш мумкин. Вакуум ультрабинафша нуридан узоқ инфрақизил соҳагача бўлган тўлқин узунликлари интервалида турли-туман актив муҳитлар ёрдамида спектрнинг $(\omega'' — \omega') / \omega$ нисбий кенглиги турли ҳолларда 10^{-1} дан (бўёқли лазерлар) 10^{-7} гача (атом ҳолидаги газлар ва молекуляр газлар) қисмларида нурланишни кучайтириш мумкин. Спектрнинг бу қисмларининг вазияти қўлланилаётган актив муҳит (газ, суюқлик ва кристалл фазасидаги атомлар, ионлар, молекулалар) учун хос бўлган энергетик сатҳлар ўртасидаги ўтишлар частоталари билан аниқланади. Бу қисмлардан ҳар бирининг ичида генерация қилинаётган нурланишнинг спектри дискрет квазимонохроматик эквидистант компонента лар кўринишида бўлиб, бу компонента лар ўрталаридаги масофа резонаторга боғлиқ бўлади ва нисбий ўлчамда $\Delta\omega/\omega = \lambda/2L = 10^{-5} — 10^{-4}$ га тенг бўлади. Ниҳоят, компонента ларнинг ҳар бири табиий спектрал кенглиги жуда кам бўлган квазимонохроматик нурланишдан иборат бўлиб, унинг табиий спектрал кенглиги $\delta\omega \approx 10^2 — 10^{-1}$ $с^{-1}$ га, демак $\delta\omega/\omega \approx 10^{-13} — 10^{-16}$ га тенг. Компонента ларнинг ўртача частотаси техник сабабларга биноан тез ўзгаради ва тахминан 10^{-4} с давомида компонента лар ўртасидаги $\Delta\omega$ масофанинг сезиларли катта қисмини (10^{-3} дан 10^{-1} гача) «ўтиб қўяди».

229-§. Оптик квант генераторлари ҳосил қиладиган майдоннинг конфигурацияси

Лазер кўзгуларининг ва актив муҳитининг кўндаланг ўлчамлари чекланганлиги сабабли тўлқинларнинг резонаторда таркалиш вақтида дифракция ҳодисалари юз беради. Шунинг учун майдон амплитудасининг тўлқин фронти бўйлаб тақсимотини топишда цикллик принципидан фойдаланиш қуйидаги дифракцион масалани ечишга айланади: квант генератори амплитудаси шундай кўндаланг тақсимланган когерент ёруғлик дастасини берадики, дифрак

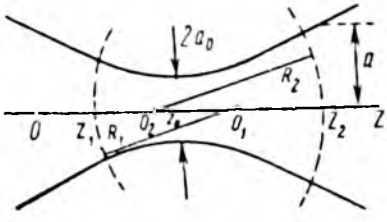
ция ҳодисаларини ҳисобга олганда бу тақсимот бир цикл давомида ўзини тиклаши керак.

Тажриба амплитуданинг тўлқин фронти бўйлаб ўзгариш қонуни резонаторнинг конструктив хусусиятларига боғлиқ бўлишини кўрсатади. Агар резонатор икки ясси параллел кўзгудан иборат бўлса, лазердан чиқаётган дастанинг структураси тешикли экранга кичик бурчаклар остида тушаётган бир неча когерент ясси тўлқинларнинг дифракциясида кузатилган даста структурасига ўхшаш бўлиб, бунда эквивалент тешикнинг шакли кўзгулар шаклига мос келиши зарур. Масалан, тўғри бурчакли кўзгулар ишлатилганда амплитуданинг бурчак бўйича тақсимоти 42-§ да келтирилган функцияларга ўхшаш функциялар билан ифодаланади. Агар резонатор ўқи бир бўлган сферик кўзгулардан иборат бўлса, лазердан чиқаётган нурланиш кўпинча Гаусс дастаси шаклида бўлади (қ. 43-§). 9.8-расмда кўрсатилган фотосуратлар (қ. 181-бет) гелий-неон лазеридан ($\lambda = 632{,}8$ нм) чиқаётган дастанинг турли кўндаланг кесимлари учун олинган. Интенсивлик дастанинг ўқида максимал қийматга эга бўлиб, кўндаланг кесимининг чет қисмларида силлиқ камайиб, нолга интилишини кўрамиз. Махсус ўлчашлар интенсивликнинг тақсимотини Гаусс функцияси юқори даражали аниқлик билан ифодаланишини кўрсатди.

Гаусс дастасининг цикллик принципи талабларига жавоб беришини кўрсатамиз. Аввал Гаусс дастасининг асосий хусусиятларини эслатиб ўтамиз. Тўлқин фронтининг z нуқтадаги эгрилик радиуси қуйидаги муносабат билан аниқланади:

$$R = z - z_0 + \frac{(a_0^2 k)^2}{z - z_0}, \qquad k = 2\pi/\lambda, \qquad (229.1)$$

бу ерда z_0 — дастанинг диаметри минимал бўлган кесимининг Oz ўқдаги координатаси, $2a_0$ — бу минимал диаметрнинг катталиги (40.14-расм). 40.14-расмдаги пунктир ёйлар z_1, z_2 нуқталарга мос тўлқин фронтларининг чизма текислиги билан кесишишдан ҳосил бўлган кесимини кўрсатади. Бу тўлқин фронтларининг эгрилик марказлари O_1 ва O_2 нуқталарда жойлашган. Тўлқиннинг z нуқтага тўғри келадиган кесимдаги амплитудаси қуйидаги функция билан ифодаланади:



40.14-расм. Гауссниинг циклик дастаси.

$$A = \frac{a_0}{a} \exp\left[-\frac{x^2+y^2}{2a^2}\right],$$

$$a^2 = a_0^2 + \left(\frac{z - z_0}{k a_0}\right)^2. \qquad (229.2)$$

Бу ерда x, y — Oz ўққа перпендикуляр бўлган текисликдаги координаталар, a—амплитуда ўзининг даста ўқидаги қийматидан $\sqrt{e}$ марта камаядиган, ин-

тенсивлик эса ўзининг даста ўқидаги қийматидан e марта кама ядиган масофа бўлиб, бу масофа ўқдан бошлаб ҳисобланади. 40.14-расмда кўрсатилган гиперболик эгри чизиқлар Oz ўқдан a масофага узоқлашган нуқталарнинг геометрик ўрнини кўрсатади (a масофа (229.2) га мувофиқ z га боғлиқ).

Дастанинг z_1 ва z_2 кесимларида фокус масофалари f_1 ва f_2 бўлган шундай иккита сферик кўзгу жойлаштирамизки, бу кўзгуларнинг юзлари z_1 ва z_2 кесимлардаги тўлқин фронтлари билан бир хил бўлсин. Юқорида айтилганча танлаб ўрнатилган кўзгулардан биридан қайтгандан сўнг дастлабки Гаусс дастаси қарама-қарши йўналишда тарқалаётган ва истаган кесимида дастлабки даста каби (a_0 ва z_0) характеристикаларга эга бўлган Гаусс дастасига айланади (қ. 43-§). Юқоридаги мулоҳазаларни иккинчи кўзгудан қайтиш учун қўллаб, бир цикл ўтгандан сўнг Гаусс дастаси цикллик принципи талаб қилгандай ўзгармас бўлар экан деган хулосага келамиз. Шундай қилиб, тажриба билан тўла мосликда цикллик принципи ва Гаусс дасталарининг хусусиятларидан сферик кўзгуларга эга бўлган резонаторлар ишлатилганда лазерларнинг нурланиши Гаусс дасталарининг геометрик конфигурациясига эга бўлиши кераклиги кўринади.

Юқорида келтирилган мулоҳазаларда дастанинг кўзгулар жойлашган нуқталардаги $2a$ диаметри кўзгуларнинг диаметридан анча кичик эканлиги ноошкор ҳолда фараз қилинган эди, чунки фақат шу шарт бажарилгандагина Гаусс дастаси яна Гаусс дастасига айланиши мумкин. Лекин дастанинг амплитудаси $x^2 + y^2 > a^2$ бўлганда (229.2) га мувофиқ жуда тез камаяди ва кўзгунинг d диаметри дастанинг $2a$ диаметридан амалда икки-уч марта катта бўлиши керак. Ҳисоб $d = 3 \cdot 2a$ бўлганда умумий оқимнинг 0,01% гина кўзгунинг ёнидан ўтиб кетишини кўрсатади. Мана шу катталик умумий исрофларга дифракция ҳодисаларининг қўшадиган ҳиссасига мос келади. Одатда бошқа сабабли (масалан, кўзгуларнинг шаффофлиги натижасида) бўладиган исрофлар кўпроқдир.

Демак, маълум Гаусс дастаси учун кўзгуларни ва уларнинг жойлашишини шундай танлаб олиш мумкинки, бу даста «ўз-ўзига» айлансин. Квант генераторларини муҳокама қилаётганда масаланинг тескарича қўйилиши амалий аҳамиятга эга: кўзгулар маълум тартибда жойлашган ва уларнинг фокус масофалари маълум бўлган ҳолда, цикллик принципига бўйсунадиган Гаусс дастасининг параметрлари қандай? (229.1) формулага асосланган ҳисоблар (қ. 250-машқ) фокус масофалари f бир хил бўлган кўзгулар учун қуйидаги натижага олиб келади*:

$$z_0 = z_1 + \frac{1}{2} L, \qquad (229.3)$$

* Афсуски, фокус масофаси ва нисбий исрофларни айни бир ҳарф билан белгилаш одат бўлиб қолган, лекин бу ҳол англашилмовчиликка олиб келмаслиги керак.

$$a_0^2 = \frac{\lambda L}{4\pi}\sqrt{\frac{4f}{L} - 1}. \qquad (229.4)$$

Дастанинг минимал a_0 радиусли кесими кўзгулардан бир хил масофада бўлиб, бу ҳол симметрик резонатор учун табиийдир. Илдиз остидаги ифода мусбат бўлиши, яъни

$$4f > L \qquad (229.5)$$

бўлиши кераклиги сабабли бизни қизиқтираётган циклик Гаусс дастаси кўзгуларнинг фокуслари етарли даражада узун бўлган ҳолдагина мавжуд бўлиши мумкин. Бу ҳолни тушуниш мумкин: чегаравий $4f = L$ қиймат кўзгуларнинг эгрилик марказлари устма-уст тушган ҳолга тўғри келади; фокус масофаси калтароқ кўзгулар дастани жуда кучли фокуслайди ва кетма-кет қайтишларда дастани кўзгулар диафрагмалайди (чегаралайди).

(229.4) муносабатдан дастанинг кўндаланг кесимининг минимал πa_0^2 юзи Френелнинг L масофага мос келадиган биринчи зонасининг (қ. 33-§) λL юзига пропорционал эканлиги кўринади. Бу эса кўрилаётган масаланинг дифракцион характерга эга эканлигидан далолат беради.

(229.2) — (229.4) муносабатлар ёрдамида Гаусс дастасининг кўзгулар турган текисликлардаги a_1 ва a_2 радиусларини ҳисоблаб, резонаторларнинг турли схемаларини амалга ошириш мумкин эканлиги тўғрисида хулоса чиқариш мумкин. Ҳақиқатан ҳам,

$$a_1^2 = a_2^2 = \frac{\lambda L}{4\pi}\left[\sqrt{\frac{4f}{L} - 1} \pm 1/\sqrt{\frac{4f}{L} - 1}\right]. \qquad (229.6)$$

Бундан *концентрик резонатор* ($4f \to L$) ва ясси кўзгули резонатор ($f/L \to \infty$) ишлатилганда дастанинг кўзгулар турган жойдаги кўндаланг кесими жуда катта бўлади ва кўзгуларнинг маъқул бўлган ўлчамларида оқимнинг катта қисми кўзгулар ёнидан ўтиб кетади деган хулоса чиқади, бу хулоса эса бундай ҳолларда Гаусс дасталари ҳосил қилиш умуман мумкин эмаслигини билдиради. $2f = L$ бўлганда дасталарнинг кўзгулар турган текисликлардаги радиуслари ва демак, кўзгуларнинг ўз ўлчамлари минимал эканлигини кўрсатиш осон, бу ҳолда

$$a_{1\,\min}^2 = a_{2\,\min}^2 = \lambda L/2\pi. \qquad (229.7)$$

Бу ҳолда кўзгуларнинг фокуслари бир-бирининг устига тушади, ҳар бир кўзгунинг эгрилик маркази эса қарама-қарши кўзгуда жойлашган бўлади. Бундай резонаторлар *фокусдош*, конфокаль ёки *телескопик* резонаторлар дейилади (фокуслари устма-уст тушадиган иккита бир хил кўзгу катталаштириши — 1 га тенг бўлган телескопик система ташкил қилади).

Агар $\lambda = 0{,}63 \cdot 10^{-3}$мм (гелий- неон лазери) ва $L = 1$ м бўлса, $a_{1\,\min} = 0{,}32$ мм бўлади ва кўзгуларнинг зарур ўлчамлари 1,5 дан

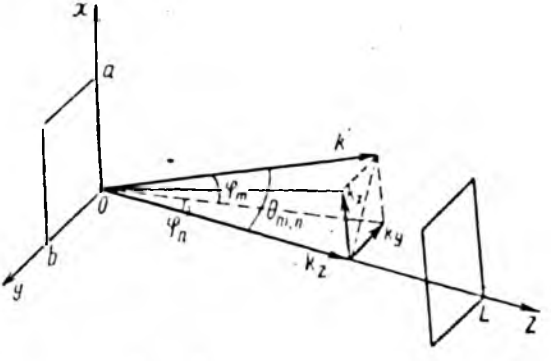
2 мм гача ўзгаради. Тўлқин узунлиги кичик бўлгани учун амалда оддий тасаввурлар нуқтаи назаридан жуда узун фокусли бўлган кўзгулардан фойдаланиш мумкин. Масалан, аввалгича $\lambda = 0{,}63 \times \times 10^{-3}$ мм, $L = 1$ м бўлганда $f = 100$ м бўлса, $a_1 = 1$ мм бўлади.

Ясси кўзгули резонаторда Гаусс дасталари ҳосил қилиш мумкин эмаслиги умуман ҳеч қандай стационар дасталар пайдо бўлмаслигини билдирмайди. Бу ҳолда ҳам стационар дасталар мавжуд бўлади, лекин амплитуданинг тўлқин фронти бўйича тақсимотини Гаусс функцияси эмас, балки бошқа функция ифодалайди. Тажриба ҳам, ҳисоблар ҳам ясси кўзгули резонаторлардаги майдон қарийб ясси тўлқин фронтига эга бўлган турғун тўлқиндан иборат эканини, амплитуданинг кўндаланг кесим координаталарига боғлиқлиги гармоник функциялар кўпайтмаси орқали ифодаланишини ва бу кўпайтма кўзгуларнинг чеккаларида нолга айланишини кўрсатади:

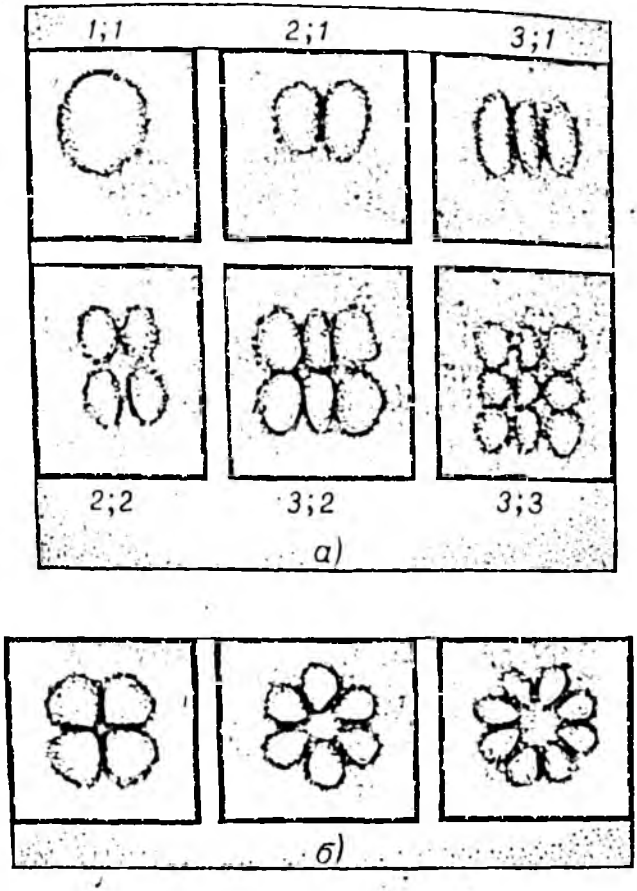
$$\sin \omega t \sin\left(\frac{\pi}{L} qz\right) \sin\left(\frac{\pi}{a} mx\right) \sin\left(\frac{\pi}{b} ny\right), \qquad (229.8)$$

бу ерда m, n, q — бутун мусбат сонлар, a ва b — тўғри тўртбурчакли кўзгулар томонларининг узунликлари, координаталар боши кўзгунинг учларидан бирида ётади (40.15-расм). 40.16-а расмда кўзгудаги даста кўндаланг кесимининг фотосуратлари кўрсатилган. Равшанки, Ox ва Oy ўқларга параллел бўлган нолинчи амплитуда полосаларининг сони $m - 1$ ва $n - 1$ га тенг.

Турғун тўлқин югураётган тўлқинлар тўпламига эквивалент эканлиги маълум. Бу ҳолда биз саккизта югурувчи тўлқин билан иш кўраётирмиз; тўрттаси чап кўзгуга тушади, қолган тўрттаси эса ўнг кўзгуга тушади. Тўлқин векторларининг Ox, Oy ва Oz ўқлари бўйича ташкил этувчилари мос равишда $\pm \frac{\pi}{a} m$, $\pm \frac{\pi}{b} n$, $\pm \frac{\pi}{L} q$ ларга тенг. Қуйидаги



40.15-расм. Тўғри тўртбурчакли ясси кўзгули резонатор.



40.16-расм. Оптик квант генераторида тўлқин фронти бўйлаб ёритилганликнинг тақсимланиши.

а — ясси квадрат кўзгулар (сонлар *m* ва *n* нинг қийматларини кўрсатади); *б* — юмалоқ сферик кўзгулар.

$$\left.\begin{aligned} \varphi_m &\approx \frac{k_x}{k_z} = \frac{m/a}{q/L}, \quad \psi_n \approx \frac{k_y}{k_z} = \frac{n/b}{q/L}, \\ \theta_{m,n} &= \frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{k_z} = \frac{\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2}}{q/L} \end{aligned}\right| \qquad (229.9)$$

муносабатлар маъноси 40.15-расмдан кўринадиган бурчакларни аниқлаб беради. Масалан, $\theta_{m,n}$ бурчакни тўлқин вектори билан Oz ўқ ташкил қилади. Агар m, n сонлари қанча катта бўлса, бу бурчак ҳам шунча катта бўлади. Шунинг учун $m \geqslant 2$, $n \geqslant 2$ бўлган тўлқинлар *ён тўлқинлар* дейилади, минимал $m = n = 1$ қийматларга эга бўлган тўлқинлар *ўқ бўйлаб йўналган* (ёки *аксиал*) тўлқинлар дейилади.

Тўлқин векторининг модули билан частота ўртасида умумий $\omega = kc/n_{муҳ}$ боғланиш мавжуд бўлиб, бу ерда $n_{муҳ}$ — синдириш кўрсаткичи. Шунинг учун (229.8) тўлқинга қуйидаги частота мос бўлади:

$$\omega_{m,n,q} = \pi \frac{c}{n_{муҳ}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{q}{L}\right)^2}. \qquad (229.10)$$

Цикллик принципидан ҳам чиқариш мумкин бўлган (229.10) муносабат ясси резонаторли лазер нурланиши спектридаги частоталарнинг тўплами дискрет эканлигини билдиради. Лекин кўзгуларда L масофага мос келадиган Френель зоналари кўп жойлашса, m ва n нинг бирга ўзгаришига тўғри келадиган частоталар интервали q дан $q+1$ га ўтган ҳолдагига қараганда кичик эканлигини кўрсатиш мумкин (қ. 251-машқ).

Энди ясси кўзгули резонатор ҳажмидан бир цикл давомида дифракция ҳодисаси натижасида чиқиб кетаётган энергиянинг нисбий катталиги ҳақидаги масалани муҳокама қиламиз. Дифракцион исрофлар кам бўлиши учун дастанинг дифракция натижасида кенгайиши кўзгунинг кўндаланг кесимининг кам қисмини ташкил қилиши керак. Бу ҳолда биз Френель дифракциясини кузатамиз ва даста Френелнинг биринчи зонасининг $\sqrt{\lambda L}$ радиусига яқин катталикка кенгаяди. Агар кўзгулардан бири яқинида амплитуданинг тўлқин фронти бўйлаб қиймати ўзгармас бўлса, у ҳолда иккинчи кўзгуга етиш пайтидаги нисбий дифракцион исрофлар $\sqrt{\lambda L}/a + \sqrt{\lambda L}/b$ га пропорционал бўлар эди. Лекин майдоннинг амплитудаси кўзгуларнинг чеккаларида нолга айланади, натижада исрофлар $\sqrt{\lambda L}/a$, $\sqrt{\lambda L}/b$ нисбатларнинг кубларига пропорционал бўлиб қолади (қ. 252-машқ). Бундан ташқари m ва n ларнинг ортиши билан исрофлар кўпаяди, яъни исрофлар аксиал тўлқинлар учун энг кам бўлади ва резонатор ўқи билан тўлқин вектори орасидаги бурчак ортиши билан кўпаяди.

Агар $\lambda = 0{,}63$ мкм, $L = 1$ м, $a = b = 1$ см бўлса, дифракцион исрофлар 0,1% га яқин бўлади.

Амплитуданинг тўлқин фронтидаги нолга тенг қийматлари ётган чизиқлар билан характерланадиган ён тўлқинлар сферик кўзгули резонаторларда ҳам бўлади. Хусусан 40.16-б расмдаги фотосуратлар юмалоқ сферик кўзгулардан ташкил топган резонатор билан олинган.

Шу чоққача биз майдоннинг резонатор ичидаги конфигурацияси билан қизиқиб келдик. Лазердан чиққан дастанинг характеристикаларини топиш учун дифракция масаласини ечиш керак, бунда берилган тақсимот сифатида майдоннинг кўзгунинг ташқи томонидаги тақсимоти олинади, бу тақсимот кўзгунинг ички томонидаги майдондан ўтказиш коэффициенти билан фарқ қилади.

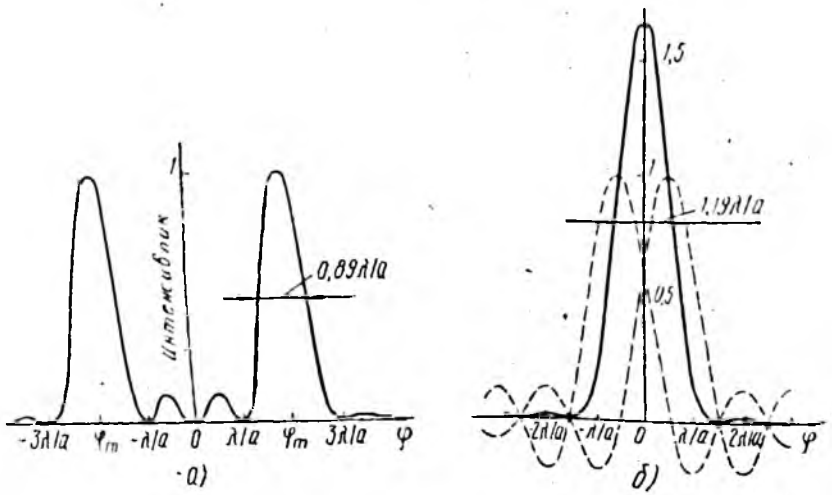
Сферик кўзгули резонаторда майдоннинг амплитудаси Гауссниг (229.2) функцияси орқали ифодаланади ва 43-§ даги умумий хулосаларга биноан, чиқаётган даста Гаусс дастаси бўлиб, унинг a_0 ва z_0 параметрлари (229.3) ва (229.4) муносабатлардан топиладиган параметрлардан кўзгу таглиги қалинлигининг фокусловчи таъсири ҳисобига фарқ қилади. Бу таъсирини Гаусс дасталарининг линзалар томонидан ўзгартирилиш қонунлари бўйича аниқлаш енгил (қ. 43-§).

Ясси кўзгули резонаторда майдоннинг тўлқин фронтидаги амплитудаси қуйидаги функция билан ифодаланади:

$$\sin\left(\frac{\pi}{a}mx\right)\sin\left(\frac{\pi}{b}ny\right),$$

бу эса юқорида тушунтирилганича, кўзгуга тўртта ясси тўлқиннинг тушишига мос бўлади. Шунинг учун резонатордан ташқаридаги майдон бу тўлқинларнинг Ox ва Oy ўқлар бўйича томонлари a ва b га тенг бўлган тўғри тўртбурчакли тешикдан ҳосил бўлган дифракциясига мос келади. Узоқ масофалардан кузатилган дифракция манзарасидаги (Фраунгофер ҳоли) амплитуда 42-§ натижаларига мос равишда ёзиш мумкин бўлган ифода билан аниқланади.

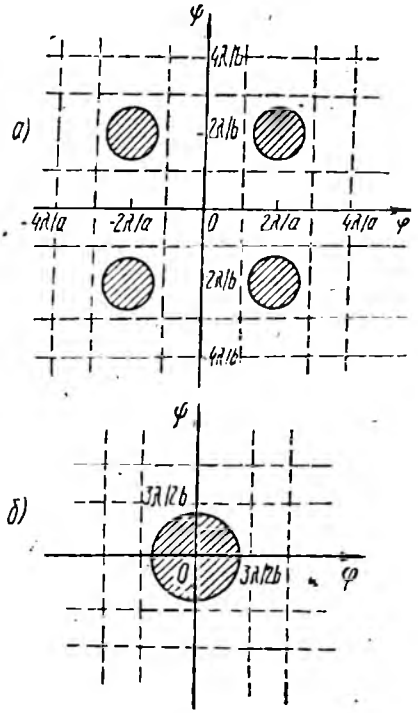
Интенсивликнинг φ дифракция бурчагига боғланиш графиги (Ox ўқи йўналишида оғишга мос бўлган бурчак) 40.17-а расмда $m = 4$ бўлган ҳол учун кўрсатилган. Интенсивлик $\varphi = \pm\varphi_m = \pm m\lambda/2a$ бурчаклар яқинида энг катта қийматларга эга бўлиб, бу бурчаклар юқорида тилга олинган «тушаётган» тўлқинларнинг тарқалиш йўна-



40.17-расм. Лазер дастаси интенсивлигининг бурчак бўйича тақсимоти. Резонатор ясси кўзгулардан тузилган; тўлқинларнинг кўндаланг индекслари: а) $m = 4$ бўлган ҳол ва б) $m = 1$ бўлган ҳол.

лишига мос келади. m ортганда бу максимумлар ўртасидаги масофа ортади.

40.18- расмда узоқлаштирилган экраннинг ёритилганлиги $m=4$, $n=4$ бўлган ҳол учун схематик равишда кўрсатилган бўлиб, штрихланган доиралар энг катта ёритилганлик соҳаларини, пунктир чизиқлар эса амплитуданинг нолга тенг чизиқларини кўрсатади. Агар генерацияда $m=1$, $n=1$ дан бошлаб $m=m_{max}$, $n=n_{max}$ гача бўлган барча ён тўлқинлар қатнашса, дастанинг тўлиқ ёйилиши $\frac{\lambda}{2a}m_{max}$ ва $\frac{\lambda}{2b}n_{max}$ бурчаклар билан аниқланади.



40.18- расм. Узоқлаштирилган экранда лазер дастаси вужудга келтирган ёритилганлик.

Резонатор ясси кўзгулардан тузилган ($a=b$); тўлқинларнинг кўндаланг индекслари: а) $m=n=4$ бўлган ҳол ва б) $m=n=1$ бўлган ҳол.

Агар $m=1$ бўлса, максимумлар 40.17- б расмда кўрсатилгандек қўшилиб кетади, бу ердаги пунктир эгри чизиқлар тешикка φ_1 ва $-\varphi_1$ бурчаклар остида тушаётган икки ясси тўлқиннинг дифракцион манзараларига мос келади (40.18- б расмда узоқлаштирилган экраннинг ёритилганлигига ҳам қаранг). $m=1$, $n=1$ бўлган тўлқин тўлқиннинг узунлиги ва кўзгунинг кўндаланг ўлчами маълум бўлганда ёйилувчанлиги минимал бўлган даста ҳосил қилиб, бунда ёйилувчанлик λ/a нисбат билан аниқланишини кўп марта таъкидлаган эдик. Интенсивликнинг бурчак бўйича тақсимотининг максимал интенсивликнинг ярмига мос бўлган сатҳдаги кенглиги $1{,}19\lambda/a$ га тенг, яъни амплитудаси доимий қийматга эга бўлган тўлқиннинг тешикдан ҳосил бўлган дифракцияси ҳолидаги $(0{,}89\lambda/a)$ кенгликдан унча кўп катта эмас.

Гаусс дастасининг ёйилувчанлиги юқорида кўрсатилганга ўхшаш муносабат билан аниқланиб, бунда кўзгунинг ўлчами ўрнида дастанинг минимал кўндаланг кесимининг $2a_0$ диаметри туради, яъни ёйилувчанлик $(2/\pi)(\lambda/2a_0)$ катталик билан аниқланади.

Шундай қилиб, дифракцион ёйилувчанликка эга бўлган даста ҳосил қилиш оптик квант генераторларининг умумий хусусияти экан.

Биз бутун курс давомида фойдаланган асосий тушунча ясси (ёки сферик) тўлқин бўлди. Бу бобда эса оптик квант генераторларига нисбатан айни ўша маънодаги физик образ сифатида ўзаро когерент тўлқинларнинг цикллик принципига бўйсунадиган тўпламни қўлланиши тўғрироқ эканлиги аниқланди. Маълум частота, қутбланиш ва стационар геометрик конфигурация билан характерланадиган бундай тўпламга *резонатор тебранишларининг типи* деган ном берилган*. Ясси кўзгулардан тузилган резонатордаги тебранишларнинг типи (229.8) тургун тўлқин бўлса, сферик кўзгули резонатор ҳолида тебранишлар типи бир-бирларига қарама-қарши тарқалаётган ва тўлқин фронтлари кўзгуларнинг сиртлари билан устма-уст тушадиган икки Гаусс дастасидан ташкил топган тургун тўлқин бўлади. Бошқа ҳолларда майдоннинг конфигурацияси бошқача бўлиб, резонаторнинг ҳар бир конкрет геометрияси учун характерли бўлади.

Тебранишлар типини югураётган ясси тўлқинлар суперпозицияси сифатида кўрсатиш мумкин, албатта. Масалан, ясси резонатор тебранишларининг типи саккизта когерент ясси тўлқиннинг йиғиндисига тенг; Гаусс дастасини (Фурье теоремаси ёрдамида) ясси тўлқинларнинг чексиз тўплами сифатида кўрсатиш мумкин. Лекин парциал ясси тўлқинларнинг ҳар бири резонаторда мустақил мавжуд бўлиши мумкин эмас, чунки қайтиш ва синишлардан сўнг дифракция ҳодисалари натижасида ясси тўлқин тўлқинлар тўпламига айланиб, шулар тебранишлар типини ташкил қилади. Шунинг учун бу тўпламнинг хусусиятларини муҳокама қилиш мақсадга мувофиқдир.

Тебранишлар типларининг ажойиб хусусиятларидан бири уларнинг бир-бирига айланмаслигидадир. Бу жиҳатдан қараганда тебраниш типлари механик системаларнинг нормал тебранишларига ўхшаш бўлиб, бундай тебранишлар ёрдамида нуқтавий массаларнинг боғланган системасининг истаган ҳаракатини бир-биридан мустақил бўлган бир ўлчамли тебранишларнинг қўшилиши деб қараш мумкин**. Худди шунингдек, резонатордаги майдонни аниқлашдек умумий масала ҳам вақт ўтиши билан ўзгармайдиган геометрик конфигурацияли парциал майдонларни (яъни тебранишлар типларини) ўрганиш каби соддароқ масалаларга бўлинади, кейин эса тўлиқ майдон тебранишлар типларининг суперпозицияси сифатида «тузилади». Бундай усул умуман физикага хос бўлиб, унинг қўлланишига оид энг содда мисол сифатида моддий нуқта ҳаракатини айни маънодаги координаталар системаларидаги (инерциал ҳаракат ёки кучларнинг бир жинсли майдони учун Декарт системаси, айланма ҳаракат учун координаталарнинг цилиндрик сис-

* Шу тушунчанинг ўзи *мода* деган термин билан ҳам олинади, бу термин инглиз тилидаги mode сўзининг ру с тилига бевосита кўчирилиши натижасида пайдо бўлган.

** С. Э. Хайкин. Физические основы механики, «Наука» 1971, XVIII боб.

темаси ва ҳоказо) учта парциал (содда) ҳаракатга ажратишни кўрсатиш мумкин.

Циклик принципини 228-§ нинг бошида муҳокама қилганда цикл давомида тўлқиннинг бирор параметрининг ўзгариши резонатордан чиқаётган нурланишнинг даврий модуляциясини билдириши аниқланган эди. Бу фактни тебранишлар типлари ҳақидаги тасаввурдан фойдаланиб қуйидагича талқин этиш мумкин: резонаторда тебранишларнинг бир эмас, балки турли частоталарга мос бўлган бир неча (икки, уч ва ҳоказо) типлари ҳосил қилинади ва майдоннинг модуляцияси тебранишларнинг ҳосил қилинган типлари хусусий частоталарининг айирмалари билан белгиланадиган даврлар билан юз беради. Тўлиқ майдон модуляциясининг даврийлиги унинг спектрида частоталарнинг дискрет тўплами мавжудлигини билдиради. Шунинг учун резонаторларнинг хусусий частоталари қийматлари узлуксиз бўла олмайди ва биз ясси ҳамда сферик кўзгули резонаторларда кўргандек дискрет бўлиши керак. Бир вақтнинг ўзида тебранишларнинг кўп типлари ҳосил қилинадиган қизиқ ва амалий жиҳатдан муҳим ҳол 230-§ да кўрилади.

Чизиқли бўлмаган ҳодисаларни анализ қилишда суперпозиция принципи бажарилмайди, албатта ва майдонни парциал майдонларнинг чизиқли комбинацияси билан таърифлашга асосланган юқоридаги усул ўзининг умумийлигини ва эффективлигини йўқотади. Шунга қарамай, чизиқли бўлмаган оптика ва спектроскопиянинг кўп масалаларида майдоннинг элементар структурали элементлари сифатида тебранишлар типларидан фойдаланиш мақсадга мувофиқ бўлар экан.

230-§. Ёруғликнинг ўта қисқа импульсларини генерациялаш

Оптик квант генераторларининг шундай иш режимлари мавжудки, бундай режимларда чиқаётган нурланиш ёруғликнинг эквидистант, жуда қисқа импульсларининг кетма-кетлиги кўринишида бўлади. Бундай режимда ишлаётган лазер нурланиши қувватининг вақтга боғлиқлиги 40.19-расмда кўрсатилган*. Ҳар бир импульснинг давом этиш вақти тахминан $5 \cdot 10^{-12}$ с га** тенг бўлиб, кетма-кет чиққан импульслар ўртасидаги вақт бир циклнинг $T = 2L/c$ даврига (бу ҳолда $6{,}8 \cdot 10^{-9}$ с) расо тенг. Импульсларнинг тўлиқ сони неодим иони сатҳларида инверс бандликнинг мавжуд бўлиш вақти билан аниқланади.

Юқорида баён қилинган ва *ўта қисқа импульслар генерациялаш режими* деб аталадиган режим кўп лазерларда амалга оширилади.

---

* Неодим қўшилган шиша актив муҳит бўлган. Неодим иони (Nd^{3+}) нинг энергетик сатҳлари ўртасидаги ўтишлардан фойдаланилган.

** Импульсларнинг расмда кўрсатилган кенглиги анча катта, лекин бу катталик қайд қилувчи аппаратуранинг инерционлигига боғлиқ.

Баъзан бундай режим ўз-ўзидан пайдо бўлади, лекин бу ҳолда қўшни импульслар ўртасидаги масофа уларнинг кенгликларидан бир неча мартагина катта. Жуда «контрастли» импульслар ҳосил қилиш учун махсус методлар қўлланилади. Уларнинг баъзилари резонатор асллигининг даврий модуляциясидан ($2L/c$ га тенг давр билан) иборат. Бошқа методларда ўта қисқа импульслар генерацияси резонатор ичига махсус фильтрлар киритиш натижасида вужудга келтирилиб, бу фильтрларнинг ютиш коэффициентлари нурланишнинг интенсивлиги катта бўлганда кескин камаяди (тўйиниш эффекти, қ. 224-§).

229-§ да айтилганлардан лазер нурланишини чуқур модуляциялаш билан бир вақтда резонатор тебранишларининг кўп типлари ҳосил бўлиши ва бу типларнинг частоталари $\Delta\omega = 2\pi/T$ га каррали бўлган катталикка фарқ қилиши аниқ бўлиши керак, бу ерда T — циклнинг давом этиш вақти. Бундан ташқари, тебранишларнинг ҳосил қилинган типлари фазаларини қатъий мослаштириш зарур. Акс ҳолда лазер нурланиши регуляр модулланган тўлқиндан эмас, балки хаотик равишда модулланган тўлқиндан иборат бўлади.

Ёруғлик дастасининг шундай ўзига хос вақт структураси билан тебранишларнинг ҳосил қилинган типларининг хусусиятлари ўртасидаги алоқани аниқлаш учун қуйидаги схемалаштирилган ҳолни кўриб чиқамиз. Лазерда тебранишларнинг аксиал (ўқ бўйлаб йўналган) типларининг хусусий частоталари $\omega_j = \omega_0 + j\,2\pi/T$ (бу ерда $j = 0, 1, 2, \ldots N-1$) бўлган N таси ҳосил қилинган бўлиб, тебраниш типларининг бошланғич $\varphi_j = \varphi$ фазалари ва $A_j = A$ амплитудалари бир хил бўлсин. У ҳолда резонаторнинг бирор нуқтасидаги майдон қуйидаги йиғинди билан аниқланади:

$$s = A\sum_{j=0}^{N-1}\cos[(\omega_0 + j\,\Delta\omega)\,t + \varphi], \qquad \Delta\omega = 2\pi/T. \quad (230.1)$$

$t = 0$ пайтда ҳамма тебранишларнинг фазалари тенг бўлиб, майдоннинг амплитудаси NA га тенг. Бундан кейинги пайтларда частоталар фарқи туфайли (230.1) йиғиндининг ҳадларида фазалар ўзгаради, тебраниш типлари бир-бирини сўндиради ва бирор ΔT вақт ўтгандан сўнг тебраниш типлари бутунлай сўнади, яъни майдоннинг амплитудаси нолга айланади. Ҳақиқатан ҳам, мулоҳазаларни соддалаштириш учун тебраниш типларининг N сони жуфт бўлсин деб ҳисоблайлик; у ҳолда

$$[\omega_{j+N/2} - \omega_j]\,\Delta T = N\,\Delta\omega\,\Delta T/2 = \pi \quad [\,]$$

тенгликдан аниқланган ΔT вақт давомида тебранишларнинг j- ва $(j + N/2)$- типлари ўртасида π га тенг фазалар фарқи пайдо бўлади, натижада тебранишларнинг биринчи ва $(N/2 + 1)$- типи, иккинчи ва

$(N/2+2)$- типи, . . . , $(N/2)$ ва N - типлари бир-бирини сўндиради. Тўлиқ сўндирилиш ΔT га каррали бўлган вақт интервалларидан кейин ҳам кузатилади, лекин фақат қўшни (j- ва $(j+1)$-) тебранишлар фазаларининг фарқи 2π га тенг бўлмагунча кузатилади. чунки ўша пайтда тебранишларнинг ҳамма типлари синфазали бўлади ва майдоннинг амплитудаси яна AN га тенг бўлади. Синфазаликнинг қайтиш пайти $t = T$ бўлади, чунки $[\omega_{j+1} - \omega_j]T = 2\pi$. Бундан кейин юқорида кўрсатилган манзара T давр билан такрорланади.

Ҳодисанинг миқдорий таърифига (230.1) да N та тебранишни жамлаш орқали эришилади, ҳисоблар натижасини қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин (қ. 253- машқ):

$$s = AN\frac{\sin(\pi Nt/T)}{N\sin(\pi t/T)}\cos\left[\left(\omega_0+\frac{1}{2}(N-1)\Delta\omega\right)t+\varphi\right]. \quad (230.2)$$

Амплитуданинг вақтга боғлиқлиги дифракцион панжара назариясида (қ. 46- §) учраган кўпайтувчи билан ифодаланиши тушунарли, чунки иккала ҳолда ҳам фазалари арифметик прогрессия ташкил қиладиган N та тебранишлар қўшилади. Фарқ фазанинг ўсиб боришининг физик табиатида бўлади: дифракцион панжарада турли штрихлардан келаётган тебранишларнинг фазалари дифракция бурчаги билан бирга ўзгаради, бу ҳолда эса фаза вақт ўтиши билан ўзгаради. 46- § да $[\sin(N\beta)]/N\sin\beta$ функция батафсил ўрганилгани учун биз унинг анализини такрорламаймиз ва фақатгина 40.19-расмда кўрсатилган график билан 9.19- а расмда кўрсатилган графикнинг сифат томонидан бир хил эканлигига диққатни қаратамиз.

Шундай қилиб юқорида келтирилган мулоҳазаларга ва тажрибага мувофиқ равишда кетма-кет келган импульслар ўртасидаги T интервал циклнинг давом этиш вақтига тенг, яъни

$$T = 2\pi/\Delta\omega = 2L/c;$$

ҳар бир импульснинг давом этиш вақти спектрнинг тебранишларнинг ҳосил қилинган типларига мос бўлган қисмининг кенглигига тескари пропорционалдир, яъни

$$\Delta T = 2\pi/N\Delta\omega = T/N.$$

T билан ΔT ўртасидаги бу муносабат тажрибада тасдиқланади.

Юқорида кўрсатилган $N\Delta\omega$ кўпайтманинг сон қиймати инверс бандликка эга бўлган сатҳлар ўртасидаги ўтишга мос бўлган спектрал чизиқнинг кенглигига пропорционал, чунки спектрнинг айни ўша қисмида кучайтириш коэффициенти катта қийматга эга. Масалан, агар $N\Delta\omega = 10^{12}$ с$^{-1}$ бўлса (бу 5,3 см$^{-1}$ га мос бўлади), у ҳолда $\Delta T = 2\pi\cdot 10^{-12}$ с. 40.19- расмда кўрсатилган ҳолда катталиклар худди шундай сон қийматларга эга. Назарий ҳисоблар ΔT катталикни яна 10 — 100 марта камайтиришга умид боғлайди. Бошқа сўз билан айтганда, даври $2\pi/\omega = 3\cdot 10^{-15}$ с ($\lambda = 1$ мкм) га тенг



40.19- расм. Ўта қисқа импульслар режимида ишлаётган лазер нурланиши қувватининг вақтга боғланиши.

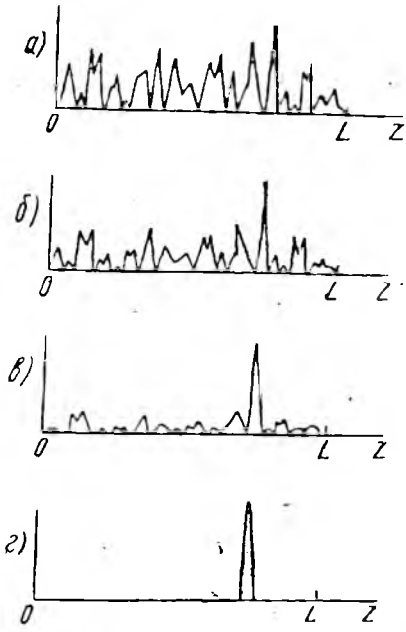
бўлган атиги бир неча тебранишдан ташкил бўлган тўлқин цугини вужудга келтириш мумкин бўлса керак.

Муҳокама қилинаётган ҳодисанинг кузатилишидан (1966 й.) илгари лазерлардан фойдаланмасдан олинган энг қисқа ёруғлик импульслари узлуксиз нурланишдан Керр эффектига асосланган электрооптик затворлар ёрдамида ҳосил қилинар эди. Импульсларнинг энг қисқа давом этиш вақти тахминан 10^{-9} с бўлиб, лазерлар берадиган импульсларнинг давом этиш вақтидан бир неча тартибга катта.

Ўта қисқа импульсларнинг мавжудлиги ва тебранишларнинг кўп типлари ўртасидаги қатъий синфазалик ҳақидаги фикрлар физика нуқтаи назаридан эквивалент эканлиги юқорида келтирилган мулоҳазалардан кўринади: фикрнинг биринчиси ҳодисани вақт тилида баён қилишга, иккинчиси эса спектрал тилда баён қилишга мос келади. Шунинг учун ўта қисқа импульслар генерация қилиш режимини белгилаш учун *тебраниш типлари синхронлаштирилган лазернинг нурланиши* деган терминдан фойдаланилади.

Лазер генерациялайдиган электромагнитик майдон актив муҳитнинг спонтан нурланишидан пайдо бўлади. Шунинг учун тебранишларнинг бир типи ҳосил қилинганда монохроматик майдон ташкил топса ҳам унинг бошланғич фазаси бутунлай ихтиёрий бўлади. Агар тебранишларнинг кўп типлари ҳосил қилинса, уларнинг бошланғич фазалари мослаштирилмайдиган бўлиб кўринади, чунки бу фазалар тасодифий спонтан нурланишнинг турли спектрал компоненталари билан аниқланади. Лекин айтилган нуқтаи назар тебранишларнинг турли типлари мустақиллигига асосланган, яъни чизиқли бўлмаган ҳодисалар соҳасида бажарилмайдиган суперпозиция принципига асосланган. Лазерларда эса чизиқли бўлмаган ҳодисалар принципиал роль ўйнайди (қ. 225-§), натижада тебраниш типлари бир-бирига бирор даражада таъсир қилиши ва улар синхронлашиб қолиши мумкин. Ўта қисқа импульслар генерациялаш режимининг амалга ошишига ёрдам берувчи ва параграфнинг бошида айтиб ўтилган махсус чоралар тебранишлар типларининг чизиқли бўлмаган «ўзаро таъсирини» кучайтириш учун мўлжалланган.

Резонаторининг ичида ютадиган элементи бор бўлган лазерларда ўта қисқа импульсларнинг вужудга келишига сабаб бўладиган чизиқли бўлмаган ҳодисаларни қисқача муҳокама қилайлик. Лазернинг актив элементидаги сатҳларнинг инверс бандлиги вужудга келтирилган ва спонтан нурланиш кучайтирилаётган бўлсин. Спонтан чиқариш актлари тасодифий характерга эга бўлгачи учун майдоннинг амплитудаси вақт ўтиши билан ва нуқтадан нуқтага ўтилганда тартибсиз равишда ўзгаради (40.20-а расм)*. Майдон амплитудаси катталиги тасодифий ва тасодифий жойлашган «ўркачлар» тўпламлари кўринишига эга бўлади. Генерациянинг ривожланишидаги нурланишнинг қуввати ҳали кам бўлган биринчи босқичида фильтр ҳамма «ўркачларни» тенг меъёрда сусайтиради. Вақт ўтиши билан борган сари кўпроқ атомлар уйғонади ва резонатордаги майдоннинг энергияси кўпаяди. Нурланиш қувватининг ортиши билан фильтрнинг ютиш коэффициенти ва унда ютилган энергия ҳиссаси камайиши, фильтр орқали ўтаётган энергия ҳиссасининг ортиши ёки, бошқача айтганда, фильтрни *нурланиш равшанлаштириши* 224-§ да аниқланган эди. Агар фильтрнинг муҳити етарли даражада кам инерцияли бўлса (фильтрлар учун шундай муҳитлар атайлаб танланади), у ҳолда юқорида айтилганлар фильтрга тушаётган оқимнинг оний қийматига тегишли бўлади: қувватнинг оний қиймати қанча катта бўлса, фильтр шунчалик кучли равшанланади. Натижада фильтр энг кучли «ўркачни» бошқаларга қараганда камроқ даражада сусайтиради ва ҳар бир навбатдаги циклда унинг «устун равишда кам» сусайиши чуқурлашиб боради. Энг қувватли «ўркачнинг» ажралиш процесси 40.20-расм (а—в) да кўр-



40.20- расм. Равшанланувчи фильтрли лазердаги майдон амплитудасининг тақсимланиш эволюцияси.

* Биз майдоннинг тасодифий тақсимланишининг бундай манзарасини 22- § да хира шиш да ёруғлик сочилишини кузатганда моделлаштирган эдик (қ. 4.23- расм). 40.20- а расм ёритилганликнинг 4.23- расмдаги бирор йўналиш бўйича ўзгаришига схематик равишда мосдир.

сатилган бўлиб, бу ерда майдон амплитудасининг нисбий тақсимотигина тасвирланган ва умумий энергиянинг жуда катта миқёсда кўпайиши бутунлай акс эттирилмаган.

Юқорида тавсифланган процесслар натижасида резонатор ичидаги майдон якка импульс кўринишига кириши мумкин. (қ.40.20-г расм). Резонатордан ташқаридаги майдон эса «ички» импульснинг бир-бирининг кетидан келаётган цикллар давомида резонатор кўзгусидан қисман ўтиши натижасида пайдо бўлган импульсларнинг тўпламидан иборат бўлади.

Юқорида кўрилган мисол ўта қисқа импульслар барпо қилишда чизиқли бўлмаган ҳодисаларнинг ҳал қилувчи роль ўйнашини яққол кўрсатади. Юқоридаги муҳокамада тушунчалар вақт нуқтаи назаридан қаралган бўлиб, тебраниш типлари ошкор ҳолда қўлланилмади. Лекин «энг кучли ўркач» нинг мавжудлиги унинг жойлашиш нуқтасидаги тебранишлар турли типлари фазаларининг тўлиқ бўлмаган тасодифий, аммо бу тасодифий ҳол учун энг қулай мослашишини кўрсатаётганлигини тушуниш қийин эмас. Чизиқли бўлмаган навбатдаги процесслар давомида фазаларнинг мослашиши яхшиланади ва натижада тўла мослаштирилган фазалар қарор топади. Шу сабабли спектрал анализ ёрдамида юқоридаги натижага эришадиган бўлсак ҳам вақт тили кўрилаётган масала учун айнан ўхшаш бўлди.

Ўта қисқа импульслар генерациялаш режимида нурланишнинг оний қуввати ўртача қувватдан тахминан $T/\Delta T$ марта катта бўлади ва 10^{11}—10^{12} Вт қийматларга эга бўлиши мумкин. Шунинг учун ўта қисқа импульслар атом ва молекулаларнинг кўп фотонли ионизацияси, мажбурий сочилиш, моддани жуда юқори температураларга қадар тез қиздириш ва шу каби турли-туман ҳодисаларни ўрганишда жуда кенг қўлланиладиган бўлиб қолди. Импульс давом этиш вақтининг жуда қисқа эканлиги ўта қисқа импульслардан жуда тез бўладиган процессларни, масалан, молекулалар уйғонган ҳолатининг 10^{-11}—10^{-12} с давомида емирилишини, Керр эффектининг давом этиш вақтини (152-§), чизиқли бўлмаган фотоэффектнинг инерциялигини (қ. 179-§) ва ҳоказоларни ўрганишда фойдаланишга имкон берди.

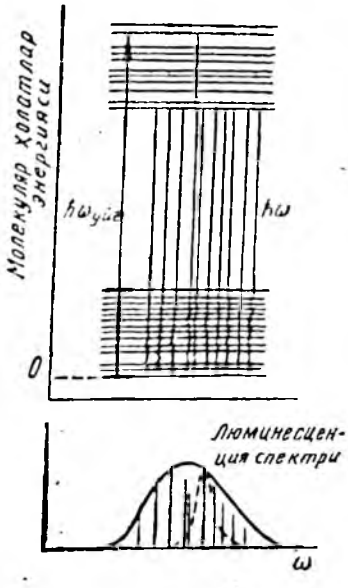
231- §. Бўёқ моддали лазерлар

Лазер нурланишининг квазимонохроматик компонентлари жойлашиши мумкин бўлган спектрал интервал инверс бандликка эга бўлган сатҳлар ўртасидаги ўтишга мос бўлган чизиқнинг кенглигидан бир оз кичик, лекин унга пропорционал бўлиши кераклиги 228-§ да кўрсатилган эди. Гелий-неон ва ёқут лазерларида чизиқларнинг кенглиги мос равишда 0,03 $см^{-1}$ ва 20 $см^{-1}$ га, юқорида айтилган спектрал интерваллар эса 0,01 $см^{-1}$ ва 1 $см^{-1}$ га тенг. Актив муҳити бўёқларнинг эритмалари бўлган оптик квант ген

раторларида муҳокама қилинаётган параметрларнинг қийматлари анча каттадир. Бўёқлар химиявий жиҳатдан қиёсан мураккаб органик молекулалардан иборат бўлиб, бу молекулаларнинг фотолюминесценция спектри минглаб $см^{-1}$ га чўзилади.

Шунга мос равишда спектрнинг бўёқлардан фойдаланиб генерация қилиш мумкин бўлган қисмларининг кенгликлари ҳам юзлаб, баъзан минглаб $см^{-1}$ ларни ташкил қилади.

40.21-расмда мураккаб молекуланинг энергетик сатҳлари схема тарзда кўрсатилган*. Сатҳларнинг юқоридаги группаси молекула электронлари уйғонган ҳолатларининг бирига, пастдаги группаси эса электронларнинг асосий ҳолатига тўғри келади. Кўрсатилган группаларнинг ҳар бирида молекула ядроларининг турли тебранма ҳолатларига мос бўлган сатҳлар бор. Тебранма эркинлик даражаларининг сони кўп бўлгани учун сатҳларнинг юқориги ва пастки группаларининг структуралари жуда мураккаб, лекин биз ўз олдимизга қўйган мақсадга эришиш учун уларни конкретлаштиришнинг зарурияти йўқ. Люминесценция спектри молекулаларнинг юқориги группа сатҳларидан пастки группа сатҳларига ўтишларига мос бўлган кўп чизиқлардан иборат бўлиши муҳим бўлиб, айрим чизиқлар ажралмайди ва уларнинг жами люминесценциянинг узлуксиз спектрини ташкил қилади. Бу ҳол 40.21-расмнинг пастки қисмида схема тарзда кўрсатилган бўлиб, бу ердаги вертикал кесмалар индивидуал сатҳлар ўртасидаги ўтишларнинг Бор частоталарига мос келиб, пунктир эгри чизиқ айрим спектрал чизиқнинг контурини, туташ эгри чизиқ эса люминесценция полосасининг жами контурини кўрсатади.



40.21-расм. Мураккаб органик молекула энергетик сатҳларининг схемаси.

Бўёқ молекулаларини оптик усулда уйғотиш вақтида бўлиб ўтадиган процессларнинг умумий манзарасини қуйидагича тасаввур қилиш мумкин. Молекула $\hbar\omega_{уйғ.}$ фотонни ютгандан сўнг асосий ҳолатдан уйғотилган электрон ҳолатининг бир ёки бир неча (уйғотувчи ёруғлик спектрининг кенглигига қараб) тебранма сатҳ-

* Молекулаларнинг спектрлари ва энергетик сатҳлари ҳақидаги асосий маълумотлар XXXVIII ва XXXIX бобларда баён қилинган.

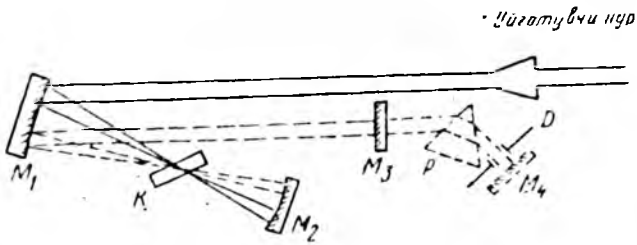
ларига ўтади. 40.21-расмда бу процесс чап томонда юқорига қараган стрелка билан кўрсатилган. Молекула ичидаги процесслар ҳамда эритувчи билан ўзаро таъсирлашиш натижасида молекула юқоридаги группанинг энг пастки сатҳларига нурланишсиз ўтади, бундай ўтиш процесси (юқоридаги тўлқинсимон стрелка) жуда қисқа (10^{-11}—10^{-12} с) вақтда бўлади. Юқоридаги группанинг пастки сатҳларидан асосий электрон ҳолатнинг ҳамма тебранма сатҳларига ўтиш (пастга йўналган тўғри стрелкалар) натижасида $\hbar\omega$ фотонлар спонтан равишда ёки мажбурий равишда чиқарилади. Бу электрон-тебранма ўтишлар билан боғланган ва қисман устма-уст тушадиган чизиқларнинг тўплами люминесценциянинг ва кучайтиришнинг кенг туташ спектрини ташкил қилишини юқорида айтиб ўтган эдик. Илгари сатҳларнинг юқоридаги группасига нисбатан айтилган сабабларга биноан, асосий электрон ҳолатда уйғотилган тебранма ҳолатлар тез (10^{-11}—11^{-12} с давомида) сўнади, натижада уларнинг бандлиги кам бўлади (пастдаги тўлқинсимон стрелкалар). Шундай қилиб, пастга йўналган тўғри стрелкалар билан туташтирилган сатҳлар инверс бандликка эга бўлади.

Кўрсатилган схема жуда соддалаштирилган бўлиб, генерациянинг ривожланишини бирор даражада қийинлаштирадиган бир қатор факторлар бор. Халақит берадиган факторлар қаторига ёритилганликнинг қийматлари катта бўлганда бўёқ молекулаларининг фотохимиявий парчаланиши, уйғотилган электрон ҳолатнинг эритманинг қизиши натижасида нурланишсиз сўниши ва бошқалар киради. Лекин бу тўсиқларнинг ҳаммаси махсус методлардан фойдаланиш натижасида бартараф қилинади* ва турли хил кўп бўёқлардан фойдаланиб (уларнинг сони ҳозирги вақтда 100 га етди) импульсли ва узлуксиз режимда, спектрнинг кенг (350,0 дан 1000,0 нм гача) соҳасида ва уйғотувчи нурланиш сифатида ксенон газ-разряд лампалари ва лазерларидан фойдаланиб генерацияни амалга ошириш мумкин.

40.22-расмда узлуксиз режимда ишлайдиган бўёқ моддали лазернинг оптик схемаси кўрсатилган. Уйғотувчи ёруғлик дастасини (туташ тўғри чизиқларни) M_1 кўзгу бўёқ эритмаси солинган K кюветага фокуслайди. Уйғотувчи ёруғликни узлуксиз ишлайдиган аргон лазери беради (у расмда кўрсатилмаган). Қисман ўтиб кетган уйғотувчи ёруғликни M_2 кўзгу кюветага қайтаради. M_1, M_2, M_3 кўзгулар лазернинг оптик резонаторини ташкил қилади; пунктир тўғри чизиқлар генерация қилинаётган дастани тасвирлайди; ёруғликнинг кювета чегараларидан қайтиши туфайли бўладиган исрофларни камайтириш учун кюветани резонатор ўқига нисбатан Брюстер бурчаги остида жойлаштириш зарур.

Родамин 6-G каби бўёқ эритмаси солинган лазер нурланиши-

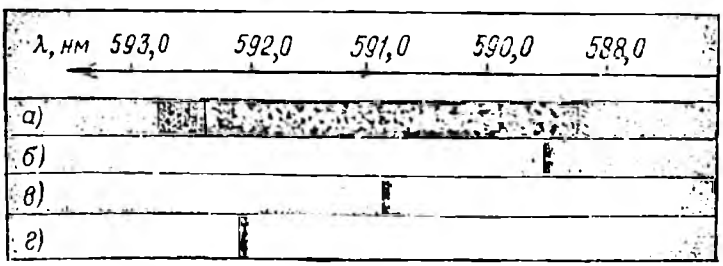
* Масалан, эритмани кювета орқали бир неча ўнлаб м/с тезлик билан босим остида ҳайдаш мумкин.



40.22-расм. Бўёқ моддали лазернинг оптик схемаси.

нинг спектри 40.23-а расмда кўрсатилган. Спектрнинг бу ҳолдаги кенглиги икки нанометрга яқин. Бошқа бўёқлардан фойдаланиш ва уйғотиш қувватини ошириш лазер нурланиши спектрининг кенглигини янада кўпроқ ошириш имкониятини беради. Резонатор хусусий частоталарининг дискретлигига боғлиқ бўлган спектр структураси 40.23-а расмда ажратилмаган. Спектрда кўриниб турган ёруғ полосалар ҳавода доимо мавжуд бўлган сув буғларининг ёруғликни ютиши натижасида пайдо бўлган.

Агар M_3 кўзгу ўрнига P призма (спектрал асбобларда қўлланиладиган призмаларга ўхшаш), қўйиб, M_4 кўзгуни 40.22-расмда пунктир билан кўрсатилгандек жойлаштирсак, лазер нурланишининг спектри кескин тораяди (40.23-расмда, б—г). Нурланиш спектри торайишининг сабаби дастанинг призма томонидан оғдирилишининг тўлқин узунлигига боғлиқлигида бўлса керак. M_4 кўзгунинг маълум бир вазиятда жойлашишида ва ёруғлик бу кўзгу юзининг D диафрагма билан чекланган маълум қисмидан қайтганида маълум тўлқин узунлигига эга бўлган ёруғликкина кювета ҳажмининг актив қисмига қайтади.



40.23-расм. Бўёқ моддали лазернинг нурланиш спектри.
а — P призмасиз; б, в, г, — P призма турлича жойлаштирилган ҳоллар.

Бошқа тўлқин узунликларга эга бўлган нурланишлар учун иссрофлар кўпроқ бўлса керак, чунки бу нурланишлар учун цикллик шарти кўзгунинг D диафрагма билан тўлиқ ёки қисман ёпилган қисмларидан қайтишда бажарилади. Агар энди призмани чизма текислигига перпендикуляр бўлган ўқ атрофида айлантирсак, юқорида кўрсатилган қулай шароитлар турли тўлқин узунликларга тўғри кела бошлайди. Бу усул билан лазер нурланиши частотасини кенг интервалда текис ўзгартириш мумкин. 40.23-расмдаги б—г фотосуратлар ҳам P призманинг уч хил вазиятида олинган.

Частотаси текис ўзгартириладиган оптик квант генераторлари жуда юксак ажратувчи кучга эга бўлган спектрал асбобларнинг асоси бўлиб хизмат қилади. Масалан, бирор модданинг ютиш спектрини ўрганиш зарур бўлиб қолди дейлик. Текширилаётган буюмга тушаётган ва ундан ўтаётган лазер оқимини ўлчаб, ютиш коэффициентининг қийматини ҳисоблаб топиш мумкин. Демак, лазер нурланишининг частотасини ўзгартириб, ютиш коэффициентини тўлқин узунлигининг функцияси сифатида аниқлаш мумкин. Бу усулнинг ажрата олиш қобилияти лазер нурланиши чизиғининг кенглиги билан бир хил бўлиши аниқ бўлиб, бу кенгликни жуда кам қилиш мумкин. Кенглиги 10^{-3} $см^{-1}$ га тенг чизиқ бера оладиган ажрата олиш қобилияти иш юзининг узунлиги 5 м бўлган дифракцион панжаранинкидек бўлади, лекин бундай катта панжаралар ясаш ҳал қилиб бўлмайдиган масаладир.

Бу бобда оптик квант генераторларининг тузилишига асос қилиб олинган физик принципларни баён қилдик, лазерларнинг баъзи умумий хусусиятлари билан таништирдик ҳамда уч хил лазерни: ёқутли, гелий-неонли ва буёқ моддали лазерларни тавсифлаб бердик. Юқорида айтилган лазерлардан ташқари, бирор хоссалари, хусусан актив муҳитни уйғотиш усули билан, нурланиш жойлашган спектрал соҳаси билан, қуввати, фойдали иш коэффициенти, вақт характеристикалари ва ҳоказолари билан фарқ қиладиган бошқа лазерлар ҳам жуда кўп.

Лазерлар ёрдамида ечиладиган масалага қараб оптимал характеристикаларга эга бўлган бирор лазер танланади.

XLI боб

ЧИЗИҚЛИ БЎЛМАГАН ОПТИКА

Ютиш коэффициентининг ютилаётган ёруғлик интенсивлигига боғлиқлигини С. И. Вавиловнинг ўргангани ҳақида олдин айтиб ўтилган эди (қ. XXVIII, XL боб). Вавилов «Микроструктура света» деган китобида ўзининг 20-йилларда ўтказган кузатишларини ва ундан кейинги тажрибаларини умумлаштириб бундай деб ёзган эди. «Ютаётган муҳитдаги ночизиқлик фақат абсорбцияга нисбатан куз

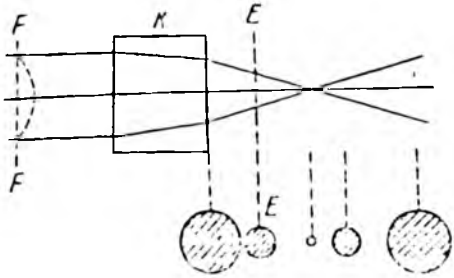
тилиши шарт эмас. Абсорбция дисперсия билан боғланган, демак ёруғликнинг муҳитда тарқалиш тезлиги умуман олганда ёруғлик қувватига боғлиқ бўлиши керак. Шу сабабли муҳитнинг бошқа оптик хусусиятларида иккига ажралиб синишда, дихроизмда, айлантириш қобилиятида ва ҳоказоларда умумий ҳолда ёруғлик қувватига боғлиқлик кўриниши, яъни суперпозиция принципи бузилиши керак». Чизиқли бўлмаган оптиканинг лазер нурланишининг тарқалишини экспериментал текшириш билан боғланган кейинги ривожланиши оқибатида Вавиловнинг бўлиши мумкин бўлган чизиқли эмас ҳодисаларнинг хилма-хил эканлиги ҳақидаги фикри тасдиқланибгина қолмай, балки у айтиб ўтган ҳамма конкрет эффектлар кузатилди. Шунинг учун Вавилов ҳақли равишда чизиқли-бўлмаган оптиканинг асосчиси ҳисобланади.

Вавилов чизиқли бўлмаган ҳодисаларнинг сабабини ёруғликни ютаоладиган молекула ёки атомлар сонининг ўзгаришида, яъни атом, молекулаларнинг уйғонган ҳолатга ўтиши ва бу ҳолатда бўлиш вақтининг чекланганлиги билан боғлиқ бўлган ўзгаришлар сонининг ўзгаришида кўрган. Чизиқли бўлмаган ҳодисалар юқорида кўрсатилган сабаблардан ташқари яна қатор сабаблар туфайли ҳам юз беради, уларнинг бир қисми қуйида кўрилади. Шунга мос равишда лазер нурланишининг тарқалишини ўрганганда топилган чизиқли бўлмаган ҳодисалар тўплами янада турли-туман бўлиб чиқди. Улардан баъзилари, масалан, Мандельштам — Бриллюэннинг мажбурий сочилиши, кўп фотонли ютиш ва ионланиш (к. 157-§), чизиқли бўлмаган фотоэффект (179-§) олдин кўриб ўтилган эди. Бу бобда нурланишнинг тарқалиш йўналишининг ва спектрал таркибининг ўзгаришига олиб келадиган ҳодисалар умумий тарзда кўриб чиқилади.

232- §. Ўз-ўзини фокуслаш

Оптиканинг асосий қонунларидан бири ёруғликнинг бир жинсли муҳитда тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонуни бўлиб, бу қонун дифракция эффектларининг таъсири бирор сабабларга кўра аҳамиятсиз бўлган ҳолда тўғри бўлади. Чизиқли бўлмаган оптикада бу қонун умуман айтганда қўшимча писандалар билан қўлланилади. Ёруғликнинг интенсивлиги етарли даражада катта бўлганда синдириш кўрсаткичи интенсивликка боғлиқ бўлсин. Агар дастанинг кўндаланг кесимидаги ёритилганлик нотекис бўлса, у ҳолда синдириш кўрсаткичи ҳам доимий катталик бўлмайди, бу ҳол муҳитнинг бир жинсли эмаслигига эквивалент бўлади. Бир жинсли бўлмаган муҳитда эса нурлар тўғри бўлмай, синдириш кўрсаткичи катта бўлган томонга қараб оғади.

Юқорида айтилган ҳодисани кузатиш тажрибасининг схемаси 41.1-расмда берилган. Ёруғликнинг параллел дастаси синдириш



41.1-расм. Интенсив дастанинг чизиқли бўлмаган муҳитда ўз-ўзини фокуслаши.

кўрсаткичи ёритилганликка боғлиқ бўлган модданинг K қатламига тушади. K дан чап томондаги пунктир ёй дастанинг FF кўндаланг кесимидаги ёритилганликнинг тақсимотини кўрсатади. Қатламдан ўнг томонда жойлашган EE экранда ёруғ доғ ўлчамларининг ўзгариши (визуал ёки фотография усулида) қайд қилинади. 41.1-расмнинг қуйи қисмида кўрсатилган тўғараклар дастанинг ёруғлигининг қуввати ўзгармаган ва EE экраннинг турли ҳолатларига мос келадиган кўндаланг кесимларини кўрсатади. Агар экран қўзғалмас бўлиб, дастанинг қуввати ўзгарса ҳам унинг кўндаланг кесим ўлчами ўзгаради. Шундай қилиб, ёруғликнинг параллел дастаси йиғилувчи дастага айланади. Тавсифланган бу ҳодиса *ўз-ўзини фокуслаш* деб аталган.

41.1-расм тасвирлаётган тажрибада синдириш кўрсаткичи ёритилганликнинг кўпайиши билан ортади; нурлар дастанинг ўқига томон, ёритилганлик кўп бўлган томонга қараб оғади. Агар ёритилганлик ортганда синдириш кўрсаткичи камайса (шундай муҳитлар ҳам бор), у ҳолда нурлар ўқдан четга оғган бўлар ва дастада *ўз-ўзини фокусдан чиқариш* ҳодисаси кузатилар эди.

Тажриба ва назария бундай ҳодисаларни изоҳлаш учун n синдириш кўрсаткичи майдоннинг A амплитудасига қуйидагича боғлиқ бўлишини эътироф этиш керак деган хулосага олиб келади:

$$n = n_0 + n_2 A^2. \qquad (232.1)$$

Бу ерда n_0—муҳитнинг «оддий» синдириш кўрсаткичи бўлиб, у муҳитнинг ёруғлик интенсивлиги кам бўлгандаги оптик хусусиятларини характерлайди. $n_2 A^2$ ҳад n нинг қувватли нурланиш таъсиридаги ўзгаришини таърифлайди. n нинг бундай ўзгаришининг бир неча сабаби бор; уларни 235-§ да кўриб чиқамиз, ҳозирча эса n_2 катталикни муҳитнинг чизиқли бўлмаган оптик хусусиятларининг характеристикаси сифатида қабул қиламиз.

Чизиқли бўлмаган муҳит ичидаги дастанинг четки нурларининг даста ўқи билан шу муҳит ичида кесишиши учун зарур бўлган модда қатламининг $l_{эф}$ қалинлигини баҳолайлик. Синдириш кўрсаткичига чизиқли бўлмаган $n_2 A^2$ ҳад қўшилиши туфайли дастанинг ўқидаги ва четларидаги тебранишлар ўртасида фазалар фарқи пайдо бўлади. Майдоннинг даста ўқидаги амплитудаси қийматини A_0 билан белгилаб, даста четларидаги қийматини нолга тенг деб ҳисоблаймиз. Изланаётган $l_{эф}$ узунликда (қалинликда) юқорида кўрсатил-

ган фазалар фарқи $(\omega/c)\,n_2A_0^2\,l_{ўф}$ қийматга эга бўлади. Дастанинг чизиқли бўлмаган муҳитдаги $l_{ўф}$ узунликда фокусланиши учун зарур бўлган тўлқин фронтининг эгилиши $a^2/2l_{ўф}$ га тенг стрелка билан кўрсатилади, бу ерда a — дастанинг бошланғич радиуси; бу стрелкага муҳитнинг чизиқли эмаслиги натижасида пайдо бўлган қуйидаги $(\omega/c)\,n_0a^2/2l_{ўф}$ фазалар фарқи тўғри келади:

$$\frac{\omega}{c}\,n_0a^2/2l_{ўф}=\frac{\omega}{c}\,n_2A_0^2\,l_{ўф}.$$

Демак, қатламнинг изланаётган қалинлиги қуйидаги муносабатдан топилади:

$$l_{ўф}=a\sqrt{\frac{n_0}{2\Delta n}}=a\sqrt{\frac{n_0}{2n_2A_0^2}};\quad \Delta n=n_2A_0^2. \qquad (232.2)$$

Бу муносабат билан аниқланадиган $l_{ўф}$ катталик *ўз-ўзини фокуслаш узунлиги* деб аталади. Бу узунлик дастанинг бошланғич радиусига тўғри пропорционал ва майдоннинг даста ўқидаги амплитудасига тескари пропорционалдир. Ёритилганлик A^2 га пропорционал бўлгани учун $l_{ўф}$ узунлик даста кесимидаги максимал ёритилганликдан олинган квадрат илдизга тескари пропорционал дейиш мумкин. Бундан ташқари, чизиқли бўлмаганликни характерлайдиган n_2 коэффициент ортганда $l_{ўф}$ камаяди. Санаб ўтилган қонуниятларнинг ҳаммаси физика нуқтаи назаридан жуда яхши тушунарлидир: a^2 қанча кичик бўлса ва $\Delta n=n_2A_0^2$ қанча катта бўлса, синдириш кўрсаткичининг даста кесими чегараларидаги ўзгариши шунчалик кескин ва ёруғликнинг тўғри чизиқли тарқалиш қонунидан четланиш шунчалик кучли бўлади.

Ўз-ўзини фокуслаш ҳодисаси жуда кўп моддаларда — газлар, суюқликлар ва қаттиқ жисмларда юз беради. Экспериментал текширишлар ўз-ўзини фокуслашнинг $l_{ўф}$ узунлиги билан $1/\sqrt{a^2/A_0^2}$ ўртасида тўғри пропорционаллик муносабат борлигини тасдиқлайди.

Агар $l_{ўф}=10$ см, $a=0{,}5$ мм бўлса, (232.2) муносабатга мувофиқ қуйидагига эга бўламиз:

$$\Delta n/n_0=\frac{1}{2}\,(a/l_{ўф})^2=1{,}25\cdot10^{-5},$$

яъни синдириш кўрсаткичининг нисбий ўзгаришлари унча катта бўлмаслиги мумкин. Одатда тажрибада нурланишнинг тўла оқими (қуввати) бевосита ўлчанади. Ёритилганлик дастанинг кўндаланг кесимида параболик қонун бўйича ўзгараётган ҳолда (232.2) дан нурланишнинг зарур бўлган қуввати қуйидагича бўлиши келиб чиқади (қ. 254-машқ):

$$P=\frac{n_0^2ca^4}{32n_2l_{ўф}^2}. \qquad (232.3)$$

Масалан, катта $n_2 = 2 \cdot 10^{-11}$ СГСЭ қийматга эга бўлган CS_2 углерод сульфид ($n_0 = 1{,}62$) учун $a = 0{,}5$ мм, $l_{эф} = 10$ см бўлганда $P = 0{,}77 \cdot 10^6$ Вт бўлишини топамиз. Шундай қилиб, ўз-ўзини фокуслаш бўйича тажрибалар ўтказиш учун қуввати нисбатан катта бўлган дасталар зарур бўлиб, аммо бундай дасталарни лазерлар бемалол бера олади. Юқорида кўрилган сонли мисолдаги ўртача ёритилганлик $P/\pi a^2 = 10^8$ Вт/см^2 га тенг. Абсолют қора жисмнинг нурланишидан фойдаланиб бундай ёритилганлик ҳосил қилиш учун

$T = 2{,}7 \cdot 10^5 \Omega^{-\frac{1}{4}}$ К га тенг температура (бу ерда Ω — дастанинг фазовий бурчаги) зарурлигини Стефан — Больцман қонуни ёрдамида ҳисоблаб топиш қийин эмас. Нима учун ўз-ўзини фокуслаш ҳодисаси қувватли лазерлар яратилгандан сўнггина кашф қилинганлиги юқорида ўтказилган таққослашдан тушунарлидир (Н. Ф. Пилипецкий, А. Р. Рустамов, 1965 й., назарий башорат Г. А. Аскарьян, 1962 й).

Юқорида айтилганга мувофиқ ўз-ўзини фокуслашга дасталар кўндаланг кесимлари радиусларининг кичик бўлиши қулай экан. Лекин тажриба $a = a_0$ нинг маълум оптимал қиймати мавжудлигини ва a нинг бундан кейинги камайиши P қувватнинг камайишини эмас, балки кўпайишини талаб қилишини кўрсатади. Чунки a нинг етарлича кичик қийматларида дифракция ҳодисалари таъсир қила бошлайди; олдинги мулоҳазаларда уларни эътиборга олмаган эдик. Дифракция дастани кенгайтириши ва шу билан унинг ўз-ўзини фокуслашига қаршилик қилиши, дастанинг a радиуси қанчалик кичик бўлса, дифракциянинг таъсири шунчалик кучли эканлиги аниқдир.

Даста радиусининг оптимал қийматини қуйидаги мулоҳазаларга қараб баҳолаш мумкин. Муҳитнинг чизиқли эмаслиги (агар дифракцияни эътиборга олмасак) даста радиусини $l_{эф}$ узунлик давомида a дан 0 гача камайтиради. Шу билан бирга ўз-ўзини фокуслаш бўлмаган вақтда дастанинг $l_{эф}$ узунликда дифракцион кенгайиши тахминан Френелнинг биринчи зонасининг $\sqrt{\lambda l_{эф}/n_0}$ радиусига тенг. Шунинг учун

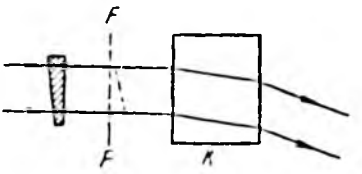
$$a = \sqrt{l_{эф}\lambda/n_0} = a_0$$

бўлса, у ҳолда ўз-ўзини фокуслаш дифракция натижасида кенгайишнинг ўрнини босади ва даста параллеллигича қолади. Юқорида топилган $a = a_0$ қийматни P нинг ифодасига қўйиб, дастанинг бўсағa қувватининг катталигини топамиз:

$$P_{бўсағa} = \frac{\lambda^2 c}{32 n_2}. \qquad (232.4)$$

Агар $P > P_{бўсағa}$ бўлса, ўз-ўзини фокуслаш юз беради, лекин юқорида айтилганга қараганда каттароқ узунликда бўлади. Агар $P <$

$< P_{бўсағa}$ бўлса, даста кенгаяди, лекин чизиқли муҳитдагидек тез кенгаймайди. $P_{бўсағa}$ нинг a га боғлиқ эмас эканлигини, спектрнинг қисқа тўлқинли соҳасида, яъни дифракциянинг роли кам бўлган жойда камайишини ва муҳитнинг чизиқли эмаслиги ортиши билан камайишини айтиб ўтиш зарур. Юқорида қайд қилинган қонуниятлар тажрибада тасдиқланади. Углерод сульфид ва $\lambda = 694{,}3$ нм (еқутли лазер) учун (232.4) дан $P_{бўсағa} = 2{,}3 \cdot 10^4$ Вт эканлигини топамиз, бу қиймат кузатиш натижаларига мос келади.



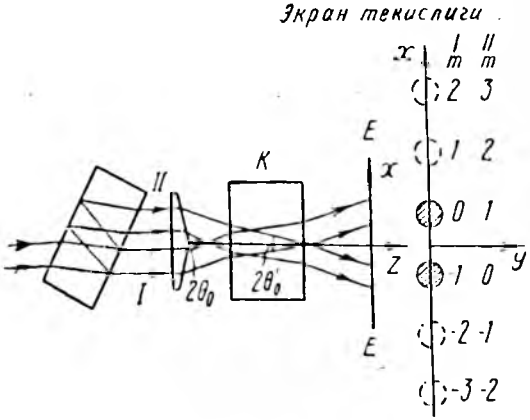
41.2-расм. Интенсивликнинг доимий градиентига эга бўлган дастанинг ўзини-ўзи оғдириши.

Юқорида биз ёритилганлик дастанинг кўндаланг кесими бўйича симметрик равишда тақсимланади ва ўқдан чекка нуқталарга қараб текис камаяди, деб фараз қилган эдик, натижада муҳитнинг чизиқли эмаслиги дастанинг мунтазам торайишида намоён бўлар эди. Ёритилганликнинг ўзгариш қонунлари бошқача бўлса, ташқи томондан ўз-ўзини фокуслашга бутунлай ўхшамайдиган эффектлар пайдо бўлади, албатта. Масалан, даста йўлига ўтказиши координатага чизиқли боғлиқ бўлган ютадиган пона қўямиз (41.2-расм). Бу ҳолда пона орқали ўтган дастадаги ёритилганлик ва K кюветадаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичи кўндаланг кесим бўйлаб чизиқли ўзгаради. Муҳитнинг бундай даста томонидан вужудга келтирилган бир жинсли эмаслигининг таъсири оғдирувчи призманинг таъсирига эквивалент бўлади. Шунинг учун муҳитнинг чизиқли эмаслиги дастанинг *ўз-ўзини эгиши* (ёки *ўз-ўзини оғдириши*) сифатида ифодаланиб, даста чизиқли бўлмаган муҳитда тарқалганда дастанинг кўндаланг кесими ва ёритилганликнинг шу кесимдаги тақсимоти ўзгармайди (қ. 255-машқ).

Агар даста кесимидаги ёритилганлик монотон бўлмаган тарзда ўзгарса, тажриба етарли даражада қувватли дастанинг торроқ дасталарга «қатламланишини» кўрсатади, бу дасталарнинг ўқлари ёритилганлик катта қийматларга эга бўлган нуқталардан ўтади. Бундай ҳодиса фазовий когерентлигининг даражаси юқори бўлмаган лазер нурланишининг тарқалишида тез-тез юз беради.

233-§. Ўз-ўзини дифракциялаш

Синдириш кўрсаткичининг ёритилганликка боғлиқлиги икки нурли интерференция тажрибаларига хос бўлган шароитларда ўзига хос ва эффектли ҳодисаларга олиб келади. Лазер дастаси қалин ясси-параллел пластинкада икки дастага (41.3-расм) ажралади, кейин Френель бипризмаси ёрдамида чизиқли бўлмаган K муҳитда, масалан, углерод сульфид солинган кюветада қўши-



41.3- расм. Френель бипризмасига эга бўлган схемада ёруғликнинг ўзини-ўзи дифракциялаши.

лади дейлик. Дасталар кесишган (устма-уст тушган) соҳада интерференция полосаларини кузатиш мумкин, лекин бизни бевосита шу полосалар қизиқтирмайди. Дасталар бир-бири билан кесиша олмайдиган масофада жойлаштирилган *EE* экраннинг ёритилганлигини кузатамиз. Агар дасталарнинг интенсивликлари кам бўлса, *EE* экранда иккита доғ кўринади, улар 41.3- расмнинг ўнг томонида штрихланган тўгараклар сифатида кўрсатилган. Интенсивликнинг қиймати етарлича катта бўлганда экранда бипризма қиррасига перпендикуляр йўналишда силжиган иккита янги доғ пайдо бўлади. 41.3-расмда бу доғларга штрихланган тўгарақларга яқин турган пунктир тўгараклар мос келади. Янги доғларнинг равшанлиги лазер дастаси интенсивлигининг ортиши билан кўпаяди, қувват янада ортса янада узоқроқ жойлашган доғлар пайдо бўлади. Истаган иккита қўшни доғ ўртасидаги масофа бошланғич доғлар ўртасидаги масофага тенг бўлади. Агар синдириш бурчаги катта (ёки кичик) бўлган бошқа бипризма қўйилса, доғларнинг эквидистантлиги сақланади, қўшни доғлар ўртасидаги масофа эса пропорционал равишда кўпаяди (ёки камаяди).

Дасталардан бирининг йўлига ярим тўлқинли пластинка қўйсак, дасталар ўзаро ортогонал қутбланган бўлиб қолади. Бу ҳолда ҳеч қандай қўшимча доғлар пайдо бўлмайди. Чизиқли бўлмаган муҳитли кюветани дасталарнинг кесишиш соҳасидан силжитганда ҳам қўшимча доғлар пайдо бўлмайди.

Доғларнинг юқорида таърифланган тўплами бошланғич дасталарнинг дифракцион панжара орқали ўтганида пайдо бўладиган бош дифракцион максимумлар тўпламига ўхшаб кетади. Бундай панжара ўрнида суюқликдаги зичлашган ва сийраклашган соҳаларнинг даврий кетма-кетлигидан иборат бўлган ҳамда синдириш кўрсаткичининг даврий ўзгаришини, яъни ҳажмий фазавий панжара ташкил қилувчи ультраакустик тўлқиндан фойдаланиш мумкин. Бундай шароитларда юз берадиган дифракция ҳодисалари 56-§

да баён қилинган. Биз кўриб чиқаётган ҳолда фазавий панжарани ёругликнинг ўзи вужудга келтиради.

Ҳақиқатан ҳам, дасталар кесишган соҳада майдон амплитудасининг квадратини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин (қ. 13-§):

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2\cos\left[\frac{4\pi}{\lambda}n_0 x\sin\theta_0'\right],$$

бу ерда a_1, a_2—интерференцияланаётган дасталар майдонининг амплитудаси, $2\theta_0'$—кювета ичидаги дасталар орасидаги бурчак, x — бизризма қиррасига перпендикуляр бўлган координата. Синдириш кўрсаткичи ёритилганликка боғлиқ бўлиши туфайли кювета ичида ҳажмий фазавий панжарага эквивалент бўлган даврий оптик биржинслимаслик ҳосил қилинади:

$$n = n_0 + n_2(a_1^2 + a_2^2) + \Delta n(x),$$

бу ерда $\Delta n(x)$ қуйидагича белгиланган:

$$\Delta n(x) = 2n_2a_1a_2\cos\left[\left(\frac{4\pi}{\lambda}n_0\sin\theta_0'\right)x\right]. \qquad (233.1)$$

Панжаранинг даври қуйидагига тенг:

$$d = \lambda\frac{1}{2n_0\sin\theta_0'}. \qquad (233.2)$$

Сўнгра қуйидагича мулоҳаза қилиш мумкин: дасталарнинг ҳар бири бу панжарада дифракцияланади, натижада янги дасталар пайдо бўлиб, бу дасталарнинг тарқалиш йўналишлари бош максимумларга томон кетган йўналиш билан бир хил бўлади. 46-§ даги формулалардан фойдаланиб ва K кюветанинг чегарасида синишини кўзда тутиб бажарилган содда ҳисоблар натижасида z ўқ билан кюветадан чиқаётган дасталарнинг тарқалиш йўналишлари орасидаги бурчаклар учун қуйидаги муносабатларни топамиз (қ. 256-машқ):

$$\sin\theta_{I\,m} = (2m+1)\sin\theta_0;\ \sin\theta_{II\,m} = (2m-1)\sin\theta_0;$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2. \qquad (233.3)$$

Бу ерда $\theta_{I\,m}$, $\theta_{II\,m}$ бурчаклар бошлангич I ва II дасталарга наслий бўлган дасталарга мос келади. $2\theta_0$ — кюветадан ташқаридаги бошланғич дасталар орасидаги бурчак, $m = 0$ қиймат бошланғич дасталарга тааллуқли ($\theta_{I0} = \theta_0$, $\theta_{II0} = -\theta_0$). (233.3) муносабатдан $\theta_{I\,m}$ бурчак $\theta_{I0\,m+1}$ бурчак билан бир хил бўлиши келиб чиқади, яъни иккита I ва II бошланғич дастанинг дифракцияси натижасида пайдо бўлган дифракцион манзаралар бир-бирига нисбатан қўшни максимумлар ўртасидаги масофага тенг бўлган масофага силжийди ҳамда устма-уст тушади. 41.3-расмдаги рақамларнинг устунлари I ва II дасталарнинг тартиби қийматларини кўрсатади. Агар θ_0 бурчак етарлича кичик бўлса, у ҳолда синусларни ўзларининг

аргументлари билан алмаштириш мумкин ва доғларнинг юқорида айтиб ўтилган эквидистантлигини изоҳлаш мумкин.

Дасталар ортогонал қутбланган бўлса, улар ўртасида интерференция ва муҳитнинг даврий бир жинслимаслиги кузатилмайди ҳамда қўшимча доғлар пайдо бўлмайди; тажрибада ҳам худди шундай бўлади. Қюветани интерференция полосалари мавжуд бўлган соҳадан силжитганда қўшимча доғлар пайдо бўлмаслиги ҳам тушунарли бўлади.

Юқорида муҳокама қилинган ҳодиса *ўз-ўзини дифракциялаш* деб аталган, чунки интерференциялашувчи дасталарнинг ўзлари чизиқли бўлмаган муҳитда дифракцион панжара ташкил қилади.

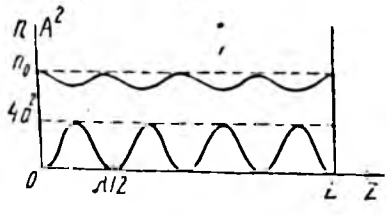
Оптик квант генераторларида ўз-ўзини дифракциялашнинг қизиқарли муҳим тури юз беради. Резонатор ичидаги электромагнитик майдон бир-бирларига қарши югураётган тўлқинлар кўринишида бўлиши 228, 229-§ да аниқланган эди. Агар кўзгуларнинг қайтариш коэффициентлари 1 га яқин бўлса, югурувчи тўлқинларнинг амплитудалари қарийб тенг бўлади ва демак, улар турғун тўлқин ташкил қилади. Бундай тўлқин амплитудасининг квадрати қуйидаги функция орқали ифодаланади:

$$A^2 = 4a^2 \cos^2 k_q z = 2a^2 [1 + \cos 2k_q z]; \quad k_q = \frac{\pi}{L} q; \qquad (233.4)$$

бу ерда q — бутун сон. Чизиқли бўлмагани туфайли муҳит биржинслимас бўлиб қолади, хусусан

$$n = n_0 + 2n_2 a^2 + 2n_2 a^2 \cos 2k_q z \qquad (233.5)$$

бўлиб, бунда биржинслимаслик даври тўлқин узунлигининг ярмига, яъни $\frac{1}{2}\lambda$ га тенг. 41.4-расмдаги пастки ва юқориги графиклар мос равишда (233.4) ва (233.5) функцияларни кўрсатади. Чизиқли бўлмаганликни тасвирлайдиган n_2 коэффициент манфий қилиб олинган, чунки тўйиниш эффекти туфайли синдириш кўрсаткичи қувватга боғлиқ (қ. 224-§). Энди сирпанувчи тушиш вақтидаги панжарадан қайтишга ўхшашликдан фойдаланамиз. Турғун тўлқин ташкил қилувчи югурувчи тўлқинлардан бирини, масалан, ўнг томонга югурувчи тўлқинни кўриб чиқамиз. Бир жинслимаслик даврларидан ҳар бири панжаранинг даврига ўхшайди; давр тўлқин узунлигининг ярмига тенг бўлгани учун югурувчи тўлқиннинг дифракциясида фақат нолинчи ва биринчи тартибли бош максимумларгина пайдо бўлиб, булар тўғри ўтиб кетган ҳамда тарқалиш йўналиши қарама-қарши бўлган дифракцияланган



41.4-расм. Лазер ўқи бўйлаб майдон амплитудаси квадратининг ва синдириш кўрсаткичининг ўзгаришн.

тўлқинга мос келади. Қарама-қарши йўналишда таркалаётган дифракцияланган тўлқин турғун тўлқинни ташкил қиладиган иккинчи компонента (тўлқин) билан қўшилади. Агар интерференциялашувчи дасталарни қарама-қарши, яъни $2\theta_0 = \pi$ деб ҳисобласак, юқоридаги хулосалар (233.3) муносабатдан формал равишда келиб чиқади; у ҳолда фақат $\theta_{II\,m}$, θ_{Im} лар учун мос равишда $m = 0$ ва $+1$, -1 эканлиги физик маънога эга бўлади.

Шундай қилиб, иккита қарама-қарши тўлқин интерференциясининг бу ҳолида муҳитнинг чизиқли бўлмаганлиги янги тўлқинларнинг пайдо бўлишига эмас, балки фақат уларнинг амплитудасининг бошқача тақсимланишига сабаб бўлади.

Даврий биржинслимасликнинг таъсирини дифракцион панжарадан қайтишга ўхшашликдан фойдаланмасдан ҳам тушуниб олиш мумкин. Биржинслимасликнинг ҳар бир даврини юпқа қатламга ўхшатиб, бу қатламнинг чегараларидан қайтишни ёруғликнинг ясси-параллел пластинкадан Френелчасига қайтишига ўхшатиш мумкин; қатламнинг қалинлиги $^1/_2\lambda$ га тенг бўлгани учун иккита қўшни қатламдан қайтган тўлқинлар бир-бирига нисбатан фаза бўйича 2π га силжиган бўлади. Шунинг учун биржинслимасликнинг ҳамма даврларидан қайтган ҳамма тўлқинлар синфазали бўлади ва амплитудалари қўшилади. Юқорида баён қилинган нуқтаи назардан қараганда муҳокама қилинган ҳодисани *ўз-ўзини қайтариш* дейиш табиийдир.

Френелчасига қайтишга ўхшашликка асосланган муҳокама қуйидаги муносабатда ўринлидир. Икки муқит чегарасидан қайтиш ҳам синдириш кўрсаткичларининг, ҳам ютиш (кучайтириш) коэффициентларининг фарқи натижасида вужудга келишини эслатиб ўтамиз. Хусусан, металлардан қайтишга асосан иккинчи сабаб таъсир кўрсатади. Юқорида айтилгандан лазернинг актив муҳитида ўз-ўзини қайтариш ҳам синдириш кўрсаткичининг, ҳам кучайтириш коэффициентининг модуляцияси (ўзгариши) натижасида бўлиши мумкин деган хулосага келиш қийин эмас. Масалани батафсил ўрганиш натижасида ўз-ўзини қайтариш оптик квант генераторларида муҳим роль ўйнаши кўринади.

Муҳитнинг чизиқли эмаслиги ва майдон амплитудасининг фазода даврий ўзгариши натижасида ёруғликнинг қайтиши бизнинг квант генераторларида мусбат тескари боғланишни амалга оширишнинг мумкин бўлган усуллари ҳақидаги тасаввурларимизни кенгайтиришга имкон беради. Биз шу вақтгача нурланиш майдони билан актив муҳит ўртасида бўладиган ва кучайтирувчи системани автотебранувчи системага айлантириш учун (қ. 225-§) зарур бўлган мусбат тескари боғланиш тўлқинларни резонатор томонга қайтариб юборадиган кўзгулар ёрдамида амалга оширилади деб фараз қилиб келган эдик. Ёруғликнинг юқорида кўрилган чизиқли бўлмаган қайтиши мусбат тескари боғланишни амалга оширишнинг

баъзи лазерларда қўлланиладиган бошқа усулининг физик асоси ҳисобланади. K кювета актив муҳит бўлсин (қ. 41.3-расм). Чизиқли бўлмаган эффектлар натижасида x ўқ йўналишида муҳитнинг даврий биржинслимаслиги пайдо бўлади. Оптик биржинслимасликни пайдо қиладиган I ва II интерференцияланадиган дасталар ўрнини уйготувчи нурланиш дасталари босиши мумкин. Демак, бу ҳолда нурланиш актив муҳитнинг кучайтириш коэффициентининг модуляцияси натижасида қайтади. Муҳитнинг x ўқ йўналишида чиқарилган спонтан нурланиши биржинслимасликдан акс этиб, актив муҳитга қайтиб келади, бу эса тескари боғланишга мос келади. Баъзи частоталар учун тескари боғланиш мусбат бўлади ва бўсағa шартлари бажарилганда x ўқ йўналишида нурланиш генерация қилинади.

234- §. Тўлқинлар группасининг чизиқли бўлмаган муҳитда тарқалиши

Ёруғлик импульсининг (ёки тўлқинлар группасининг) тарқалиши қатъий монохроматик тўлқиндан фарқли ўлароқ фазавий ва группавий тезликлар билан характерланади. Фурье теоремасига мувофиқ, ёруғлик импульсини частоталари бир оз фарқланадиган монохроматик ташкил этувчиларнинг суперпозицияси сифатида ифодалаш мумкин. Фазавий тезлик бу ташкил этувчилардан ўртача частотага мос келган биринг фазасининг тарқалишини ифодалайди. Группавий тезлик эса тўлқин профилининг бирор характерли нуқтасининг, масалан, амплитудаси максимал қийматга эга бўлган нуқтанинг кўчишини ифодалайди. Фазавий ва группавий тезликлар тўғрисидаги умумий тасаввурлар билан 125-§ да танишган эдик. Ҳозир эса тўлқинлар группасининг ютмайдиган муҳитда тарқалиши ҳақидаги масалани чизиқли бўлмаган эффектларни ҳисобга олган ҳолда кўриб чиқамиз.

Ёруғлик импульсининг майдонини қуйидаги шаклда ёзиш мумкин:

$$E(z, t) = A(z - ut)\cos\left[\frac{\omega_0}{v}(vt - z)\right]. \qquad (234.1)$$

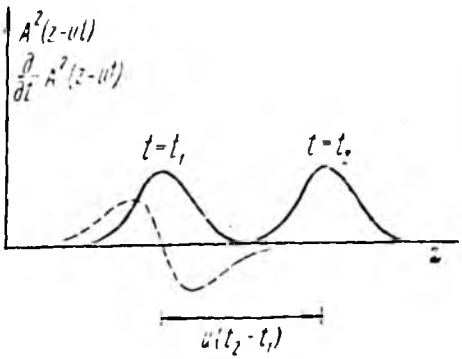
φ фазанинг бирор қийматига мос келадиган тўлқин фронти қуйидаги шартдан аниқланади:

$$\frac{\omega_0}{v}(vt - z) = \varphi, \qquad (234.2)$$

яъни тўлқин фронти фазода v тезлик билан кўчади. $A(z - ut)$ амплитуда хусусида ҳам худди шундай мулоҳаза юритиш мумкин. Амплитуданинг $z - ut$ аргументининг бирор қийматини, масалан, 0 га тенг қийматини қайд қиламиз; бунда амплитуда аниқ маълум қийматга эга бўлади. Демак,

$$z = ut \qquad (234.3)$$

муносабат импульс профилининг биз танлаб олган қисмининг фазода кўчишини тавсифлайди. (234.1) ёзув импульснинг ўз профили



41.5- расм. Тўлқинлар группасининг тарқалиши.

шаклини 41.5- расмда икки пайт учун кўрсатилганча ўзгартирмасдан кўчишини билдиради. Группавий тезлик деб аталадиган u катталик фазавий тезликка Рэлей формуласи (қ. 125.2, 125.3) орқали боғланган:

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} = \frac{v}{1+\frac{\omega}{n}\frac{dn}{d\omega}}; \qquad \lambda = \frac{2\pi c}{\omega n(\omega)}. \tag{234.4}$$

Илгари импульс амплитудасининг фазонинг бирор нуқтасида вақт ўтиши билан ўзгариши унинг спектрининг кенглиги чекли эканлигини билдириши бир неча бор таъкидланган эди: агар импульсни ажрата олиш қобилияти тегишлича бўлган спектрал аппаратга юборсак, биз спектрограммада (234.1) ифодадаги косинуснинг аргументига кирган ўртача ω_0 частотанинг атрофидаги $\Delta\omega$ частоталар интервалида тўпланган нурланишни кўрамиз. Частоталар интервалининг (импульснинг спектрал кенглиги деб айтиладиган) катталиги импульснинг T давом этиш вақтига қуйидаги муносабат орқали боғланган (қ. 21- §):

$$\Delta\omega T \geqslant 2\pi. \tag{234.5}$$

125- § да чиқарилган хулосадан тўлқинлар группаси ёки профили вақт ўтиши билан ўзгармайдиган ёруғлик импульси ҳақидаги тасаввур фақат $\Delta\omega \ll \omega_0$ шарт бажарилганда физик маънога эга эканлиги кўринади. Бу тенгсизликни (234.5) муносабат ёрдамида $T \gg 2\pi/\omega_0$ кўринишга келтириш мумкин. Бошқача айтганда, $A(z-ut)$ амплитуда $\cos\omega_0(t-z/v)$ га қараганда анча секин ўзгариши керак.

Майдон амплитудасининг қийматлари кам бўлганда ўринли бўладиган суперпозиция принципига мувофиқ, тўлқинлар группасининг спектри группанинг муҳитда тарқалиши вақтида ўзгариши мумкин эмас. Ҳақиқатан ҳам, тўлқинлар группасини амплитудалари

баъзи лазерларда қўлланиладиган бошқа усулининг физик асоси ҳисобланади. K кювета актив муҳит бўлсин (қ. 41.3-расм). Чизиқли бўлмаган эффектлар натижасида x ўқ йўналишида муҳитнинг даврий биржинслимаслиги пайдо бўлади. Оптик биржинслимасликни пайдо қиладиган I ва II интерференцияланадиган дасталар ўрнини уйғотувчи нурланиш дасталари босиши мумкин. Демак, бу ҳолда нурланиш актив муҳитнинг кучайтириш коэффициентининг модуляцияси натижасида қайтади. Муҳитнинг x ўқ йўналишида чиқарилган спонтан нурланиши биржинслимасликдан акс этиб, актив муҳитга қайтиб келади, бу эса тескари боғланишга мос келади. Баъзи частоталар учун тескари боғланиш мусбат бўлади ва бўсағa шартлари бажарилганда x ўқ йўналишида нурланиш генерация қилинади.

234- §. Тўлқинлар группасининг чизиқли бўлмаган муҳитда тарқалиши

Ёруғлик импульсининг (ёки тўлқинлар группасининг) тарқалиши қатъий монохроматик тўлқиндан фарқли ўлароқ фазавий ва группавий тезликлар билан характерланади. Фурье теоремасига мувофиқ, ёруғлик импульсини частоталари бир оз фарқланадиган монохроматик ташкил этувчиларнинг суперпозицияси сифатида ифодалаш мумкин. Фазавий тезлик бу ташкил этувчилардан ўртача частотага мос келган биринг фазасининг тарқалишини ифодалайди. Группавий тезлик эса тўлқин профилининг бирор характерли нуқтасининг, масалан, амплитудаси максимал қийматга эга бўлган нуқтанинг кўчишини ифодалайди. Фазавий ва группавий тезликлар тўғрисидаги умумий тасаввурлар билан 125-§ да танишган эдик. Ҳозир эса тўлқинлар группасининг ютмайдиган муҳитда тарқалиши ҳақидаги масалани чизиқли бўлмаган эффектларни ҳисобга олган ҳолда кўриб чиқамиз.

Ёруғлик импульсининг майдонини қуйидаги шаклда ёзиш мумкин:

$$E(z, t) = A(z - ut)\cos\left[\frac{\omega_0}{v}(vt - z)\right]. \qquad (234.1)$$

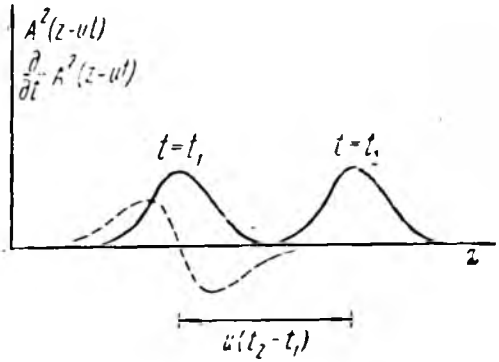
φ фазанинг бирор қийматига мос келадиган тўлқин фронти қуйидаги шартдан аниқланади:

$$\frac{\omega_0}{v}(vt - z) = \varphi, \qquad (234.2)$$

яъни тўлқин фронти фазода v тезлик билан кўчади. $A(z - ut)$ амплитуда хусусида ҳам худди шундай мулоҳаза юритиш мумкин. Амплитуданинг $z - ut$ аргументининг бирор қийматини, масалан, 0 га тенг қийматини қайд қиламиз; бунда амплитуда аниқ маълум қийматга эга бўлади. Демак,

$$z = ut \qquad (234.3)$$

муносабат импульс профилининг биз танлаб олган қисмининг фазода кўчишини тавсифлайди. (234.1) ёзув импульснинг ўз профили



41.5- расм. Тўлқинлар группасининг тарқалиши.

шаклини 41.5- расмда икки пайт учун кўрсатилганча ўзгартирмасдан кўчишини билдиради. Группавий тезлик деб аталадиган u катталик фазавий тезликка Рэлей формуласи (қ. 125.2, 125.3) орқали боғланган:

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} = \frac{v}{1+\frac{\omega}{n}\frac{dn}{d\omega}}; \qquad \lambda = \frac{2\pi c}{\omega n(\omega)}. \tag{234.4}$$

Илгари импульс амплитудасининг фазонинг бирор нуқтасида вақт ўтиши билан ўзгариши унинг спектрининг кенглиги чекли эканлигини билдириши бир неча бор таъкидланган эди: агар импульсни ажрата олиш қобилияти тегишлича бўлган спектрал аппаратга юборсак, биз спектрограммада (234.1) ифодадаги косинуснинг аргументига кирган ўртача ω_0 частотанинг атрофидаги $\Delta\omega$ частоталар интервалида тўпланган нурланишни кўрамиз. Частоталар интервалининг (импульснинг спектрал кенглиги деб айтиладиган) катталиги импульснинг T давом этиш вақтига қуйидаги муносабат орқали боғланган (қ. 21- §):

$$\Delta\omega\, T \geqslant 2\pi. \tag{234.5}$$

125- § да чиқарилган хулосадан тўлқинлар группаси ёки профили вақт ўтиши билан ўзгармайдиган ёруғлик импульси ҳақидаги тасаввур фақат $\Delta\omega \ll \omega_0$ шарт бажарилганда физик маънога эга эканлиги кўринади. Бу тенгсизликни (234.5) муносабат ёрдамида $T \gg 2\pi/\omega_0$ кўринишга келтириш мумкин. Бошқача айтганда, $A(z-ut)$ амплитуда $\cos\omega_0(t-z/v)$ га қараганда анча секин ўзгариши керак.

Майдон амплитудасининг қийматлари кам бўлганда ўринли бўладиган суперпозиция принципига мувофиқ, тўлқинлар группасининг спектри группанинг муҳитда тарқалиши вақтида ўзгариши мумкин эмас. Ҳақиқатан ҳам, тўлқинлар группасини амплитудалари

вақт ўтиши билан фазода ўзгармайдиган монохроматик қўшилувчиларнинг суперпозицияси сифатида ифодалаш мумкин.

Агар нурланишнинг қуввати етарли даражада катта бўлса, импульс профилининг ва спектрининг ўзгармаслиги ҳақидаги хулосалар тўғри бўлмай қолади. Ҳақиқатан ҳам, муҳит синдириш кўрсаткичининг майдон амплитудасига боғлиқлигини (қ. 232.1) эслатиб ўтамиз:

$$n = n_0 + n_2 A^2 (z - ut). \qquad (234.6)$$

Шундай қилиб, муҳитнинг қувватли импульс мавжуд бўлган қисмида синдириш кўрсаткичи вақтга боғлиқ бўлиб қолар экан. Шу билан бирга, биз ёруғликнинг сочилиши, ультраакустик тўлқинлар туфайли юз берган дифракцияси, ҳаракатланаётган кўзгудан қайтиши ва шу каби мисолларда оптик хусусиятларининг вақт ўтиши билан ўзгариши *стационар бўлмаган* бундай муҳитда тарқалаётган нурланишнинг спектрал таркибининг албатта ўзгаришига олиб келиши кераклигини кўрган эдик. Ёруғликнинг сочилишини кузатишда молекулаларнинг илгариланма ҳаракати ёки молекулалар ичидаги тебранишларга боғлиқ бўлган ностационарлик муҳим бўлиб, натижада сочилган ёруғликнинг спектри муҳитга кираётган нурланишнинг спектридан фарқ қилар эди (Мандельштам — Бриллюэн дублети, ёруғликнинг комбинацион сочилиши, қ. 160, 162-§). Спектр ўзгаришининг конкрет кўриниши муҳит хусусиятларининг модуляция қонуни билан белгиланади албатта, лекин спектр муҳитнинг стационар эмаслиги туфайлигина ўзгаради.

Чизиқли бўлмаган муҳитдан ўтган импульс спектрининг асосий хусусиятларини унинг қуйидагича ёзилган фазасини анализ қилиб аниқлаб олиш мумкин:

$$\left.\begin{aligned} \varphi(t,\ z) &= \omega_0 t - \frac{\omega_0}{c} zn = \omega_0 \left(t - \frac{z}{c} n_0\right) - \Delta\varphi(t,\ z), \\ \Delta\varphi(t,\ z) &= \frac{\omega_0}{c} z n_2 A^2 (z - u_0 t). \end{aligned}\right| \qquad (234.7)$$

Агар $n_2 A^2 \ll 1$ (қ. 232-§) деб фараз қилсак, амплитуданинг аргументида группавий тезлик учун унинг заиф майдонлардаги u_0 қийматини қабул қилиш мумкин. (234.7) га мувофиқ, фаза вақтга $\omega_0 t$ ҳад туфайлигина эмас, балки майдон амплитудасининг квадрати туфайли ҳам боғлиқ. Тебранишларни анализ қилиш билан боғлиқ бўлган бошқа масалалардагидек, фаза муҳитда тарқалиш йўналишидаги l узунликда 2π га яқин катталикка етган ёки ундан ошган ҳолда, яъни

$$l \gtrsim l_{\text{фаз}} \equiv \lambda / n_2 A_0^2 \qquad (234.8)$$

бўлган ҳолда $\Delta\varphi$ қўшимча сезиларли бўлади (бу ерда A_0 — амплитуданинг максимал қиймати) ва ўз-ўзини фокуслаш узунлигига ўхшаш фазанинг чизиқли бўлмаган қисми 2π га тенг бўладиган узун-

лик $l_{фаз}$ билан белгиланади. Масалан, $\Delta n = n_2 A_0^2 = 10^{-6}$ бўлганда $\lambda = 0{,}7 \cdot 10^{-4}$ см бўлса (ёқутли лазер), $l_{фаз} = 7$ см бўлади. Углерод сульфидда ($n_2 = 2 \cdot 10^{-11}$ СГСЭ) юқорида кўрсатилган қийматларга ёритилганлик 10^8 Вт/см^2 бўлганда эришилади.

Қуйидаги

$$\frac{\partial \varphi(t, z)}{\partial t} = \omega_0 - \frac{\omega_0}{c} z n_2 \frac{\partial}{\partial t} [A^2(z - u_0 t)] \equiv \omega(t) \qquad (234.9)$$

катталик импульс ўртача частотасининг оний қиймати маъносига эга. Агар чизиқли бўлмаган муҳитдан ўтган импульснинг спектрини спектрал асбоб ёрдамида қайд қилсак, унинг спектрограммадаги вазияти вақт ўтиши билан (234.9) муносабатдаги иккинчи ҳадга тенг катталикка ўзгаради. $A^2(z - u_0 t)$ ўзи максимал қийматга эга бўладиган нуқтага нисбатан симметрик функция бўлсин; у ҳолда бу функциянинг ҳосиласи антисимметрик бўлади (41.5-расмда $\partial A^2/\partial t$ ҳосила пунктир эгри чизиқ билан кўрсатилган); спектр қисқа ва узун тўлқинли томонларга бир хил кенгаяди. Акс ҳолда импульснинг спектри симметрик бўлмаган кўринишга эга бўлади.

Спектрнинг чизиқли бўлмаган $\Delta\omega_{ч.б.}$ кенгайишининг сон қийматининг тартибини баҳолаш учун $\partial\varphi/\partial t$ ҳосилани $\Delta\varphi$ нинг импульс давом этадиган T вақтга нисбати билан алмаштириш мумкин:

$$\Delta\omega_{ч.б.} \approx \frac{\Delta\varphi}{T} \approx \Delta\omega \frac{\Delta\varphi}{2\pi} = 2\pi \frac{l}{\lambda} \frac{n_2 A_0^2}{T}, \qquad (234.10)$$

бу ерда биз (234.5) муносабатдан фойдаландик ва импульснинг чизиқли бўлмаган муҳитга киришдан аввалги спектрининг $\Delta\omega$ кенглиги тушунчасини киритдик. Агар $\Delta\varphi \gg 2\pi$ бўлса, (234.10) га асосан, чизиқли бўлмаган $\Delta\omega_{ч.б.}$ кенгайиш бошлангич $\Delta\omega$ кенгликдан анча катта бўлади.

Ҳозиргача реал дасталарнинг кўндаланг кесимлари чекли эканлиги эътиборга олинмади ва шу билан муҳитнинг бизни қизиқтирган $l > l_{фаз}$ қалинликларида ўз-ўзини фокуслаш ҳам, дифракция ҳам кузатилмайди деб фараз қилинган эди. Агар ўз-ўзини фокуслаш билан дифракция бир-бирини роса компенсацияласа, импульс амплитудасининг кўндаланг тақсимоти унинг муҳитда тарқалиш вақтида ўзгармайди, яъни юқорида чиқарилган хулосалар худди ана шу ҳолга тааллуқли. Агар қувватнинг қиймати (232.4) муносабат орқали аниқланадиган бўсағa қийматдан ортса, у ҳолда дастанинг кўндаланг кесими ўз-ўзини фокуслаш натижасида камаяди ва спектрнинг кенгайиши жуда мураккаб бўлади. Ўз-ўзини фокуслаш натижасида майдон амплитудасининг ортиши спектрнинг янада кўп кенгайишига олиб келиши сифат жиҳатидан тушунарли. Лекин ўз-ўзини фокуслаш кучли ривожланган пайтда энергиянинг концентрацияси жуда катта бўлганда Мандельштам—Брил-

люэннинг мажбурий сочилиши, мажбурий комбинацион сочилиш ва бошқалар каби чизиқли бўлмаган процесслар жуда таъсирли юз беришини назарда тутиш керак.

235-§. Чизиқли бўлмаган дисперсия назариясининг асослари

Биз ўз-ўзини фокуслашни, ўз-ўзини дифракциялашни, импульс спектрининг кенгайишини анализ қилганда синдириш кўрсаткичининг ёруғлик тебранишлари амплитудасига боғлиқлигининг микроскопик сабабларини конкретлаштирмасдан, яъни чизиқли эмасликнинг n_2 коэффициентини муҳитнинг феноменологик характеристикаси сифатида қабул қилиб, синдириш кўрсаткичининг

$$n = n_0 + n_2 A^2 \qquad (235.1)$$

ифодасидан фойдаландик. Бундай муҳокама етарли даражада қонуний бўлиб, чизиқли оптикада муҳитни n_0 синдириш кўрсаткичи билан ифодалашга ўхшаш бўлади. Лекин n_2 ва n_0 га тегишли эмпирик маълумотларни молекуляр нуқтаи назардан талқин этиш жуда унумли ва қизиқарлидир, чунки худди шундай иш атом ва молекулаларнинг тузилиши, модданинг бирор агрегат ҳолатида улар ўртасидаги ўзаро таъсирлашиш ҳақида маълумот олиш имкониятини беради.

Дисперсиянинг квант назариясига мувофиқ (қ. 156-§), n синдириш ва $\varkappa$ сўндириш коэффициентларини қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$\left.\begin{aligned} n^2(1-\varkappa^2) &= 1 + 4\pi \sum (N_i - N_j)\,\alpha_{ij}(\omega); \\ n^2\varkappa &= \sum (N_i - N_j)\,\chi_{ij}(\omega), \end{aligned}\right\} \qquad (235.2)$$

бу ерда N_i, N_j — i, j энергетик сатҳларнинг бандликлари, $\alpha_{ij}(\omega)$, $\chi_{ij}(\omega)$ катталиклар i, j-сатҳлар бандликларининг $N_i - N_j$ айирмаси бирга тенг бўлганда бу сатҳларнинг $n^2(1-\varkappa^2)$ ва $n^2\varkappa$ га қўшадиган ҳиссани билдиради, йиғинди эса сатҳларнинг ҳамма жуфтлари бўйича олинади. Майдон интенсивлиги кам қийматларга эга деб фараз қилиб чиқарилган (235.2) муносабатларнинг структурасидан синдириш кўрсаткичига қўшиладиган n_2A^2 қўшимчанинг пайдо бўлишининг икки хил сабаби бор эканлигини, хусусан майдоннинг $N_i - N_j$ бандликлар айирмасига ва ҳар бир атомнинг хусусиятига (яъни $\alpha_{ij}(\omega)$, $\chi_{ij}(\omega)$ га) таъсир қилишини кўриш қийин эмас.

Биз 157, 224-§ ларда биринчи тур сабаб билан, яъни сатҳлар бандликлари фарқининг ютиш, мажбурий чиқариш ва уйғонган ҳолатлар давом этиш вақтининг чеклилиги натижасида ўзгариши билан танишган эдик. Агар бандликларнинг ўзгариши унча катта бўлмаса, (224.3) муносабатдан

$$N_i - N_j \sim 1 - u_i'u_0$$

бўлиши кўринади ва (235.2) муносабат (235.1) муносабатга айланади (чунки $u \sim A^2$). Одатда нурланиш частотаси ютиш полосалари частоталарига яқин бўлганда бу сабабнинг аҳамияти катта бўлади.

Зарралар концентрациясининг ўзгаришидаги бошқа сабаб электрострикция билан боғланган. Электр курсидан маълумки*, электр майдонига киритилган диэлектрикка ҳар томонлама босим таъсир қилиб, бу босимнинг катталиги қуйидаги муносабатдан аниқланади:

$$p = \frac{1}{8\pi} \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} E^2,$$

$$E^2 = A^2 \cos^2 (\omega t + \varphi) = \frac{1}{2} A^2 [1 + \cos 2 (\omega t + \varphi)],$$

бу ерда ε ва ρ — муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ва зичлиги. Стрикцион босим таъсири натижасида муҳитнинг зичлиги ва демак, синдириш кўрсаткичи $\Delta n = рдп'др$ миқдорда ўзгаради. E^2 нинг ифодасида ёруғлик частотаси билан тебранаётган ҳадни чиқариб ташлаб, қуйидагини топамиз:

$$n_2 = \frac{1}{8\pi} n_0 \rho \frac{\partial \rho}{\partial p} \left(\frac{\partial n_0}{\partial \rho} \right)^2. \qquad (235.3)$$

n_2 нинг баъзи суюқликлар учун бу формула бўйича ҳисоблаб топилган қийматлари жадвалнинг биринчи устунида берилган.

Зичлик стрикцион босимдан ташқари муҳитнинг нурланишни ютиш натижасида қизиши туфайли ҳам ўзгариши мумкин. Бу сабаб туфайли ҳам синдириш кўрсаткичи ёруғликнинг интенсивлигига боғлиқ бўлади.

Синдириш кўрсаткичининг (235.2) ифодасига кирадиган α_{ij} (ω) қутбланувчанлик молекуланинг мумкин бўлган барча вазиятлари бўйича ўртача бўлган катталикдир. Агар молекулалар анизотроп бўлиб, бироқ ташқи майдон йўқ бўлганда молекулаларнинг турли вазиятларда бўлишининг эҳтимоллиги тенг бўлса, у ҳолда муҳит (газ, суюқлик) умуман изотроп бўлади ва интенсивлигининг қийматлари кам бўлган ёруғлик муҳитнинг изотроплигини буза олмайди. Нурланишнинг қуввати катта бўлганда тўлқиннинг электр майдони анизотроп молекулаларни маълум тартибда жойлашадиган қилиб таъсир кўрсатади, муҳит ёруғликни иккига ажратиб синдирувчи бўлиб қолади ҳамда оддий ва ғайри оддий тўлқинлар учун синдириш кўрсаткичларида майдон амплитудасининг квадратига (биринчи тақрибда) пропорционал бўлган қўшимчалар пайдо бўлади. Бу ҳодиса Керр эффектига ўхшаш бўлиб, 152-§ да батафсил баён қилинган эди. Биз бу ерда чизиқли эмасликни кўрсатувчи n_2 коэффициентларнинг ҳисоблаб топилган қийматларини берамиз, холос (қ. жадвалнинг иккинчи устуни).

* И. Е. Тамм, Основы теории электричества, «Наука», 1976.

Жадвал

n_2 коэффициентнинг турли бирикмаларга тегишли қийматлари

Модда	$n_2 \cdot 10^{11}$ СГСЭ		Модда	$n_2 \cdot 10^{11}$ СГСЭ	
	стрикция	жойлашиш		стрикция	жойлашиш
Углерод сульфид CS_2	0,44	0,76	Углерод тетрахлорид CCl_4	0,21	0,016
Нитробензол $C_6H_5NO_2$	0,16	0,60	Гексан C_6H_{14}	0,18	0,010
Бензол C_6H_6	0,23	0,13	Этил спирт C_2H_5OH	0,11	0,005

Юқорида айтиб ўтилган ва синдириш кўрсаткичининг нурланиш қувватига боғлиқлигига олиб келадиган сабаблар турли даражадаги инерцияликка эга эканлигини назарда тутиш зарур. Масалан, чизиқли эмасликнинг стрикцион механизми мавжуд бўлган ҳолда ёруглик майдони муҳитга таъсир қилаётган кучнинг ўзинигина ифодалайди ва биржинслимасликнинг пайдо бўлиши учун, яъни зарраларнинг силжиши учун маълум чекли вақт ўтиши керак. Демак, конденсацияланган муҳитда эластик тўлқиннинг тарқалиши натижасида стрикция муҳитни зичлаштиради ва зичликнинг стационар тақсимоти қарор топадиган вақт катталигининг тартиби даста кўндаланг кесимининг a радиусининг $v_{тов}$ товуш тезлигига бўлган нисбати билан аниқланади. Агар $a = 0{,}25$ мм, $v_{тов} = 1{,}5$ км/с деб олсак, у ҳолда $a/v_{тов} \sim 10^{-7}$ с бўлади. Чизиқли эмаслигининг ориентацион (Керр) механизмининг инерциялиги молекуланинг бурилиш вакти билан аниқланиб, бу вақт катталигининг тартиби 10^{-12} с бўлади (қ. 152, 161-§). Шундай қилиб, лазернинг қисқа импульслари учун (давом этиш вақти 10^{-7} с дан кам) Керр механизми асосий роль ўйнайди. Давом этиш вақти катта бўлган (10^{-7} с дан ортиқ) импульслар учун стрикцион ва Керр механизмларининг нисбий ролларини жадвалнинг икки устунини солиштириб аниқлаш мумкин.

Синдириш кўрсаткичи ўзгаришининг юқорида кўрсатиб ўтилган сабаблари ёруғлик тўлқини майдонининг молекулаларнинг концентрацияси ва жойлашишига, яъни уларнинг ташқи эркинлик даражаларига кўрсатадиган таъсирига алоқадордир. Энди майдоннинг молекуланинг қутбланувчанлигига кўрсатадиган таъсирини кўриб чиқамиз. Бу масалани муҳокама қилишда 156-§ да батафсил муҳокама қилинган содда классик моделга асосланамиз. Бу моделга мувофиқ, муҳитнинг қутбланиши электронларнинг ўз мувозанат вазиятидан бошлаб ҳисобланадиган x кўчиши билан аниқланади, бунда

$$m\ddot{x} = eE(t) + F \qquad (235.4)$$

бўлиб, бу ерда $E(t)$—тўлқин электр майдонининг кучланганлиги, F — электронни мувозанат вазиятига қайтарувчи куч (тутиб турувчи куч). Ёруғлик интенсивлигининг қийматлари кам ва демак, электроннинг мувозанат вазияти атрофида тебранишининг амплитудаси кичик бўлганда F кучни тахминан квазиэластик куч характерига эга деб ҳисоблаш мумкин, яъни

$$F = -bx.$$

Агар гап нурланишнинг бизни қизиқтирадиган қувватли ҳолида вужудга келадиган тебранишларнинг амплитудалари катта бўлиши хусусида борганда 156-§ да қўлланилган тақрибий қиймат етарли бўлмай қолади. Ҳақиқатан ҳам, қайтарувчи кучнинг квазиэластик характерда бўлиши электроннинг потенциал энергияси унинг мувозанат вазиятидан силжишига параболик равишда боғлиқ эканлигини билдиради:

$$U(x) = \frac{1}{2} bx^2 \qquad (235.5)$$

ва бундай қонун x нинг истаган қийматларида бажарилиши керак. Лекин бундан электронни молекуладан ажратиб олиш мумкин эмас деган хулоса чиққан бўлар эди, ваҳоланки тажриба бизни молекула ва атомларда ионланиш энергияси чекли эканлигига ишонтиради. Шунинг учун мувозанат вазиятидан бошлаб ҳисобланадиган x силжишнинг қийматлари етарлича катта бўлганда (235.5) қонун бирмунча бузилиши керак.

Бизни молекулаларнинг яхлитлигини бузмайдиган нурланиш қуввати қизиқтиргани сабабли (235.5) потенциал энергияга қўшиладиган қўшимчаларни унча катта эмас деб ҳисоблаш мумкин. Бу тўғрисида 232—234-§ ларда баён қилинган ўз-ўзини фокуслаш ва бошқа ҳодисаларни кузатиш учун $\Delta n = n_2 A^2 \sim 10^{-5}$ бўлиши етарли эканлиги далолат бериб, электрон силжишининг чизиқли бўлмаган ва чизиқли қисмларининг нисбатининг катталиги Δn катталик билан бир тартибли бўлади. Демак, (235.5) муносабатни биринчи тақрибий қиймат деб ҳисоблаш мумкин ва чизиқли бўлмаган оптик ҳодисаларни анализ қилиш учун бу муносабатни x силжишнинг юқорироқ даражаларига эга бўлган қўшилувчилар билан тўлдириш керак:

$$U(x) = \frac{1}{2} bx^2 - \frac{1}{3} m\beta x^3 - \frac{1}{4} m\gamma x^4 - \dots$$

$F = -\partial U/\partial x$ бўлгани учун электрон ҳаракатининг дифференциал тенгламасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x - \beta x^2 - \gamma x^3 - \dots = \frac{e}{m} E(t); \quad \omega_0^2 = b/m. \qquad (235.6)$$

β, γ, $\dots$ коэффициентларни конкретлаштирмаймиз, чунки уларнинг ва ω_0 нинг қийматлари молекуланинг ички тузилишига боғлиқ

бўлади ва фақат квант назарияси асосида ҳисобланиши мумкин.*

Тутиб турувчи куч квазиэластик кучдан фарқ қиладиган тебранувчи система *ангармоник* система деб аталади. Шунинг учун (235.6) тенгламадаги βx^2, γx^3, ... ҳадлар натижасида пайдо бўлган эффектлар молекула электронларининг *ангармонизми* билан боғланган.

Юқорида кўрсатилган βx^2, γx^3, ... ангармоник ҳадлар кичик қўшимчалар характерига эга бўлгани учун (235.6) тенгламани кетма-кет яқинлашишлар методи билан ечиш мумкин: тенглама аввал ангармоник ҳадларсиз ечилади ва $x = x_0(t)$ нинг шу усул билан топилган ифодаси βx^2, γx^3, ... ларга қўйилади, кейин қуйидаги тенгламанинг ечими изланади

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \frac{e}{m} E(t) + \beta x_0^2(t) + \gamma x_0^3(t) + \dots$$

Майдон монохроматик $E(t) = A\cos(\omega t + \varphi)$ бўлганда юқорида кўрсатилган ҳисоблар қуйидаги натижага олиб келади (қ. 257-машқ):

$$x = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2} A\cos(\omega t + \varphi) + {}^1/_2\beta\left(\frac{e}{m}\right)^2\left(\frac{A}{\omega_0^2 - \omega^2}\right)^2\left[\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{\cos 2(\omega t + \varphi)}{\omega_0^2 - (2\omega)^2}\right] + \\ + \frac{3}{4}\gamma\left(\frac{e}{m}\frac{A}{\omega_0^2 - \omega^2}\right)^3\left[\frac{\cos(\omega t + \varphi)}{\omega_0^2 - \omega^2} + \frac{1}{3}\frac{\cos 3(\omega t + \varphi)}{\omega_0^2 - (3\omega)^2}\right] + \dots \qquad (235.7)$$

Аввало электроннинг мажбурий тебранишлари мажбур қилувчи кучнинг частотасига, яъни майдон частотасига каррали бўлган $j\omega$ ($j = 0, 1, 2, 3, \dots$) частотали гармоник функциялар тўплами билан ифодаланишини қайд қиламиз. Электроннинг силжишидаги каррали гармоникалар туфайли вужудга келадиган оптик ҳодисалар кейинги параграфларда кўрилади. Бу ерда эса молекула қутбланувчанлигининг ω частотали тебранишларга нисбатан ўзгаришига эътибор бериш керак. (235.7) ифодадан бу қутбланувчанлик қуйидагига тенг эканлигини кўрамиз:

$$\left.\begin{aligned} &\alpha = \alpha_0 + \alpha_2 A^2, \quad \alpha_0 = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2}, \\ &\alpha_2 = \frac{3}{4}\alpha_0\gamma\left(\frac{e}{m}\right)^2\frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)^3}. \end{aligned}\right| \qquad (235.8)$$

Шундай қилиб, кубик ангармониклиги ((235.6) тенгламадаги γx^3 ҳад) натижасида ёруғлик майдони молекуланинг қутбланувчанлигига таъсир қилади, бунда қутбланувчанликнинг ўзгариши ёруғлик тўлқини амплитудасининг квадратига (ёки интенсивлигига) пропорционал бўлиб, натижада $n_2 A^2$ катталикка қўшимча ҳисса қўшилади.

* 156- § дан фарқли равишда бу ерда тормозловчи кучларни эътиборга олмаймиз, чунки бу кучлар (235.6) дан чиққан хулосаларни сифат жиҳатидан ўзгартирмайди.

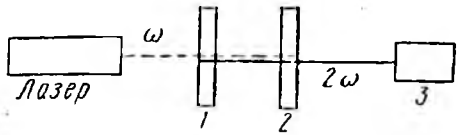
Чизиқли эмасликни кўрсатувчи n_2 коэффициентнинг электронларга оид қисми қийматлари турли муҳитларда бир-биридан кўп фарқ қилади. Масалан, суюқликларда чизиқли эмасликнинг стрикцион ва Керр механизмлари устун бўлиб, электронга оид қисми кичик бўлади. Қаттиқ жисмларда ангармонизм жуда муҳим бўлиши мумкин, айниқса стрикцион механизм ўзининг инерциялилиги натижасида кўринмайдиган ҳолдаги қисқа импульсларда (лазер берадиган импульсларда) муҳим роль ўйнайди.

Демак, ёруғликнинг қувватли майдони молекулаларнинг ҳам ташқи, ҳам ички эркинлик даражаларига таъсир қилиб, тегишли ҳаракатларнинг характерини ўзгартиради ва синдириш кўрсаткичининг ёруғлик интенсивлигига боғлиқ бўлишига сабаб бўлади. Умуман айтганда электромагнитик майдон молекулалараро ўзаро таъсирга ҳам таъсир қилади. Бу ҳол металлар, ионли кристаллар, ярим ўтказгичлар учун жуда муҳим бўлади, чунки бу ерда муҳит зарралари ўртасидаги ўзаро таъсир жуда катта ва жисмнинг чизиқли бўлмаган оптик хусусиятларига нисбатангина эмас, балки бошқа кўп хусусиятларига нисбатан ҳам ҳал қилувчи аҳамиятга эга.

236-§. Каррали, йиғиндили ва айирмали гармоникаларни генерациялаш

Ёруғликнинг синиш ва қайтиш ҳодисаларини молекуляр нуқтаи назардан талқин этганда бу ҳодисалар тушаётган тўлқин билан иккиламчи тўлқинларнинг интерференцияланиш натижаси деб қаралади (135-§); маълумки, бундай иккиламчи тўлқинларни тушаётган тўлқин индукциялаган зарядларнинг мажбурий тебранишлари натижасида муҳитнинг молекулалари чиқаради. Чизиқли оптикада мажбурий тебранишлар ташқи майдон частотасидек частота билан юз беради, натижада тушаётган, қайтган ва синган тўлқинларнинг частоталари бир хил бўлади. Агар муҳит молекулаларидаги зарядлар тебранишларининг ангармоник эканлигини эътиборга олсак, 235-§ да аниқланганича, майдон индукциялаган диполь моменти муҳитга тушаётган тўлқиннинг частотасига каррали бўлган частотали тебранишларга мос қўшилувчиларга эга. Шунинг учун муҳит молекулалари каррали частотали тўлқинлар ҳам чиқаради ва чизиқли бўлмаган бутун муҳит частоталари 2ω, 3ω ва ҳоказо бўлган нурланиш вужудга келтиради. Бу ҳодиса *ёруғликнинг каррали гармоникаларни генерациялаши деб* айтилади.

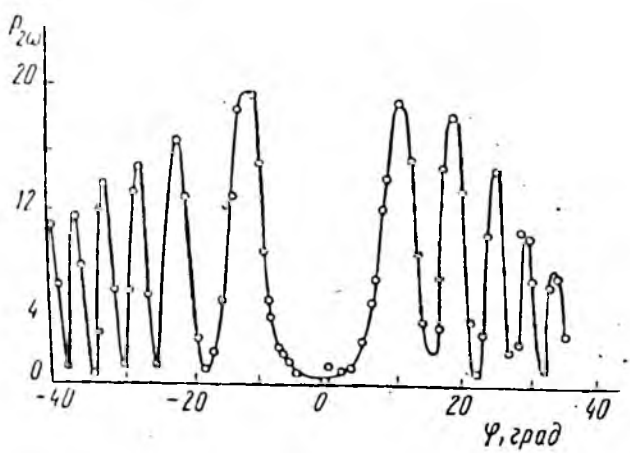
Каррали гармоникаларни генерациялаш дастлаб 1961 йилда (Франкен ва унинг ҳамкорлари) ёқутли лазер нурланишининг кристалл кварцда, калий дигидрофосфатда ва триглицинсульфатда тарқалишида кузатилган эди. Тажрибанинг 41.6-расмда кўрсатилган схемаси принципиал нуқтаи назардан жуда содда. Ясси-параллел *1* қатламга чап томондан лазер нурланишининг коллимацияланган



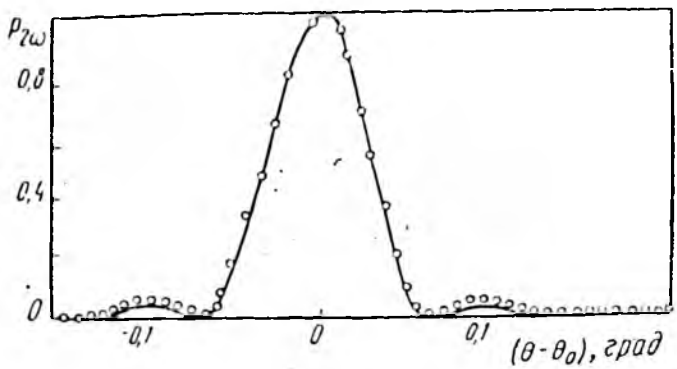
41.6-расм. Лазер нурланишининг иккинчи гармоникасини генерациялашга бағишланган тажрибанинг схемаси.

ёки йиғилувчи дастаси тушади. Пластинкадан нурланишнинг 41.6-расмда туташ чизиқ билан кўрсатилган иккинчи гармоникаси чиқади. Бу нурланиш бошланғич нурланишдан *2* фильтрлар ёки спектрал асбоблар ёрдамида ажратилади ва тегишли нурланиш қабул қилгич (фотографик плёнка, фотокўпайтиргичлар) ёрдамида қайд қилинади. Инфрақизил нурланиш чиқарадиган квант генераторидан, масалан, неодим шишали квант генераторидан ($\lambda = 1{,}06$ мкм) фойдаланиб ўтказилган тажриба айниқса катта таассурот қолдиради. Бу ҳолда *1* пластинкадан равшан яшил рангли ($\frac{1}{2}\lambda = 0{,}53$ мкм) ёруғлик дастаси чиқади.

Ўлчаш иккинчи гармониканинг интенсивлиги лазер дастасининг пластинкага тушиш бурчагига кескин боғлиқ эканлигини кўрсатади. Ёқутли лазер нурланишининг ($\lambda = 0{,}6943$ мкм, $\frac{1}{2}\lambda = 0{,}3472$ мкм) иккинчи гармоникасининг $P_{2\omega}$ қувватининг чизиқли бўлмаган муҳит сифатида кристалл кварц пластинкаларидан (қалинлиги 0,75 мм) фойдаланиб ўлчанган қийматлари 41.7-расмда нуқталар билан кўрсатилган. Абсциссалар ўқига φ тушиш бурчаги қўйилган. Тўлқин узунлиги $\frac{1}{2}\lambda = 0{,}3472$ мкм бўлган нурланиш интенсивлигининг кескин ўзгариб туриши интерференция ҳодисаларининг муҳим роль ўйнашидан дарак беради.



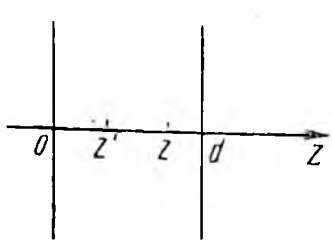
41.7-расм. Ёқутли лазер нурланиши иккинчи гармоникаси $P_{2\omega}$ қувватининг (ихтиёрий бирликларда) кристалл кварц пластинкага тушиш бурчаги (φ)га боғланиши.



41.8- расм. Гелий-неонли лазер нурланиши иккинчи гармоникаси $P_{2\omega}$ қувватининг KDP кристалининг ($\theta_0 = 41°,5$) оғишига боғланиши.

Чизиқли бўлмаган анизотроп муҳитларда оптик ўқларнинг пластинка ёқларига нисбатан жойлашиши, бошланғич дастанинг тушиш бурчаги ва шу дастанинг қутбланиш ҳолати жуда муҳим. Гелий-неодим лазери нурланишининг ($\lambda = 1,15$ мкм) иккинчи гармоникасининг чизиқли бўлмаган муҳит сифатида калий дигидрофосфат (KDP) нинг бир ўқли кристалл пластинкасидан фойдаланиб ўлчаган қувватининг графиги 41.8-расмда кўрсатилган. Бошланғич тўлқиннинг тўлқин вектори билан кристаллнинг оптик ўқи орасидаги бурчак аргумент қилиб олинади. Синган бошланғич тўлқиннинг тўлқин вектори билан кристаллнинг оптик ўқи орасидаги θ бурчак $\theta° = 41,5°$ га тенг бўлганда иккинчи гармониканинг қуввати максимал бўлади. Маълум бўлишича, $P_{2\omega}$ нинг $\theta - \theta_0 = \Delta\theta$ бурчакка боғлиқлиги $[\sin(C\Delta\theta)/(C\Delta\theta)]^2$ функция орқали жуда яхши аппроксимацияланади, бу ерда C — доимий коэффициент (41.8- расмдаги туташ эгри чизиқ). 41.7- расмда кўрсатилгандан фарқли ўлароқ, бу ҳолда қувват бурчакларнинг қиёсан кичик (тахминан 0°,05) интервалида кескин камаяди.

Иккинчи гармоника генерациялашнинг юқорида айтиб ўтилган хусусиятларини бошланғич нурланишнинг синган тўлқини томонидан индукцияланган диполлар чиқарган тўлқинларнинг қўшилиши тўғрисидаги тасаввурларга асосланиб изоҳлаш қийин эмас. ω частотали синган тўлқиннинг тарқалиш йўналишини Oz ўқ деб қабул қиламиз (41.9-расм). z' текисликда жойлашган диполлар учун икки марта кўп 2ω частотали



41.9- расм. Иккинчи гармоникани генерациялаганда иккиламчи тўлқинларнинг интерференциясини ҳисоблашга доир.

тебранишлар (235.7) муносабатга мувофиқ қуйидаги функция* ёрдамида ифодаланади:

$$A^2\cos 2[\omega t + \varphi(z')] = A^2\cos 2\omega\left[t - \frac{n(\omega)}{c}z'\right]. \qquad (236.1)$$

$$\varphi(z') = -\frac{2\pi}{\lambda}n(\omega)z',$$

бу ерда A — бошланғич тўлқин амплитудаси, $n(\omega)$ — ω частотага оид синдириш кўрсаткичи. (236.1) қонун бўйича тебранаётган диполь 2ω частотали иккиламчи тўлқин нурлантиради; иккиламчи тўлқиннинг пластинка ичидаги бирор z нуқтадаги фазаси (236.1) даги тебраниш фазасидан $z - z'$ йўл фарқига мос келадиган катталикка фарқ қилади:

$$2\omega\left[t - \frac{n(\omega)}{c}z'\right] - 2\omega n(2\omega)(z - z')/c =$$

$$= 2\omega\left\{t - \frac{n(2\omega)}{c}z + [n(2\omega) - n(\omega)]\frac{z'}{c}\right\}, \qquad (236.2)$$

бу ерда $n(2\omega)$ — 2ω частотага оид синдириш кўрсаткичи. z нуқтадаги 2ω частотали тўла майдон пластинканинг кириш ёғи билан z текислик ўртасида жойлашган диполлар тўплами чиқарган иккиламчи тўлқинларнинг йиғиндисига тенг. Агар ω ва 2ω частоталарга оид синдириш кўрсаткичлари тенг бўлса, яъни

$$\Delta n \equiv n(2\omega) - n(\omega) = 0 \qquad (236.3)$$

бўлса, (236.2) даги фаза диполнинг жойлашишига боғлиқ бўлмайди, барча иккиламчи тўлқинлар синфазали бўлади ва иккинчи гармониканинг амплитудаси кириш ёғидан бошлаб ҳисобланган z масофага пропорционал, интенсивлиги эса z нинг квадратига пропорционал бўлади. *Фазовий синфазалик*** деб аталадиган (236.3) тенглик бошланғич нурланишнинг берилган қувватида чизиқли бўлмаган тайинли муҳитда генерацияланган иккинчи гармониканинг энг катта интенсивлигига тўғри келса керак.

Лекин синдириш кўрсаткичи частотага боғлиқ ва ω дан 2ω га ўтганда n нинг ўзгаришлари катта бўлиши мумкин. Умумий ҳолда $\Delta n \neq 0$ бўлади ва икки каррали частотага эга бўлган тўлқиннинг амплитудасини қуйидаги ифодадан топиш мумкин:

---

* $\varphi(z')$ фазани 41.7- расмдаги φ тушиш бурчаги билан аралаштириб юборманг.

** (236.3) шарт *тўлқин синхронизми* ёки *фазовий синхронизм* шарти деб ҳам аталади.

$$E_{2\omega} = gA^2 \int_0^z \cos\left\{2\omega\left[t - n(2\omega)\frac{z}{c}\right] - 2\omega\Delta n\frac{z'}{c}\right\} dz' =$$

$$= A_{2\omega}\cos 2\omega\left\{t - [n(2\omega) + n(\omega)]\frac{z}{2c}\right\}; \quad (236.4)$$

$$A_{2\omega} = gA^2 z\frac{\sin w}{w}; \quad w = \frac{2\pi}{\lambda} z\Delta n = \frac{\Delta k z}{2},$$

$$\Delta k = k(2\omega) - 2k(\omega),$$

бу ерда g — пропорционаллик коэффициенти. Иккинчи гармониканинг $A_{2\omega}$ амплитудаси таркибида стандарт интерференцион $w^{-1}\sin w$ кўпайтувчи бўлиб, бу кўпайтувчи муҳитнинг турли нуқталаридан чиққан иккиламчи тўлқинларнинг қисман ёки тўлиқ сўндирилишини акс эттиради. w катталик пластинканинг бир-биридан $\frac{1}{2}z$ масофада бўлган кўндаланг кесимлари чиқарган иккиламчи тўлқинлар ўртасидаги фазалар фарқини кўрсатади. Агар $w = \pi$ бўлса, z қалинликка эга бўлган қатламнинг биринчи ярмидан чиққан тўлқинларни иккинчи ярмидан чиққан тўлқинлар тўлиқ сўндиради ва иккинчи гармониканинг амплитудаси нолга тенг бўлади. w катталик π га каррали боғлиқ бўлганда ҳам иккиламчи тўлқинлар тўлиқ сўндирилади.

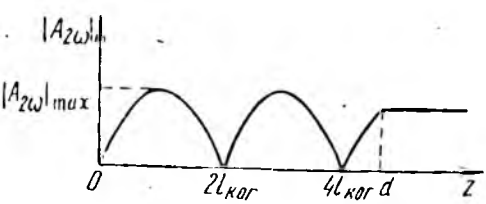
41.10-расмда $|A_{2\omega}|$ нинг z координатага боғланиш графиги кўрсатилган. $z > d$ бўлганда майдоннинг амплитудаси унинг пластинканинг $z = d$ чегарасидаги қиймати билан белгиланади. $A_{2\omega}$ амплитуда ўзининг максимал қийматларига қуйидаги

$$z_m = l_{\text{ког.}}(1 + 2m);\ l_{\text{ког.}} = \lambda/4\Delta n;\ m = 0, 1, 2, \ldots \quad (236.5)$$

шартларда эришиб, қуйидагига тенг бўлади:

$$|A_{2\omega}|_{\max} = gA^2\frac{\lambda}{2\pi\Delta n}. \quad (236.6)$$

Қатламнинг $w = \frac{1}{2}\pi$ фаза фарқига мос бўлган $l_{\text{ког}}$ қалинлиги *когерентлик узунлиги* дейилади. (236.6) га мувофиқ, иккинчи гармоника амплитудасининг $z = l_{\text{ког}}$ шартда мумкин бўлган максимал қиймати унинг фазовий синфазалик шарти бажарилган ва пластинканинг қалинлиги $\lambda/(2\pi\Delta n) = 2l_{\text{ког}}/\pi$ га тенг бўлган ҳолдаги қийматига тенг.



41.10-расм. Иккинчи гармоника амплитудаси модули ($A_{2\omega}$) нинг z масофага боғланиши.

Синдириш кўрсаткичларининг Δn фарқининг қиймати турли материаллар учун ҳар хил бўлади ва частотага боғлиқ равишда ўзгаради. Масалан, $\lambda = 0{,}6943$ мкм бўлганда кристалл кварцда $\Delta n = 0{,}025$ бўлади ва спектрнинг янада қисқа тўлқинли қисмида кўпаяди. Агар $\Delta n = 0{,}025$ деб олсак, $l_{ког} = 10\lambda = 0{,}69 \cdot 10^{-2}$ мм бўлади, яъни «эффектив» қалинлик жуда кичик бўлиб, бошланғич нурланишнинг тўлқин узунлигидан бир неча мартагина катта бўлар экан.

Тўлқин чизиқли бўлмаган пластинкага қия тушган ҳолда ҳам (236.4) муносабатлар бажарилади, лекин фазалар фарқи (ω) нинг ифодасида пластинканинг d қалинлиги ўрнига тўлқиннинг ўзининг тарқалиш йўналишида босиб ўтган $d/\cos\psi$ йўли узунлигини қўйиш керак (ψ — бошланғич тўлқиннинг синиш бурчаги). Юқорида айтилганга асосланиб, иккинчи гармоника қувватининг 41.7- расмда кўрсатилгандай ўзгаришларини изоҳлаш енгил: φ тушиш бурчагининг ўзгариши синиш бурчагининг ўзгаришига ва бу ўзгариш ўз навбатида фазалар фарқи (ω) нинг ўзгаришига олиб келади. Иккита қўшни минимумнинг ўртасидаги масофага ω нинг π га ўзгариши тўғри келади; 41.7- расмдаги график ёрдамида Δn фарқни ҳисоблаб, унинг $\Delta n = 0{,}025$ эканлигини ва бу қиймат синдириш кўрсаткичи дисперсиясининг яхши маълум бўлган қийматларига тўғри келишини кўришимиз мумкин.

Агар чизиқли бўлмаган муҳит сифатида анизотроп кристаллар олинса, синдириш кўрсаткичининг дисперсияси мавжудлигига қарамай фазовий синфазалик шарти ҳам бажарилиши мумкин. Тўлқин векторининг йўналиши маълум бўлган ясси тўлқин анизотроп муҳитда икки тўлқинга ажралади; бу тўлқинлар ортогонал равишда қутбланган бўлиб, умуман айтганда турли фазавий тезликлар билан тарқалади. Чизиқли қутбланган ҳар бир бошланғич тўлқин муҳитда фазалари бу тўлқинга хос фазовий тақсимотга эга бўлган диполлар тўпламини индукциялайди. Шу диполлар чиқарган иккиламчи тўлқинлар ўз навбатида турли фазавий тезликларга эга бўлган ортогонал қутбланган тўлқинларга ажралади ва пластинканинг материали ҳамда бирламчи тўлқинининг тарқалиш йўналишини шундай танлаб олиш мумкинки, бирор қутбланганликка эга бўлган иккиламчи тўлқинлар учун фазовий синфазалик шарти бажарилади.

Масалан, биз бир ўқли манфий кристалл (қ. XXVI боб) билан ишлаётган бўлайлик, яъни оддий тўлқиннинг n_o синиш кўрсаткичи ғайри оддий тўлқиннинг n_e синиш кўрсаткичидан катта бўлиб, n_o ва n_e ўртасидаги фарқ n_e нинг частота икки баравар ортганда ўзгаришидан катта, яъни $n_o(\omega) > n_e(2\omega)$ бўлсин. Бундай шароитда бирламчи оддий тўлқин томонидан уйғотилган иккиламчи ғайри оддий тўлқинлар синфазали бўлиши мумкин. Ҳақиқатан ҳам, синиш кўрсаткичи частотанинг ўсиши билан ортганлиги сабабли биз қуйидаги тенгсизликка эга бўламиз:

$$n_o(2\omega) > n_o(\omega) > n_e(2\omega).$$

Тарқалиш йўналиши ўзгарганда ғайриоддий тўлқиннинг синиш кўрсаткичи $n_e(2\omega)$ дан (оптик ўққа перпендикуляр хол) $n_o(2\omega)$ гача (оптик ўқ бўйича) ўзгариши маълум (қ. XXVI боб). Демак, ораликдаги бирор йўналишда бирламчи оддий тўлқиннинг синиш кўрсаткичи билан иккиламчи ғайриоддий тўлқиннинг синиш кўрсаткичи тенглашиб қолади. Бу йўналиш учун фазовий синфазалик шарти бажарилади ва бу йўналишнинг ўзи *синфазалик* (ёки *синхронизм*) *йўналиши* деб аталади. Юқорида айтилганга биноан, бу йўналишда иккинчи гармониканинг амплитудаси максимал бўлади.

KDP кристали ишлатилиб, тўлқин узунлиги $\lambda = 1{,}15$ мкм бўлганда синфазалик йўналиши кристаллнинг оптик ўқи билан θ_0 бурчак ташкил қилар экан, бу бурчак кузатишлар билан мос келадиган ҳисобга кўра (қ. 41.8-расм) 41°35′ га тенг. Синфазалик йўналишидан оғишганда $[\omega^{-1}\sin\omega]^2$ кўпайтувчига мос равишда иккинчи гармониканинг интенсивлиги камайиши керак, бунда ω катталикнинг физик маъноси аввалгича бир-биридан пластинка қалинлигининг ярмича масофада жойлашган қатламлар чиқарган тўлқинлар ўртасидаги фазалар фарқига тўғри келади. Бу фазалар фарқи биринчи яқинлашишда $\Delta\theta = \theta - \theta_0$ га чизиқли боғлиқ бўлгани учун (236.4) муносабат 41.8-расмда тасвирланган графикни ифодалайди.

(236.4) муносабатга мувофиқ, частотаси икки каррали тўлқиннинг $A_{2\omega}$ амплитудаси тушаётган тўлқиннинг A амплитудасининг квадратига пропорционал бўлади ва, демак, 2ω частотали нурланишнинг $P_{2\omega}$ қуввати бошланғич дастанинг P қувватининг квадратига пропорционал бўлади. Махсус ўлчашларнинг кўрсатишича $P_{2\omega}$ қувват P нинг кичик қисмини ташкил қилган шароитдагина бу қонуният бажарилади. Бундай бўлиши табиийдир, чунки иккинчи гармониканинг энергияси бирламчи тўлқиндан олинади ва муҳитга кира боргани сари бирламчи тўлқиннинг қуввати камаяди. Масаланинг назарияси идеал шароитларда (бошланғич даста қатъий параллел бўлиб, фазовий синфазалик шарти аниқ бажарилганда) тушаётган нурланишнинг бутун қувватини икки каррали частотали дастага айлантириш мумкин деган хулосага олиб келади. Лекин қатор сабабларга (кристаллнинг биржинсли эмаслиги, қизиши, даста ёйилувчанлигининг чеклилиги ва бошқаларга) биноан бунга эришиб бўлмайди ва тажрибада $P_{2\omega}/P$ нисбат бир неча ўн процентга етади.

Ҳозиргача биз иккинчи гармоникани муҳокама қилиб келдик. Учинчи гармоника ҳам худди шундай генерацияланади: частотаси ω бўлган бирламчи нурланиш чизиқли бўлмаган муҳитда диполлар тўплами ҳосил қилади, бу диполлар тебраниб частотаси 3ω бўлган иккиламчи тўлқинлар нурлантиради. Учинчи гармониканинг қуввати тушаётган ёруғлик қувватининг кубига ва иккиламчи

тўлқинларнинг интерференциясини ифодалайдиган қуйидаги факторга пропорционал:

$$d^2\left[\frac{\sin w'}{w'}\right]^2; \quad w' = \frac{3\pi}{\lambda} d\,[n(3\omega) - n(\omega)] = \frac{1}{2} d\,[k(3\omega) - 3k(\omega)].$$

Синдириш кўрсаткичининг частоталарнинг ω, 3ω интервалидаги $n(3\omega) - n(\omega)$ дисперсияси иккинчи гармоникадагига (ω, 2ω) қараганда янада кўп бўлиб, бу эса учинчи гармониканинг изотроп муҳитларда генерацияланишини қийинлаштиради ва фазовий синфазалик шарти бажариладиган кристаллар сонини чеклайди. Тажриба ўтказиш вақтидаги энг катта қийинлик қутбланувчанликнинг уч каррали частотадаги қийматининг жуда кам бўлишидадир. Бу ҳол ёритилганликни жуда катта талаб этади, натижада кўпинча материал бузилади. Юқорида айтилган қийинчиликларга қарамай учинчи гармониканинг синфазалик шартини бажариб генерацияланиши нурни иккига ажратиб синдириш қобилияти кучлик (натрийнинг D чизиғи учун $n_o - n_e = 0{,}172$) бўлган исланд шпатида ($CaCO_3$), шунингдек баъзи изотроп кристаллар (LiF; NaCl) ва суюқликларда кузатилган. Учинчи гармоника газларда ҳам генерация қилинган.

Чизиқли бўлмаган муҳит орқали монохроматик эмас нурланиш тарқалганда ҳам юқоридагига ўхшаш чизиқли бўлмаган ҳодисалар юз беради. Бундай шароитларда каррали гармоникалардан ташқари, спектри бошлангич ёруғлик дастасининг частоталарининг йиғиндиси ва айирмасидан ташкил топган нурланиш генерацияланади. Бу ҳодисаларнинг сабабини аниқлаш учун ангармоник осцилляторнинг (235.6) ҳаракат тенгламасини кўриб чиқамиз ва тушаётган ёруғликни частоталари ω_1, ω_2, тўлқин векторлари $\boldsymbol{k}_1$, $\boldsymbol{k}_2$ ва амплитудалари A_1, A_2 бўлган икки ясси тўлқиндан иборат, деб фараз қиламиз. Агар фақат квадрат ангармоникликнигина (яъни (235.6) даги βx^2 ҳадни) ҳисобга олсак, бу ҳолда индукцияланган диполь моменти қуйидаги ифодаларга пропорционал бўлган ташкил этувчиларга эга бўлади (қ. 257-машқ):

$$A_1A_2\cos[(\omega_1+\omega_2)t - (\boldsymbol{k}_1+\boldsymbol{k}_2)\boldsymbol{r}];$$
$$A_1A_2\cos[(\omega_1-\omega_2)t - (\boldsymbol{k}_1-\boldsymbol{k}_2)\boldsymbol{r}]. \qquad (236.7)$$

Бошқача қилиб айтганда, муҳитда $\omega_1 \pm \omega_2$ частоталар билан тебранувчи ва $\boldsymbol{k}_1 \pm \boldsymbol{k}_2$ векторларга перпендикуляр текисликларда доимий фазага эга бўлган диполлар тўплами вужудга келтирилади. Демак, муҳит $\boldsymbol{k}_1+\boldsymbol{k}_2$ ва $\boldsymbol{k}_1-\boldsymbol{k}_2$ йўналишларда частоталари мос равишда $\omega_1+\omega_2$, $\omega_1-\omega_2$ бўлган нурланиш генерациялайди. Шуни қайд қиламизки, частотаси $\omega_1+\omega_2$ бўлган диполлар фазасининг фазовий ўзгаришининг қуйидагига тенг бўлган v тезлиги $\boldsymbol{k}_1$, $\boldsymbol{k}_2$ векторлар ўртасидаги ϑ бурчакка боғлиқ бўлиб, ϑ ортиши билан кўпайиб боради:

$$v = (\omega_1 + \omega_2)/|\,\boldsymbol{k}_1 + \boldsymbol{k}_2\,| = (\omega_1 + \omega_2)/\sqrt{k_1^2 + k_2^2 + 2k_1k_2\cos\vartheta}.$$

Шунинг учун синфазалик шарти каррали гармоникалар учун бажарилган бўлса ҳам йиғиндили гармониканинг генерациясида бажарилмайди. Агар кристаллар ёрдамида $\boldsymbol{k}_1 + \boldsymbol{k}_2$ учун синфазалик шарти бажарилса, $2\boldsymbol{k}_1$ ва $2\boldsymbol{k}_2$ лар учун синфазалик мавжуд бўлмайди. Турли процессларнинг синфазалик шартлари бир хил эмаслиги типик эканлигини ва бу ҳол бирор процессни кучайтириш ва қолганларини йўқотиш имкониятини беришини таъкидлаб ўтамиз.

Кубик ангармоникликка эга бўлган муҳитда ((235.6) тенгламадаги γx^3 ҳад) юқорида кўрсатилган икки тўлқин диполь моментларининг

$$A_1^2A_2\cos[(2\omega_1 \pm \omega_2)\,t - (2\boldsymbol{k}_1 \pm \boldsymbol{k}_2)\,\boldsymbol{r}];$$

$$A_1A_2^2\cos[(2\omega_2 \pm \omega_1)\,t - (2\boldsymbol{k}_2 \pm \boldsymbol{k}_1)\,\boldsymbol{r}] \quad (236.8)$$

кўринишдаги ташкил этувчиларини ҳосил қилади (қ. 257- машқ) ва частоталари $2\omega_1 \pm \omega_2$, $2\omega_2 \pm \omega_1$ га тенг бўлиб, мос равишда $2\boldsymbol{k}_1 \pm \boldsymbol{k}_2$, $2\boldsymbol{k}_2 \pm \boldsymbol{k}_1$ йўналишлар бўйича тарқалаётган нурланиш генерацияланади. Интерференцияланаётган иккиламчи тўлқинларнинг синфазалик шартини $2\omega_1 - \omega_2$, $2\omega_2 - \omega_1$ частотали гармоникалар учун топиш энг осон. Агар ω_1, ω_2 частоталар бир-биридан кам фарқ қилса, $2\omega_1 - \omega_2$, $2\omega_2 - \omega_1$ айирмали частоталар ω_1, ω_2 ларга яқин бўлади ва мос когерентлик узунликлари ҳатто изотроп муҳитларда ҳам катта бўлади. Масалан, агар ω_1 частота ёқутли лазерга ($14\,400$ см$^{-1}$) мос бўлиб, частотаси ω_2 бўлган нурланиш эса бензолдаги мажбурий комбинацион сочилиш натижасида олинган бўлсин, бунда ω_1 дан ω_2 нинг фарқи 990 см$^{-1}$ бўлсин. Агар бу иккала тўлқинни суюқлик солинган кюветага юборсак, частотаси 15390 см$^{-1}$га (тўлқин узунлиги 0,65 мкм га) тенг бўлган нурланиш пайдо бўлади. Бу ҳолда

$$l_{\text{ког}} = \pi\,[k\,(2\omega_1 - \omega_2) - 2k_1 + k_2]^{-1}$$

когерентлик узунлиги тахминан 0,7 мм бўлади (чизиқли бўлмаган муҳит сифатида ҳам бензол қўлланилган).

Каррали, айирмали ва йиғиндили гармоникалар генерациялаш ҳодисалари илмий техник соҳаларда кўп қўлланилади. Бу ҳодисаларнинг лазер техникаси учун қимматлилиги шундаки, лазер нурланишининг частотасини иккилантириш ёки икки лазернинг нурланишини чизиқли бўлмаган муҳитда «аралаштириш» спектрнинг бошланғич соҳасидан бошқа соҳада когерент ёруғликнинг қувватли оқимига эга бўлиш имкониятини беради. Масалан, спектрнинг кўринувчан соҳасида нурланиш генерациялайдиган бўёқ моддали лазерлар нурланишининг частотасини икки карра орттириш (қ. 231-§) ультрабинафша соҳада частотасини силлиқ ўзгартириш мумкин бўлган когерент нурланиш ҳосил қилишни таъминлайди.

Инфрақизил нурланишни қувватли (ёқутли ёки неодимли) лазерларнинг ёруғлиги билан аралаштириш жуда катта қизиқиш туғдиради. Гап шундаки, инфрақизил нурланишни қабул қилгичлар сезгирлик ва инерционлик жиҳатидан кўринувчан ва ультра бинафша соҳаларда қўлланилаётган қабул қилгичлардан анча орқада туради. Инфрақизил соҳадаги фотография ҳали яхши ишланган эмас. Масалан, $\lambda = 4$ мкм ва 0,694 мкм нурланишларни аралаштириш натижасида тўлқин узунлиги 0,591 мкм бўлган сариқ ёруғлик пайдо бўлиб, уни кўз билан кўриш, фотография усули билан ҳамда фото кўпайтиргич ёрдамида қайд қилиш мумкин. Бу усул ёрдамида жуда заиф иссиқлик нурланишини ҳам қайд қилиш мумкин.

237- §. Чизиқли бўлмаган оптикада тўлқинларнинг қайтиши

Икки муҳитнинг ажралиш чегарасига интенсив нурланиш тушганда қайтаётган ёруғликда тушаётган нурланиш частотасига тенг частотали тўлқинлардан ташқари, бу частотага каррали бўлган, унинг айирмаси ва йиғиндиси бўлган частотали тўлқинлар ҳам бўлади. Частотаси ω бўлган монохроматик ясси тўлқин тушаётган ҳолни муҳокама қилайлик. Тажрибанинг кўрсатишича, частоталари ω ва 2ω бўлган қайтган тўлқинларнинг тарқалиш йўналишлари оз бўлса-да фарқ қилади, бу фарқ тушаётган тўлқин тарқалаётган муҳитнинг синдириш кўрсаткичининг дисперсиясига боғлиқ бўлади. Иккинчи гармониканинг қайтган ёруғликдаги интенсивлиги синган тўлқиндагидан бир неча тартибга кам бўлади ва фазовий синфазалик шартининг бажарилишига амалда боғлиқ бўлмайди. Френелчасига қайтишга ўхшаш қайтаётган 2ω частотали тўлқинларнинг амплитудаси тушиш бурчагига ва электр векторининг тушиш текислигига нисбатан тутган вазиятига боғлиқ бўлади. Брюстер ҳодисасига ўҳшаш ҳодиса ҳам юз беради: тушиш бурчагининг маълум бир қийматида тушиш текислигига параллел қутбланган дастанинг қайтиш коэффициенти нолга тенг бўлади.

Икки каррали частотага эга бўлган тўлқиннинг чизиқли бўлмаган муҳитдан ташқарида мавжуд бўлишини юқоридаги мулоҳазалар ёрдамида изоҳлаш осон: бирламчи тўлқин индукциялаган диполлар тўплами тўлқинлар чиқариб, бу тўлқинларнинг «йиғиндиси» чизиқли бўлмаган муҳитда ҳам, ундан ташқарида ҳам чекли қийматга эга бўлади. Оддий қайтишни молекуляр назария нуқтаи назаридан изоҳлаганда ҳам худди шундай фикрлардан фойдаланилади (қ. XXIII боб).

Юқорида айтилганларга асосланиб, иккинчи гармоника интенсивлигининг қайтган ёруғликдаги катталиги кам эканлигини тушуниш қийин эмас. Бирламчи тўлқин йўналишига қарама-қарши йўналишда чиқарилган иккиламчи тўлқинлар (ёруғлик нормал равишда тушган ҳолда) фаза бўйича максимал мослашмаган бўлади ва қайтаётган тўлқинни вужудга келтираётган қатламнинг ўтаётган тўлқин

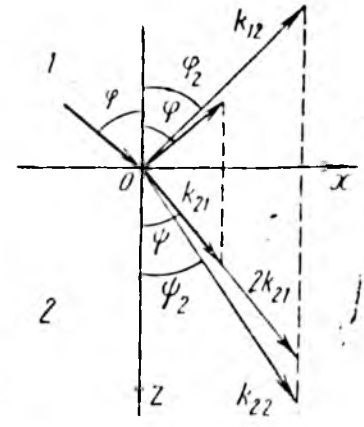
учун $\frac{1}{4}\lambda/[n(2\omega)-n(\omega)]$ га тенг бўлган эффектив қалинлиги $\frac{1}{4}\lambda/[n(2\omega)+n(\omega)]$ га тартиб жиҳатидан тенг бўлади. Шунинг учун иккинчи гармониканинг қайтган ва синган тўлқинлари интенсивликларининг нисбати қуйидагича бўлади:

$$\left[\frac{n(2\omega)-n(\omega)}{n(2\omega)+n(\omega)}\right]^2 \sim 10^{-4}-10^{-5},$$

бу эса тажриба натижаларига тўғри келади. Юқорида айтилган мулоҳазалар 2ω частотали қайтган ёруғлик интенсивлигининг синган иккиламчи тўлқинларнинг синфазалик даражасига боғлиқ эмаслигини сифат томондан кўрсатади.

Қайтган ёруғликдаги иккинчи гармониканинг юқорида айтилганлардан қолган хусусиятлари батафсил анализ қилишни талаб этади. Бу хусусиятларнинг миқдорий баёни XXIII бобда чизиқли оптикадаги Френелчасига қайтиш учун таърифланган назарияга ўхшаш назарияга асосланган. У ерда тушунтирилган умумий усулга мувофиқ, қайтган ва синган тўлқинларнинг хоссалари чегаравий шартлар ёрдамида аниқланиб, бу шартлар электр ва магнит майдонлари кучланганликларининг тангенциал ташкил этувчилари узлуксиз бўлишини талаб қилади. Кучланганликларнинг ўзи эса Максвелл тенгламаларига бўйсунувчи тўлқинлар суперпозицияси сифатида ёзилади.

Келажакда *1* рақами билан белгиланадиган чизиқли муҳитдан чизиқли бўлмаган *2* муҳитни ажратувчи чегарага ω частотали монохроматик ясси тўлқин тушиб, қайтган ва синган оддий тўлқинларни вужудга келтираётган бўлсин. Бу тўлқинларнинг тўлқин векторлари 41.11-расмда йўғон стрелкалар билан тасвирланиб, бу расмда координаталарнинг танлаб олинган системаси яққол кўринади. Ингичка стрелкалар 2ω частотали тўлқин векторларини билдиради ва уларнинг маъноси кейинроқ тушунтирилади.



41.11-расм. Тўлқинларнинг чизиқли (*1*) ва чизиқли бўлмаган (2) муҳитларнинг ажралиш чегарасидан қайтиши ва синиши.

1 муҳитдаги 2ω частотали майдон қайтган тўлқин орқали ифодаланган (қуйидаги майдонлар комплекс шаклда ифодаланган):

$$A^r \exp\{i-[2\omega t-k_{12}r]\};\quad k_{12}^2=\left[\frac{2\omega}{c}n_{12}\right]^2. \tag{237.1}$$

2 муҳитдаги майдонни иккита тўлқиннинг суперпозицияси сифатида излаймиз:

$$\left.\begin{aligned} &A^d \exp[-i(2\omega t - k_{22}r)] + B\exp[-i(2\omega t - 2k_{21}r)];\\ &k_{22}^2 = \left[\frac{2\omega}{c}n_{22}\right]^2;\quad k_{21}^2 = \left[\frac{\omega}{c}n_{21}\right]^2;\quad n_{22} \equiv n_2(2\omega);\quad n_{21} \equiv n_2(\omega). \end{aligned}\right\} \quad (237.2)$$

k ва n нинг биринчи индекслари *1* ёки *2* муҳитга мос келиб, иккинчи индекслари эса частотанинг карралигини билдиради (масалан, $n_{12} \equiv n_1(2\omega)$, ($k_{21}$ — 2 -муҳитда синган ω частотали тўлқиннинг тўлқин вектори). Майдонни бундай кўринишда танлашнинг сабаби қуйидагича бўлади. Максвеллнинг 2ω частотали майдонга тегишли тенгламалари биржинсли бўлмаган система бўлиб, бунда майдон манбаи вазифасини муҳит қутбланишининг қуйидаги қонун бўйича ўзгарувчи чизиқли бўлмаган қисми бажаради:

$$\exp\{-2i(\omega t - k_{21}r)\}. \quad (237.3)$$

Чизиқли тенгламалар назариясига мувофиқ, биржинсли бўлмаган системанинг умумий ечимини тегишли биржинсли системанинг умумий ечими билан биржинсли бўлмаган системанинг хусусий ечимининг йиғиндиси сифатида ифодалаш мумкин. Вақт ва координатага муҳитнинг чизиқли бўлмаган қутбланиши каби боғлиқ бўлган ҳамда ω частотага оид n_{21} синдириш кўрсаткичини ўз ичига олган иккинчи ҳад (қ. (237.2)) бир жинсли бўлмаган тенгламалар системасининг ечими бўлади; шунинг учун B вектор маълум бўлиб, у муҳитнинг чизиқли бўлмаган қутбланиши орқали ифодаланади ва ω частотали бошланғич нурланишнинг синган тўлқини амплитудаси квадратига пропорционал бўлади (қ. 258- машқ). (237.2) даги биринчи ҳад эса бир жинсли системанинг ечими бўлиб, унга ҳозирча номаълум бўлган ва ҳисоблаш зарур бўлган A^d амплитуда ҳамда *2* муҳитнинг 2ω частотага оид n_{22} синдириш кўрсаткичи киради. Магнит майдонининг кучланганлиги учун ҳам худди шундай ифодаларни ёзиш мумкин. 41.11- расмда k_{12}, $2k_{21}$, k_{22} векторлар ингичка стрелкалар билан тасвирланган.

Бундан кейинги мулоҳазаларнинг маъноси номаълум A^r, A^d, k_{22}, k_{12} катталикларни маълум бўлган B, k_{21} катталикларга чегаравий шартлар асосида боғлашдан иборат. Чизиқли оптикада ҳам худди шундай қилинади (қ. XXIII боб), лекин у ҳолда *1* муҳитдан тушаётган тўлқиннинг амплитудаси ва тўлқин вектори маълум катталик бўлади. Чизиқли бўлмаган оптикада қайтган ва синган тўлқинлар чизиқли бўлмаган қутбланиш натижасида пайдо бўлади ва шунинг учун берилган катталик синдирувчи муҳит ичидаги майдон ифодасига киради.

Истаган чегаравий шартни (237.1), (237.2) ифодаларга кирган ва $z = 0$ ажратиш чегараси учун ҳисобланадиган экспоненциал

функцияларнинг қуйидаги баъзи чизиқли комбинацияларининг нолга айланишига келтириш мумкин, албатта:

$$C_1 \exp(i k_{12x} x) + C_2 \exp(i k_{22x} x) + C_3 \exp(2 i k_{21x} x) = 0.$$

Экспоненциал функциялар чизиқли эркли бўлгани сабабли бундай тенглик x нинг истаган қийматида учала экспонентанинг кўрсаткичлари тенг бўлган, яъни

$$k_{22x} = k_{12x} = 2k_{21x} \qquad (237.4)$$

бўлганда ва фақат шу ҳолда айнан тўғри бўлади, бошқача айтганда тўлқин векторларининг тангенциал ташкил этувчилари тенг бўлиши керак. 41.11-расмдаги k_{22}, $2k_{21}$, k_{12} векторларнинг учларини бирлаштирувчи вертикал пунктир тўғри чизиқ Ox ўқдан умумий тангенциал ташкил этувчи ажратади. Бундай муносабатлар ω частотали тўлқинларнинг тўлқин векторлари учун ҳам тўғри бўлишини эслатиб ўтамиз. (237.4) тенгликлар қайтиш ва синишнинг геометрик қонунларини ифодалайди; уларни 41.11-расмда кўрсатилган бурчаклардан фойдаланиб қуйидагича ёзиш мумкин:

$$n_{22} \sin \psi_2 = n_{12} \sin \varphi_2 = n_{21} \sin \psi = n_{11} \sin \varphi. \qquad (237.5)$$

(237.5) даги охирги тенглик ω частотали тўлқиннинг синиш қонуни бўлиб, $n_{11} = n_1(\omega)$.

Агар *1* муҳит дисперсиясига эга ($n_{12} \neq n_{11}$) бўлса, иккинчи гармониканинг φ_2 қайтиш бурчаги φ тушиш бурчагига тенг бўлмайди:

$$\sin \varphi_2 = \frac{n_{11}}{n_{12}} \sin \varphi \qquad (237.6)$$

ва нормал дисперсия ($n_{12} > n_{11}$) учун 41.11-расмда кўрсатилишича, $\varphi_2 < \varphi$ бўлади. Шундай қилиб, баён қилинган назария параграфнинг бошида айтиб ўтилган фактлардан бирини изоҳлаб беради. Аниқ қилиб ўтказилган ўлчашлар (237.6) даги қайтиш қонунини миқдорий томондан ҳам тасдиқлайди. $n_{12} - n_{11} = \Delta n_1$ айирма кичик бўлгани учун (237.6) тенгликни тахминан қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\varphi_2 - \varphi \approx -\frac{\Delta n_1}{n_{11}} \operatorname{tg} \varphi. \qquad (237.7)$$

Ҳавода $\Delta n_1 \sim 10^{-5}$ бўлиб, φ_2 билан φ ўртасидаги фарқни эътиборга олмаса ҳам бўлади. Агар чизиқли бўлмаган муҳитни дисперсияси катта бўлган суюқликка (бензол, углерод сульфид) жойлаштирсак, $\Delta n_1 \sim 10^{-1}$ бўлади ва $\varphi = 45°$ бўлганда $\psi_2 - \varphi$ айирма бир неча градус бўлади, яъни сезиларли катталик бўлади.

Бирламчи ва иккиламчи тўлқинларнинг ψ ва ψ_2 синиш бурчаклари ҳам синдирувчи муҳит синдириш кўрсаткичининг дисперсияси натижасида бир-биридан фарқ қилади:

$$\sin \psi_2 = \frac{n_{21}}{n_{22}} \sin \psi = \frac{n_{11}}{n_{22}} \sin \varphi. \qquad (237.8)$$

Нормал дисперсияда ($n_{22} > n_{21}$ бўлганда) $\psi_2 < \psi$ бўлиб, векторларнинг 41.11-расмдаги жойлашиши шунга мос келади.

$\boldsymbol{k}_{22}$, $2\boldsymbol{k}_{21}$ векторларнинг устма-уст тушмаслиги 2 муҳитда майдон амплитудасининг бу муҳитда тарқалаётган иккита тўлқин интерференцияси натижасида пайдо бўлган осцилляцияси мавжуд эканлигини билдиради. Агар (237.4) тенгликларни эътиборга олсак, (237.2) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$[(\boldsymbol{A}^d + \boldsymbol{B}) \exp[{}^1/_2 i\Delta kz] - 2i\boldsymbol{B} \sin({}^1/_2 \Delta kz)] \times$$
$$\times \exp\{-i[2\omega t - {}^1/_2 (\boldsymbol{k}_{22} + 2\boldsymbol{k}_{21})\boldsymbol{r}]\}, \quad (237.9)$$

бу ерда тўлқин векторларининг z ўқдаги компоненталарининг айирмаси $\Delta k = k_{22z} - 2k_{21z}$ билан белгиланган. $\Delta n_2 = n_{22} - n_{21}$ нинг кичик эканлигини эътиборга олиб, k_{22z}, k_{21z} ларни ψ бурчак орқали ифодаласак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\Delta k = \frac{2\omega}{c}\left[\sqrt{n_{22}^2 - n_{21}^2 \sin^2\psi} - n_{21}\cos\psi\right] \approx \frac{4\pi}{\lambda}\frac{\Delta n_2}{\cos\psi}. \quad (237.10)$$

Δk нинг (237.10) ифодасини $\sin\left(\frac{1}{2}\Delta kz\right)$ га қўйиш 236-§ да интуицияга асосланган мулоҳазалар ёрдамида топилган натижани беради. Шундай қилиб, 2 муҳитда иккита тўлқиннинг мавжудлиги 236-§ даги тасаввурларга биноан чизиқли бўлмаган муҳитнинг турли қатламларидан чиққан иккиламчи тўлқинларнинг интерференциясига эквивалент бўлади.

Чегаравий шартлардан тўлиқ фойдаланиш $\boldsymbol{A}^r$, $\boldsymbol{A}^d$ ларни ҳисоблаш имкониятини беради. Ҳиссбнинг кўрсатишича, иккинчи гармоника қайтган тўлқинининг амплитудаси $|\boldsymbol{B}|$ га қараганда тахминан $(n_{22} + n_{21})/(n_{22} - n_{21})$ марта кам, бу эса ўлчаш натижалари ва параграфнинг бошида айтилган сифатга оид мулоҳазаларга тўғри келади. Бундан ташқари, $|\boldsymbol{B}|$ ўз навбатида $|\boldsymbol{A}^d + \boldsymbol{B}|$ дан шунча марта катта, демак, (237.9) ифодадаги $\sin\left(\frac{1}{2}\Delta kz\right)$ ли ҳад асосий бўлиб қолади. Демак, синган тўлқинга нисбатан чегаравий масалани ечишга асосланган тўлиқ муҳокама 236-§ даги элементар муҳокамани оқлар экан.

Қайтган ёруғликдаги иккинчи гармоникани кучли ютувчи муҳитларда, масалан, металларда кузатиш айниқса қизиқарли, чунки бу кузатишлар бундай муҳитларнинг қувватли электромагнитик майдон билан ўзаро таъсирлашишини ўтаётган тўлқин билан ишлаш қийин бўлган бу ҳолда ўрганиш имкониятини беради.

238-§. Чизиқли бўлмаган параметрик ҳодисалар

236-§ да квадратик чизиқли эмасликка эга бўлган муҳитда тарқалаётган ω_2, ω_3 частотали иккита ясси монохроматик тўлқин (236.7) кўринишда

$$A_2A_3\cos[(\omega_3-\omega_2)t-(k_3-k_2)r] \qquad (238.1)$$

қутбланиш уйғотиши ва бу қутбланиш $\omega_3-\omega_2$ частота билан ($\omega_3>\omega_2$ деб фараз қиламиз) ўзгариши аниқланган эди. Муҳитга худди шундай $\omega_1=\omega_3-\omega_2$ частотага эга бўлган яна битта тўлқин юборайлик:

$$A_1\cos(\omega_1 t-k_1 r);\ \omega_1=\omega_3-\omega_2. \qquad (238.2)$$

У ҳолда чизиқли бўлмаган (238.1) қутбланиш майдонни ω_1 частотада кучайтиради ёки сусайтиради. Иккинчи томондан, чизиқли бўлмаган қутбланишнинг қуйидаги кўринишдаги ташкил этувчилари ҳосил бўлади:

$$A_1A_3\cos[(\omega_3-\omega_1)t-(k_3-k_1)r];$$
$$A_1A_2\cos[(\omega_1+\omega_2)t-(k_1+k_2)r] \qquad (238.3)$$

ва булар мос равишда ω_2, ω_3 частоталарга эга бўлган тўлқинларни кучайтиради ёки сусайтиради. Шундай қилиб, чизиқли бўлмаган муҳитда частоталари ўзаро қуйидаги

$$\omega_1+\omega_2=\omega_3 \qquad (238.4)$$

муносабат билан боғланган учта тўлқиннинг тарқалиши натижасида улар ўртасида энергия алмашади ва энергия алмашиш йўналиши амплитудаларнинг нисбати ва фазалар фазовий қисмларининг айирмалари билан аниқланади. Равшанки, максимал эффект

$$k_1+k_2=k_3 \qquad (238.5)$$

тенглик бажарилганда пайдо бўлиб, бу тенглик фазаларнинг фазовий қисмлари ўртасидаги муносабатнинг бутун муҳитда сақланишини ва тўлқинлар ўртасидаги энергия алмашиш эффектининг фазода тўпланишини таъминлайди. (238.5) муносабат *фазовий синфазалликнинг вектор шарти* деб аталади.

Тўлқинлардан бири, масалан, энг юқори ω_3 частотали тўлқин қолган икки тўлқинга нисбатан анча катта амплитудага эга бўлган ҳолни кўриб чиқамиз. У ҳолда *3* тўлқиннинг энергияси *1* ва *2* тўлқинларга узатилиши керак, яъни улар *3* тўлқиннинг энергияси ҳисобига кучайиши керак. 1965 йилда кашф қилинган (С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов ва ҳамкорлари, Жердмейн, Миллер) бу ҳодиса *ёруғликнинг параметрик кучайтирилиши** деб аталади.

Синдириш кўрсаткичининг дисперсияси нормал бўлган изотроп муҳитларда (238.5) шартни ҳатто бир йўналишли тўлқинлар учун ҳам бажариш мумкин эмас. Бу шарт k_1, k_2, k_3 векторларнинг йўналишлари турлича бўлганда ҳам бажарилмайди. Юқорида айтилганлар $|k_3|>|k_2|+|k_1|>|k_2+k_1|$ тенгсизликлардан келиб чи-

* Ҳодисанинг бундай номи уни муҳитнинг қувватли *3* тўлқин билан чизиқли бўлмаган ўзаро таъсири натижасида муҳитнинг оптик параметрлари (синдириш кўрсаткичи, диэлектрик сингдирувчанлиги) ω_3 частота билан модуляцияланиши оқибати деб ҳисоблаш туфайли келиб чиққан.

қади, улардан биринчисини исботлаш осон (қ. 259- машқ), иккинчиси эса ўз-ўзидан аниқ. Лекин *1*, *2*, *3* тўлқинлар сифатида оддий ва ғайри оддий тўлқинлардан фойдаланилганда анизотроп кристалларда синфазалик шартини иккинчи ва учинчи гармоникаларнинг генерациясига нисбатан аниқлангандай (қ. 236-§) қониқтириш мумкин. Масалан, калий дигидрофосфат (KH_2PO_4) нинг бир ўқли кристали учун қуйидаги шартларни бажариш мумкин бўлиб,

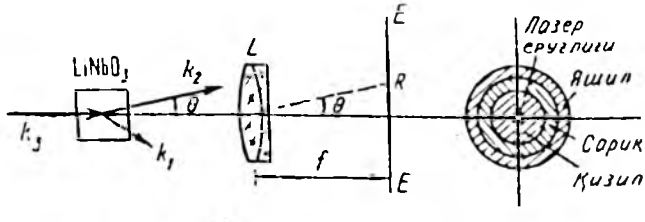
$$\boldsymbol{k}_1^o + \boldsymbol{k}_2^o = \boldsymbol{k}_3^e, \quad \boldsymbol{k}_1^o + \boldsymbol{k}_2^e = \boldsymbol{k}_3^e, \tag{238.6}$$

бу ерда o ва e индекслар оддий ва ғайри оддий тўлқинларни белгилайди. Чизиқли эмаслиги жуда катта бўлган бир ўқли $LiNbO_3$ кристали учун бу шартлардан фақат биринчисини бажариш мумкин.

Параметрик кучайтиришнинг эффективлиги уйғотувчи тўлқиннинг амплитудасига пропорционал бўлади, бу ҳол A_3 нинг биринчи даражаси кирган (238.1), (238.3) ифодалардан кўринади. *3* тўлқиннинг қуввати $5 \cdot 10^6$ Вт/см^2 бўлганда KH_2PO_4 ва $LiNbO_3$ ларнинг кучайтириш коэффициентларининг қийматлари мос равишда 0,05 см$^{-1}$ ва 0,5 см$^{-1}$ га тенг.

Квант тасаввурлари нуқтаи назаридан *3* тўлқин энергиясининг *1* ва *2* тўлқинларга узатилиш процессини $\hbar\omega_3$ фотоннинг иккита $\hbar\omega_1$, $\hbar\omega_2$ фотонга «парчаланиши» деб талқин этилиб, (238.4) муносабат энергия сақланишининг ҳар бир элементар парчаланиш актида бажариладиган $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$ қонунини ифодалайди.

Тажриба қувватли тўлқиннинг фотони *1*, *2* тўлқинлар бўлмаганда ҳам, яъни ўз-ўзидан, спонтан равишда парчаланишини кўрсатади. Тажрибанинг схемаси 41.12- расмда кўрсатилган. Лазер ёруғлигининг, масалан, аргон лазери ёруғлигининг ($\lambda = 0{,}5$ мкм) параллел дастаси литий ниобат кристалига тушади. Кристаллдан чиқаётган нурланиш L линзанинг фокал текислигида жойлашган EE экранда кузатилиб, экран текислигидаги R радиусли айланага система ўқи билан кристаллдан чиқаётган ёруғликнинг тарқалиш йўналиши орасидаги $\theta = \operatorname{arctg}(R/f)$ бурчак тўғри келади. Кристалл бўлмаганда экранда лазер дастасининг фокусланишига мос келадиган битта ёрқин нуқта кўринади, холос. Кристалл бўлганда эк-



41.12- расм. Параметрик люминесценцияни кузатиш тажрибасининг схемаси.

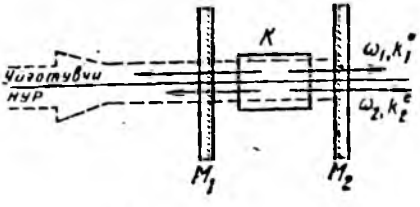
Кристаллнинг қиррасида синиш эътиборга олинмаган.

раннинг бурчакли ўлчамлари тахминан 10° бўлган доиравий соҳаси 41.12- расмнинг ўнг томонида схематик кўрсатилгандек ёритилган бўлади. Доиранинг маркази қизил ёруғлик билан ёритилган бўлиб, ўқдан узоқлашган сари тўлқин узунлиги камаяди ва доиранинг ранги бора-бора сариқ ва яшилга ўтади. Тўлқин узунлигининг доира радиуси бўйича ўзгаришини ўлчаш ёруғликнинг ўқ билан тарқалиш йўналиши орасидаги бурчак функцияси бўлган частотаси синфазаликнинг $\boldsymbol{k}_1^0 + \boldsymbol{k}_2^0 = \boldsymbol{k}_3^e$ вектор шарти томонидан белгиланадиган қийматларга аниқ тўғри келишини кўрсатади. $\hbar\omega_3$ фотоннинг парчаланишида пайдо бўлган иккиламчи тўлқинлар худди шу йўналишларда синфазали қўшилиши керак бўлгани учун юқорида айтилган мослик кристаллдан чиқаётган ёруғликнинг параметрик табиатга эга эканлигининг ишончли далили бўлади. Бошқа заиф тўлқиннинг частотаси спектрнинг инфрақизил соҳасида жойлашган бўлиб, бу қурилмада қайд қилинмайди.

Юқорида таърифланган ҳодиса 1967 йилда кашф этилган бўлиб, *параметрик люминесценция* ёки *ёруғликнинг уч фотонли спонтан параметрик сочилиши* деб аталади.

Квант тасаввурлари нуқтаи назаридан параметрик кучайтириш параметрик люминесценциянинг стимуллаштирилган аналоги бўлади, яъни *1*, *2* тўлқинларнинг мавжудлиги $\hbar\omega_3$ фотоннинг парчаланиш эҳтимоллигини бу тўлқинларнинг интенсивлиги қанча катта бўлса, шунча кўп даражада кўпайтиради. Бошқа сўз билан айтганда, параметрик кучайтириш билан параметрик люминесценция ўртасидаги муносабат уйғонган квант системаларнинг фотонни мажбурий ва спонтан чиқариши ўртасидаги муносабатга ўхшаш бўлади. Мажбурий радиацион процесснинг спонтан аналоги мавжуд эканлиги юқорида кўрилган процесслар учун специфик эмас, лекин нурланишнинг квант назариясида умумий тезис эканлигини таъкидлаб ўтиш зарур.

Параметрик кучайтириш *ёруғликнинг параметрик генераторларини* вужудга келтириш учун физик асос бўлади. Бундай генераторнинг принципиал схемаси 41.13- расмда кўрсатилган. Ясси M_1 ва M_2 кўзгулардан тузилган резонаторга чизиқли бўлмаган K кристалл жойлаштирилиб, бу кристалл кўзгуларга перпендикуляр тарқалаётган тўлқинлар учун синфазаликнинг $\boldsymbol{k}_1^0 + \boldsymbol{k}_2^0 = \boldsymbol{k}_3^e$ ёки $\boldsymbol{k}_1^0 + \boldsymbol{k}_2^e = \boldsymbol{k}_3^e$ шарти бажариладиган қилиб кесиб олинган бўлади. Параметрик генерация ҳосил қилиш учун ёқутли ёки неодимли лазернинг иккинчи (ёки учинчи) гар-



41.13- расм. Ёруғликнинг параметрик генераторининг схемаси.

моникасининг M_1 кўзгу орқали синфазали йўналишда ўтаётган нурланишидан фойдаланилади. M_1, M_2 кўзгулар ω_1, ω_2 тўлқинлар учун юқори қайтариш коэффициентларига эга бўлиб, шу билан бирга M_1 кўзгу уйғотувчи нурланиш учун шаффоф бўлиши керак. Уйғотиш даражаси етарлича юқори бўлганда параметрик кучайтириш кўзгулардан тўла қайтмаслик, кристаллдаги ютилиш ва бошқалар натижасидаги исрофлардан катта бўлади ва ω_1, ω_2 частотали когерент нурланиш пайдо бўлади. Уйғотувчи нурланишнинг бўсағa қувватлари тахминан бир неча МВт/см^2 га тенг.

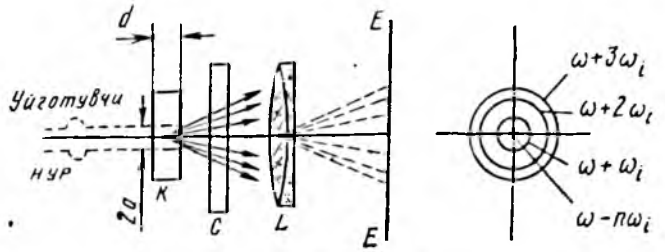
Кристалл вазиятининг ўзгариши (ёки унинг температурасининг ўзгариши, ёки кристаллга ўзгармас электр майдони билан таъсир қилиниши) натижасида синфазалик шарти бажарилаётган частоталар кўзгуларга перпендикуляр бўлган максимал асллик йўналишида силжийди ва натижада генерацияланаётган нурланишнинг ω_1, ω_2 частоталари ўзгаради. Шундай қилиб, ёруғликнинг параметрик генераторлари частотаси силлиқ ўзгартириладиган қувватли когерент нурланиш ҳосил қилиш имкониятини беради.

Люминесценция, кучайтириш ва генерациялашнинг параметрик ҳодисаларида учта ω_1, ω_2, ω_3 частотали фотонлар қатнашди. Кўпфотонли (тўрт, беш, олти фотонли ва ҳоказо) мураккаб параметрик процесслар ҳам маълум.

239-§. Ёруғликнинг мажбурий комбинацион сочилиши

Сочилган ёруғлик спектрида тушаётган ёруғликдан частота бўйича молекулалар ичидаги тебранишларнинг ω_i частоталарига тенг катталикларга фарқ қилувчи чизиқлар мавжудлиги 162-§ да аниқланган эди. Когерент бўлмаган нурланиш манбаларига хос бўлган қиёсан кичик ёритилганликлар учун комбинацион сочилишнинг интенсивлиги жуда кам: ҳаттоки жуда кучли чизиқлар (бензол учун $\Delta\nu = \omega_i/2\pi c = 992$ см$^{-1}$ ва нитробензол учун 1345 см$^{-1}$) учун 1 см^3 га сочилган ёруғлик оқими уйғотувчи оқимнинг 10^{-6}—10^{-7} қисмини ташкил қилади. Ёритилганлик 10^8—10^9 Вт/см^2 га тенг бўлганда (бунга қувватли импульс лазерлари ёрдамида эришиш мумкин), сочилган оқимнинг ҳиссаси кескин ўсади ва бир неча ўн процентга етади. Интенсивликнинг бундай ортиши комбинацион сочилишнинг барча чизиқларига эмас, балки интенсивлиги энг катта бўлган чизиқларигагина тааллуқли бўлади. Частоталари $\omega \pm \omega_i$ га тенг биринчи тартибли чизиқлардан ташқари, юқорироқ тартибли чизиқлар ($\omega \pm 2\omega_i$, $\omega \pm 3\omega_i$ частоталар) ҳам пайдо бўлади. Ниҳоят, сочилиш яққол кўринадиган йўналтирилган характерга эга бўлади.

Тажрибанинг схемаси 41.14-расмда кўрсатилган. Лазер нурланишининг дастаси сочувчи K модда орқали ўтади ва C светофильтр ёрдамида фильтрланади, натижада EE экранда фақат частотаси ўзгарган сочилган ёруғлик кузатилади. Экран ёритилганлигининг



41.14-расм. Мажбурий комбинацион сочилишни кузатиш тажрибасининг схемаси.

тақсимоти 41.14-расмнинг ўнг томонида схематик равишда кўрсатилган. Уйғотувчи дастанинг йўналишига мос бўлган ўқдаги нуқта яқинида Стокс нурланиши ($\omega - n\omega_i$, $n = 1, 2 \ldots$) тўпланган. Антистокс компоненталар ($\omega + n\omega_i$) концентрик ҳалқалар тарзида жойлашган бўлиб, бу ҳалқаларнинг радиуслари частота силжишининг ўсиши билан ортади. Антистокс компоненталар уйғотувчи дастанинг йўналиши бўйичагина кузатилиб, Стокс компоненталари эса қарама-қарши йўналишда ҳам тарқалиши мумкин.

Уйғотишнинг юқори даражаларидаги комбинацион сочилишнинг айтиб ўтилган хусусиятлари суюқликларда ҳам, кристалларда ҳам бўлади. Газларда фарқ бурчак тақсимотида бўлади — антистокс сочилиши амалда лазер дастасининг йўналишида бўлади, яъни ҳалқалар кузатилмайди. Уйғотишнинг юқори даражаларидаги комбинацион сочилиш билан бирга ўз-ўзини фокуслаш, Мандельштам—Бриллюэн мажбурий сочилиши, ёруғлик импульслари спектрининг бузилиши ва бошқалар каби чизиқли бўлмаган ҳодисалар ҳам кузатилади. Шунинг учун кузатиш натижалари тажриба ўтказиладиган шароитларга (уйғотувчи импульснинг давом этиш вақтига, бу импульснинг фокусланиш даражаси ва ўрнига, дастанинг кўндаланг кесимидаги ёритилганликнинг тақсимотига ва шунга ўхшашларга) кўп боғлиқ бўлади ва юқорида тасвирланган манзара ҳодисанинг асосий хоссаларинигина ўз ичига олади.

Тажрибадан топилган ва сочилган ёруғлик ҳиссасининг катталикнинг бир неча тартибига кўпайишидан иборат асосий фактни тушунтириш учун нурланишнинг квант назариясидаги умумий қоидани, яъни истаган радиацион процесснинг стимуллаштирилган аналоги мавжуд эканлиги тўғрисидаги умумий қоидани эътиборга олиш керак*. Уйғотиш интенсивлиги кам бўлганда юз берадиган комбинацион сочилиш уйғотувчи ёруғликнинг $\hbar\omega$ фотони йўқолганда $\hbar\omega_s (\omega_s = \omega - \omega_i)$ фотоннинг спонтан чиқарилишидан иборат.

* Бу фикр параметрик люминесценция ва параметрик кучайтиришни баён этишда ҳам айтиб ўтилган эди (238- §).

Спонтанли комбинацион сочилишнинг ҳажм бирлигига нисбатан олинган ва ҳамма йўналишлар бўйича жамланган Φ_s оқими модданинг уйғотувчи Φ_s нурланиш томонидан вужудга келтириладиган I ёритилганлигига пропорционал бўлади:

$$\Phi_s = CI, \tag{239.1}$$

бу ерда C — модданинг сочувчи қобилиятини характерловчи ва ўлчамлиги $см^{-1}$ бўлган пропорционаллик коэффициенти, чунки $[\Phi_s] = Вт/см^3$, $[I] = Вт/см^2$. Экспериментал маълумотларга мувофиқ, комбинацион сочилишнинг энг интенсив чизиқлари учун $C \approx 10^{-6} - 10^{-7}$ $см^{-1}$.

Спонтанли комбинацион сочилишнинг *мажбурий комбинацион сочилиш* (ёки қисқача МКС) деб аталадиган стимуллаштирилган аналоги ҳам $\hbar\omega$ фотоннинг йўқолиб, $\hbar\omega_s$ фотоннинг чиқарилишидан иборат бўлади, лекин бу процесснинг эҳтимоллиги уйғотувчи нурланиш оқимининг I зичлигига ҳам, сочилган нурланиш оқимининг I_s зичлигига ҳам пропорционал бўлади. Бу процесс туфайли частотаси ω_s бўлган сочилган нурланиш сочувчи муҳитда экспоненциал қонунга мувофиқ кучайиб, бу кучайиш ёруғликнинг сатҳлари инверс бандликли муҳитда Эйнштейн топган мажбурий чиқариш натижасида кучайишига ўхшаш бўлади (қ. 223- §).

Охирги ҳолдаги каби МКС ни сочилган ёруғликнинг узунлик бирлигида α_s кучайиш коэффициенти билан характерлаш қулай бўлади. Мажбурий чиқариш ҳолидагидек мулоҳаза юритиб, кучайтириш коэффициентини ёруғликнинг спонтанли комбинацион сочилишининг спектрал зичлиги орқали ифодалаш мумкин. Соддагина ҳисоб α_s нинг қуйидагича ифодаланишини кўрсатади (қ. 260-машқ):

$$\alpha_s = \frac{3}{4\pi} \frac{\lambda_s^2 CI}{\Gamma\hbar\omega_s}, \tag{239.2}$$

бу ерда λ_s ва Γ — комбинацион сочилиш чизиғининг тўлқин узунлиги ва спектрал кенглиги. Ёқутли лазер нурланиши бензолда ($\lambda = 694$ нм, $\lambda_s = 750$ нм, $\Gamma = 0{,}25 \cdot 10^{12}$ $с^{-1}$, $C = 10^{-6}$ $см^{-1}$, $I = 10^9$ $Вт/см^2$) сочилган ҳолда кучайтириш коэффициентининг қийматини баҳолаш натижасида $\alpha_s = 20$ $см^{-1}$ эканини топамиз. Бу эса кўрсатилган шароитларда комбинацион сочилиш $d = 1$ см узунликда $\exp(\alpha_s d) = \exp(20) = 10^{8{,}6}$ марта кучайишини, яъни интенсивлик бўйича уйғотувчи нурланиш билан тенглашиши мумкинлигини билдиради.

Шундай қилиб, $\hbar\omega_s$ фотонларнинг мажбурий чиқарилиши натижасида сочилган нурланишнинг интенсивлиги катталикнинг кўп тартибига қадар ортиши мумкин бўлиб, бу эса сочилган ёруғлик интенсивлигининг аномал катта бўлишини изоҳлаб беради.

Уйғотувчи нурланиш интенсивлигининг кучайтиришни яққол кузатиш учун зарур бўлган қийматларига қувватли квант генераторлари ёрдамида эришиш мумкин. Шунинг учун МКС тажрибада

фақат 1962 йилда (Вудбёри, Нг) модулланган асллиликка эга бўлган лазерлар яратилгандан сўнг кузатилган эди, вахоланки сочилган нурланишнинг кучайиши мумкинлиги назарий равишда 30-йиллардаёқ аниқланган эди. Лекин уйғотувчи нурланиш интенсивликларининг талаб қилинадиган қийматлари реал эмас бўлиб кўрингани учун бу ҳодисага жиддий эътибор берилмаган эди.

Сочилган ёруғликнинг кучайтирилиши ҳақида айтилганларнинг хаммаси Стокс компонентасига тааллуқли эди. Антистокс сочилиш Стокс сочилишига тескари процесс бўлгани учун интенсивлик кучаяди эмас, балки сусаяди. Қуьватли антистокс нурланишининг пайдо бўлиш сабаби бошқача бўлади ва уни аниқлаш учун комбинацион сочилиш табиати ҳақидаги 162-§ да баён қилинган классик тасаввурларга асосланиш мақсадга мувофиқ. Классик тасаввурларга мувофиқ, комбинацион сочилиш молекулалар қутбланувчанлигининг улар ядролари тебраниш натижасида модулланиши оқибатида вужудга келади. Соддалик учун икки атомли молекулани кўриб чиқамиз ва ядролар ўртасидаги масофанинг ўзининг мувозанат қийматига нисбатан ўзгаришини ξ билан белгилаймиз. Молекуланинг ёруглик тўлқини майдони томонидан индукцияланган диполь моменти қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$p = (\alpha_0 + \mu\xi)E, \qquad (239.3)$$

бу ерда α_0 — молекуланинг ядролар мувозанат ҳолатда бўлгандаги ($\xi = 0$) қутбланувчанлиги бўлиб, $\mu\xi$ ҳад ядролар силжишининг электрон қобиқнинг ҳолатига, унинг қутбланишга бўлган қобилиятига кўрсатадиган таъсирини билдиради. Агар E — частотаси ω га тенг бўлган монохроматик тўлқин майдони бўлса, ядроларнинг гармоник қонун ($\xi \sim \cos\omega_i t$) бўйича тебраниши оқибатида диполь моментининг $\omega \pm \omega_i$ частоталар билан тебранувчи ташкил этувчилари пайдо бўлади, булар эса $\omega \pm \omega_i$ частотали нурланишни, яъни ёруғликнинг комбинацион сочилишини вужудга келтиради.

Механиканинг умумий қонунларидан иккита системанинг (бу ҳолда электрон қобиқ билан ядроларнинг) ўзаро таъсирлашиши икки томонлама эканлиги ва, демак, ядролар ҳолатининг ўзгариши натижасида электрон қобиқнинг тебранишлари ўзгариши кераклиги маълум. Ҳақиқатан ҳам, индукцияланган диполнинг потенциал энергияси $U(\xi) = -\frac{1}{2}(\alpha_0 + \mu\xi)E^2$ га тенг ва майдон томонидан қутблантирилган электрон қобиқ ядроларга $F = -\frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{1}{2}\mu E^2$ куч билан таъсир қилади. Шунинг учун Ньютоннинг ядролар тебранишини таърифлайдиган тенгламаси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\ddot{\xi} + \Gamma_i\dot{\xi} + \omega_i^2\xi = \frac{\mu}{2m}E^2, \qquad (239.4)$$

бу ерда m — ядроларнинг келтирилган массаси, Г катталик тебранишларнинг сўнишини характерлайди ва комбинацион сочилиш

чизиғининг спектрал кенглигига тенг. Шундай қилиб, молекуланинг электрон қобиғи ядроларнинг тебраниши натижасида модулланибгина қолмай, балки ўзи ҳам ёруғлик тўлқини майдони томонидан қутбланиш натижасида ядроларга таъсир қилиб уларнинг тебраниш амплитудаларини кўпайтиради.

Сочувчи муҳитдаги E майдонни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$E = A\cos(\omega t + \varphi) + A_s\cos(\omega_s t + \varphi_s), \qquad (239.5)$$

бу ерда биринчи ҳад уйғотувчи нурланишни, иккинчи ҳад эса сочилган нурланишни тавсифлайди. (239.4) тенгламадаги E^2 га пропорционал бўлган мажбур қилувчи куч $\omega - \omega_s = \omega_i$ частота (ядроларнинг тебранишига нисбатан резонанс частотаси бўлиб, шунинг учун асосий роль ўйнайдиган частота) билан ўзгарадиган ташкил этувчига эга. Ядроларнинг кучнинг резонанс қисми таъсиридаги мажбурий тебранишларини ҳисоблаб топиш қийин эмас (қ. 261-машқ):

$$\xi = \xi_0 \sin[\omega_i + \varphi - \varphi_s[, \quad \xi_0 = \frac{\mu A A_s}{2m\Gamma\omega_i}. \qquad (239.6)$$

Бу ифодадан тебранишларнинг ξ_0 амплитудаси AA_s га пропорционал эканлиги, яъни уйғотувчи нурланишнинг ва Стокс сочилишининг майдонлари молекула ядроларининг резонанс равишда тебрана бошлашига олиб келади. Ядроларнинг индукцияланган тебранишлари эса ўз навбатида молекула қутбланувчанлигининг модуляцияси янада катта бўлишига, Стокс нурланишининг кучайишига ва диполь моментида янги спектрал компонентларнинг пайдо бўлишига олиб келади. Ҳақиқатан ҳам, (239.6) даги ξ ни (239.3) ифодага қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$p = (\alpha_0 + \mu\xi)E = \alpha_0 E + p_s + p_\omega + p_{as} + p_{ss}, \qquad (239.7)$$

бу ерда қуйидаги белгилар киритилган:

$$p_s = -\frac{1}{2}\mu\xi_0 A\sin(\omega_s t + \varphi_s);\ p_\omega = \frac{1}{2}\mu\xi_0 A_s\sin(\omega t + \varphi);$$

$$p_{as} = \frac{1}{2}\mu\xi_0 A\sin[(2\omega - \omega_s)t + 2\varphi - \varphi_s];$$

$$p_{ss} = -\frac{1}{2}\mu\xi_0 A_s\sin[(2\omega_s - \omega)t + 2\varphi_s - \varphi].$$

p диполь моментининг бешта ташкил этувчисидан ҳар бири содда физик маънога эга. $\alpha_0 E$ ҳад муҳитнинг $D = (1 + 4\pi N\alpha_0)E$ индукцияни белгилайдиган «чизиқли» қутбланишга мос келади. ω_s частота билан тебранаётган p_s ташкил этувчи эса Стокс нурланишининг кучайтирилишини таърифлайди: $E_s = A_s\cos(\omega_s t + \varphi_s)$ майдоннинг вақт бирлигидаги иши $W_s = p_s E_s$ га тенг ва унинг тебранишларнинг $2\pi/\omega_s$ даври давомидаги ўрта қиймати қуйидагига тенг:

$$\overline{W}_s = \frac{1}{4}\frac{\mu^2 A^2 A_s^2}{8m\Gamma\hbar\omega_i}\hbar\omega_s.$$

$\overline{W}_s$ қийматининг манфийлиги E_s майдон энергиясининг кўпайишини ёки майдоннинг кучайишини билдириши аниқ бўлиб, $\overline{W}_s$ эса A_s^2 ва A^2 ларга пропорционал. Шундай қилиб, классик назарияда p_1 ҳад юқорида квант назарияси тилида муҳокама қилинган мажбурий комбинацион сочилишни тавсифлайди.

Уйготувчи тўлқин майдонининг иши p_ω ҳад билан аниқланади ва қуйидагига тенг:

$$\overline{W}_\omega = \frac{\mu^2 A^2 A_s^2}{8m\Gamma\hbar\omega_i}\hbar\omega.$$

Демак, уйғотувчи нурланиш мусбат иш бажариб, бу ишнинг бир қисми Стокс сочилишини кучайтиришга сарфланади. Ишнинг $\overline{W}_\omega + \overline{W}_s \infty \hbar(\omega - \omega_s) = \hbar\omega_i$ га тенг бўлган қолган қисми эса молекулани уйғотишга, яъни молекуланинг уйғотилган тебранма ҳолатга ўтишига сарфланади.

Диполь моментининг p_{as} ва p_{ss} ташкил этувчиларининг хусусиятлари шундан иборатки, улар тебранишларининг

$$2\omega - \omega_s = \omega + \omega_i = \omega_{as},$$
$$2\omega_s - \omega = \omega_s - \omega_i = \omega_{ss}$$

частоталари (239.5) ифода билан тавсифланадиган майдон частоталаридан фарқ қилади: ω_{as} ва ω_{ss} частоталар мос равишда антистокс сочилиши ва иккинчи тартибли Стокс сочилишининг частоталаридир. Демак, уйғотувчи ёруғлик ва Стокс сочилиши (жуда кўп марта кучайтирилган) ядролар тебранишини индукциялаб, муҳитда частоталари ω_{as}, ω_{ss} бўлган тўлқинлар чиқариши керак бўлган диполлар тўпламини ҳосил қилади. Сочилган ёруғликдаги биринчи антистокс ва иккинчи Стокс компоненталари қувватининг катта бўлишининг сабаби ана шундадир.

Иккинчи Стокс компонентаси пайдо бўлишининг юқорида кўрсатилгандан бошқи сабаби ҳам бор: биринчи Стокс компонентаси катта қувватга эга бўлади ва ω_i қадар камайган частота, яъни $\omega_s - \omega_i = \omega - 2\omega_i = \omega_{ss}$ частота билан сочилиш натижасида уйғотувчи нурланиш вазифасини ўтай бошлайди. Каскадли сочилишнинг бундай процесси айниқса муҳим бўлади, чунки бу процессда биринчи Стокс компонентасининг кучайишига ўхшаш кучайиш юз беради.

Ядроларнинг мажбурий тебранишлари иккинчи Стокс ва биринчи антистокс компоненталарнинг нурланишини модуляциялаб, учинчи Стокс ва иккинчи антистокс компоненталарни ва ҳоказоларни вужудга келтиришини англаш қийин эмас. Сочилган ёруғлик спектрал компоненталари сонининг кўпайиш процесси энергия манбаи, яъни бошлангич лазер дастасидаги энергия запасининг чекли бўлиши туфайли чегараланади.

Антистокс сочилишининг йўналганлиги (қ. 41.14- расм) сочувчи муҳитнинг турли нуқталарида жойлашган p_{as} диполлар чиқараётган тўлқинлар ўртасидаги фаза муносабатлари билан изоҳланади, яъни лазер нурланиши (қ. 222- §), гармоникалар генерациялаш (қ. 236- §) ва параметрик люминесценция ҳамда кучайтириш (қ. 238- §) мисолларида кўрилган эффектларга ўхшаш интерференцион эффектдан иборат. Ҳар қандай интерференцион эффектга ўхшаш иккиламчи антистокс тўлқинлар қўшилишининг натижаси тажрибанинг геометрик шароитларига боғлиқ бўлади. Сочувчи муҳитнинг d қалинлигидаги кучайтириш катта деб қабул қилайлик ($\alpha_s d \gg 1$, бундай шарт МКС ни кузатиш учун зарур). Уйғотувчи дастанинг a радиуси Френелнинг $\alpha_s d$ га тенг номерли зонасининг радиусидан кичик, яъни $a^2 \ll \lambda d \alpha_s d$ бўлсин. p_{as} диполнинг $2\varphi - \varphi_s$ фазасини бу шароитларда анализ қилиш (қ. 262- машқ) шуни кўрсатадики, иккиламчи антистокс тўлқинлар нурланишнинг уйғотувчи тўлқиннинг тўлқин вектори билан қуйидаги ϑ бурчак ташкил этадиган йўналишларида синфазали бўлади:

$$\vartheta = \sqrt{2(k_s + k_{as} - 2k)/k_{as}}.$$

Синдириш кўрсаткичининг дисперсияси туфайли ϑ бурчак нолга тенг эмас ва сочилишнинг антистокс компонентлари учидаги бурчаги 2ϑ га тенг бўлган конуснинг ясовчилари бўйича максимал интенсивликка эга бўлади. Конденсацияланган муҳитларда ϑ бурчак бир неча градусга тенг (ёқутли лазердан фойдаланганда бензол учун $\vartheta = 2{,}0°$ га, нитробензол учун $\vartheta = 3{,}0°$ га тенг). Газлардан иборат муҳитларда синдириш кўрсаткичи бирдан жуда кам фарқ қилади, дисперсия жуда кичик бўлади ва антистокс сочилиш учун синфазалик йўналиши тажрибага мувофиқ уйғотувчи ёруғликнинг тарқалиш йўналиши билан деярли бир хил бўлади.

Шундай қилиб, мажбурий комбинацион сочилишни кузатишнинг параграфнинг бошида айтиб ўтилган асосий натижалари Стокс сочилишининг кучайиши тўғрисидаги ҳамда молекула ядроларининг уйғотувчи ва биринчи Стокс нурланишларининг таъсирида «тебрана бошлаши» натижасида пайдо бўладиган иккиламчи антистокс тўлқинларнинг интерференцияси тўғрисидаги тасаввурлар ёрдамида изоҳланади.

МАШҚЛАР

1. Ёруғликнинг қайтиш қонунини Ньютон ва Гюйгенс усули билан келтириб чиқаринг.

2. Агар Қуёш ёруглиги экранга жуда кичик тешик орқали ўтиб тушаётган бўлса, тешикнинг шакли қандай бўлишидан қатъи назар экранда Қуёшнинг тасвири (ёруғ доира, Қуёш тутилган вақтда эса ёруғ ёй) пайдо бўлади. Агар тешик катта бўлса, биз экранда тешикнинг тасвирини кўрамиз. Бунинг сабабини айтинг ва тешикнинг D ўлчами билан тешикдан экрангача бўлган h масофа ўртасидаги муносабатлар биринчи ва иккинчи ҳолда қандай бўлишини ҳисоблаб топинг (Қуёшнинг бурчакли диаметри $31',5 \approx 0{,}01$ радиан).

Жавоб: $D \geqslant h/100$, бунда тешикнинг тасвири ҳосил бўлади, $D \ll h/100$ — бунда манбанинг тасвири ҳосил бўлади; тешик жуда кичик бўлганда дифракциянинг таъсирини ҳисобга олиш керак.

3. Ёруғлик а) шишадан ҳавога; б) шишадан сувга ўтган вақтда тўла ички қайтиш юз бериши учун зарур бўлган чегаравий бурчакни ҳисоблаб топинг (шишанинг синдириш кўрсаткичи 1,51, сувнинг синдириш кўрсаткичи 1,33, ҳавоники 1,00).

Жавоб: а) $r = \arcsin 0{,}66$, $r \approx 42°$; б) $r = \arcsin 0{,}88$; $r \approx 62°$.

4. Фронти координата ўклари билан α, β, γ бурчаклар ташкил қилувчи чизиқ бўйича тарқалаётган ясси тўлқин тенгламасини тузинг.

Жавоб: $s = a \cos \dfrac{2\pi}{T}\left(t - \dfrac{x\cos\alpha + y\cos\beta + z\cos\gamma}{v}\right)$.

5. Чексиз ип нурлантираётган тўлқиннинг тенгламасини тузинг (цилиндрик тўлқин).

Жавоб: $s = \dfrac{a}{\sqrt{r}} \cos \dfrac{2\pi}{T}\left(t - \dfrac{r}{v}\right)$.

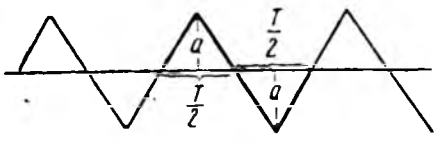
6. Монохроматик тўлқиннинг ифодасини кўрсаткичли функция кўринишида (комплекс кўринишда) ёзинг ва комплекс амплитудасининг физик маъносини аниқланг.

7. 1-расмда тасвирланган содда даврий функциянинг ифодасини ёзинг ва уни Фурье қаторига ёйинг.

8. Нима учун иккита камертон билан ўтказилган тажрибада модуляцияланган тебраниш учта тебранишга тахминан эквивалент деймиз, кўриб чиқилган назарий мисолда эса модуляцияланган тебранишга эквивалент бўлган учта монохроматик тебраниш ҳақида аниқ гапирамиз? Биринчи камертон товуши кучининг ўзгариш қонунига эътибор беринг.

Жавоб: Тажрибада модуляция қонуни $a = A(1 + \cos 2\pi mt)$дан фарқ қилади.

9. Камертон билан ўтказилган тажрибага ўхшаш тажрибани ўзгарувчан токнинг оддий частотомери билан ўтказиш мумкин. Шаҳар электр тармоғидаги ўзгарувчан ток 50 даврга эга. Шунинг учун токни бундай частотомер орқали ўтказсак, частотомер тилчасининг 50 даврга мос огишини кўрамиз. а) Агар токни



1- расм.

мунтазам равишда секундига уч марта узсак, частотомернинг реакцияси қандай бўлади? б) Токни номунтазам равишда узганда ёки кучини ўзгартирганда реакция қандай бўлади? Чиқарилган хулосаларни тажрибада текшириб кўринг.

Жавоб: а) 47, 50, 53 тилчалар вибрацияланади; б) кўп тилчалар тебранма ҳаракатга келиб, яна тўхтайди.

10. Манбанинг тайинли бир йўналишдаги B_l равшанлиги сон жиҳатдан (майдонча бу йўналишга перпендикуляр жойлашган) майдончанинг E ёритилганлигининг бу майдончадан манбанинг нурланаётган қисми кўринадиган Ω фазовий бурчакка бўлган нисбатига тенг, яъни $B_l=E/\Omega$ эканлигини исботланг.

Натижа. Манбанинг равшанлиги масофага боғлиқ эмас,

11. Ёруғлик чиқарувчи чексиз катта текисликдан R масофада бўлган ва бу текисликка параллел жойлашган S майдончанинг ёритилганлигини аниқланг, бунда текисликнинг нормал йўналишдаги равшанлиги B га тенг ва у Ламберт қонунига бўйсунади деб ҳисобланг.

Жавоб: $E=\pi B$.

Кўрсатма. Масалани 10-машққа асосланиб оддий ҳисоблаш йўли билан ечинг. Нима учун бу ҳолда ёритилганлик масофага боғлиқ эмаслигини физика нуқтаи назаридан изоҳлаб беринг.

12. Қуёшнинг равшанлиги $B=1{,}2\cdot10^9$ кд/м^2 бўлсин. Қуёш ёруғлигидан Ер юзида пайдо бўлган ёритилганликни аниқланг (ёруғликнинг атмосферада ютилишини ҳисобга олманг).

Жавоб: $E=94\ 000$ лк.

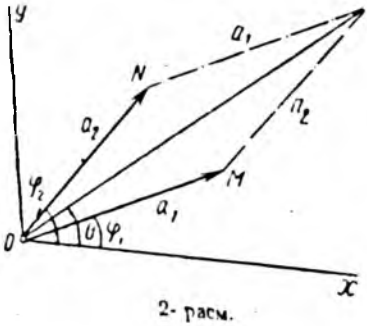
13 Гармоник тебранишларнинг қўшилиш ҳолида (12.3) ва (12.4) формулаларни келтириб чиқаринг:

$$s = s_1 + s_2 = a_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + a_2 \sin(\omega t + \varphi_2).$$

Кўрсатма. Гармоник тебранишни комплекс шаклда ёзинг:

$$s = \operatorname{Im}\{a_1 \exp[i(\omega t + \varphi_1)] + a_2 \exp[i(\omega t + \varphi_2)]\} = \operatorname{Im} A \exp[i(\omega t + \vartheta)].$$

14. *Гармоник тебранишларни тасвирлашнинг график усули* (2-расм). Агар a_1 вектор Ox ўқдан ҳисобланадиган φ_1 бурчак билан белгиланадиган вазиятдан бошлаб ω бурчак тезлик билан айланаётган бўлса, унинг Ox ўқдаги проекцияси $s_1=a_1\cos(\omega t+\varphi_1)$ бўлади, яъни амплитудаси a_1 ва бошланғич фазаси φ_1 га тенг бўлган гармоник тебранишни тасвирлайди. Икки гармоник тебранишнинг йиғиндисини a_1 ва a_2 векторлардан тузилган параллелограммнинг диагоналини ясаш йўли билан топиш мумкин эканлигини, яъни натижавий тебранишнинг амплитудаси $A=OP$, унинг бошланғич фазаси $\vartheta=\angle POx$ эканлигини кўрсатинг. Амплитуда ва бошланғич фазалари мос равишда a_1, φ_1; a_2, φ_2; a_3, φ_3 ва ҳоказо бўлган бир неча гармоник тебранишнинг йиғиндисини график усулда топинг (3-расм).



2- расм.

15. Турли даврли тебранишлар ўзаро когерент бўлиши мумкинми?

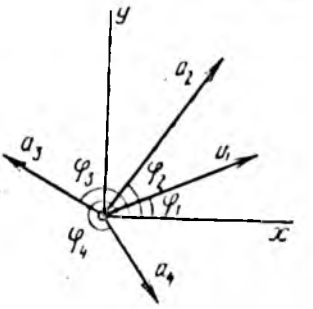
Жавоб: Йўқ, чунки улар ўртасидаги фазалар фарқи узлуксиз ўзгариб туради.

16. Фазаларнинг бошланғич фарқи қандай бўлганда ўрта чизиқ (қ. 60-бетдаги 4.1-расм) интенсивлиги ноль чизиқ бўлади?

Жавоб: $\varphi=\pi$ бўлганда. Тажрибада бундай схемани қандай қилиб амалга ошириш мумкин?

17. Френель бикўзгулари учун S манба ва унинг иккита мавҳум S_1 ва S_2 тасвири айлана устида ётиб, бу айлананинг O маркази бикўзгуларнинг қирраси билан бу қиррага перпендикуляр равишда S дан ўтадиган текисликнинг кесишиш нуқтаси устига тушишини кўрсатинг.

Бу чизмадан фойдаланиб (4-расм), қуйидагини кўрсатинг:



3- расм.

1) кўзгулар орасидаги бурчак α бўлганда $\angle S_1OS_2=2\alpha$ бўлишини;

2) $2\omega=2\alpha R/(r+R)$ [бўлишини, бу ерда 2ω — майдоннинг марказий M нуқтаси учун, интерференция] апертураси, r—OS масофа, R—OM масофа; $R\gg r$ бўлганда $2\omega=2\alpha$ бўлишини;

3) $2\omega=2\alpha\frac{r}{r+R}$ бўлишини, бу ерда 2ω—интерференцияланувчи нурларнинг майдоннинг марказий M нуқтаси учун кесишиш бурчаги;

4) $S_1S_2=2l=2r\alpha$ бўлишини;

5) полосанинг кенглиги $\mathcal{B}=\lambda\cdot\frac{r+R}{r2\alpha}$ бўлишини.

Кўрсатма. α, ω, ω бурчаклар жуда кичик.

18. Френель бикўзгулари 1′ га тенг бурчак ташкил қилади. Манба бикўзгуларнинг қирраси дан 10 см, экран эса 1 м узоқликда туради. Манбанинг (яшил ёруғлик билан ёритилган тирқишнинг) чегаравий кенглиги қандай?

Жавоб: 0,4 мм га яқин.

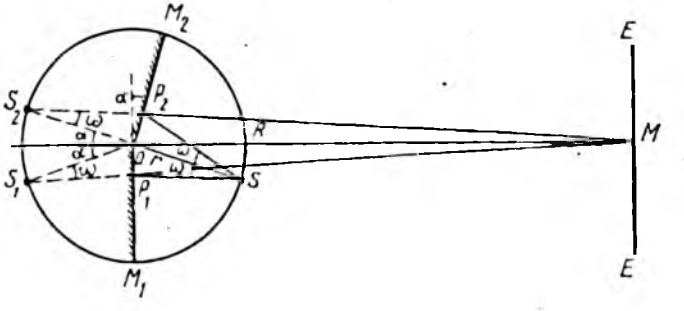
19. Агар манбадан оқ ёруғлик келаётган бўлса, Френель бикўзгулари билан ўтказилган тажрибадаги ранглар қандай тартибда навбатлашиб келади?

Жавоб: Марказий полоса оқ бўлади, рангли полосалар бинафшадан тортиб қизилгача бўлади; юқори тартибли полосалар устма-уст тушади.

20. (22.2), (22.3) формулаларни келтириб чиқаринг.

Кўрсатма. Қуйидаги айниятдан фойдаланинг:

$$\cos\ [\bar{\omega}\tau+\varphi(\tau)]=\cos\bar{\omega}\tau\cos\varphi(\tau)-\sin\bar{\omega}\tau\sin\varphi(\tau).$$



4- расм.

Изоҳ. $\gamma(\tau)\cos[\bar{\omega}\tau+\psi(\tau)]$ кўпайтмани

$$\gamma(\tau)\cos[\bar{\omega}\tau+\psi(\tau)] = \mathrm{Re}\{[c(\tau)+is(\tau)]\exp(i\bar{\omega}\tau)\}$$

кўринишда ёзиш мумкин.

$[c(\tau)+is(\tau)]\exp(i\omega\tau)$ комбинация *когерентликнинг комплекс даражаси* деб аталади; унинг модули $\gamma(\tau)$ билан, аргументи эса $\bar{\omega}\tau+\psi(\tau)$ билан бир хил бўлади.

21. Тўлқин цугларининг кетма-кетлигидан иборат бўлган тасмаларнинг когерентлик даражасини ҳисоблаб топинг.

Когерентликнинг комплекс даражаси (қ. 20 машқ)

$$[c(\tau)+is(\tau)]\exp(i\bar{\omega}\tau)=\exp(i\bar{\omega}\tau)\frac{1}{a^2t}\int_0^t a(t)\,a(t+\tau)\exp\{i[\varphi(t+\tau)-\varphi(t)]\}\,dt$$

муносабат билан аниқланади.

Амплитуда ўзгармас бўлиб, цугларнинг давом этиш вақти бир хил бўлсин. Бу ҳолда $\varphi(t)$ фазани қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\varphi(t)=\varphi_j;\quad jT\leqslant t<(j+1)T;\qquad j=0,\ 1,\ 2,\ \ldots,\ N-1,$$

бу ерда φ_j — тасодифий сонлар. Интеграллаш соҳасини, яъни $0,\ t=NT$ ни ҳар бирининг узунлиги T га тенг бўлган N та интервалга бўламиз. $\varphi(t)$ фазанинг j-интервал ичидаги φ_j қиймати ўзгармас бўлади, $\varphi(t+\tau)$ фаза эса шу интервал ичида τ билан T нинг ўртасидаги муносабатга боғлиқ бўлган иккита қийматга эга бўлади. Агар $\tau<T$ бўлса, $jT<t<(j+1)T-\tau$ интервалда $\varphi(t+\tau)=\varphi_j$ бўлади, $(j+1)T-\tau<t<(j+1)T$ интервалда эса $\varphi(t+\tau)=\varphi_{j+1}$ бўлади. Шунинг учун

$$c(\tau)+is(\tau)=\frac{1}{NT}\sum_{j=0}^{N-1}\left\{\int_{jT}^{(j+1)T-\tau}dt+\int_{(j+1)T-\tau}^{(j+1)T}\exp[i(\varphi_{j+1}-\varphi_j)]\,dt\right\}=$$

$$=\frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N-1}\left\{1-\frac{\tau}{T}+\frac{\tau}{T}\exp[i(\varphi_{j+1}-\varphi_j)]\right\}.$$

Агар $\varphi_{j+1}-\varphi_j$ фазалар фарқи тасодифий қийматлар қабул қилса ва $N\gg 1$ бўлса, $\exp\{i(\varphi_{j\times 1}-\varphi_j)\}$ ҳадларнинг йиғиндисини эътиборга олмаса бўлади. Демак,

$$s(\tau)=0,\quad c(\tau)=1-\tau/T;\quad \tau<T.$$

Агар $\tau>T$ бўлса, бутун $jT<t<(j+1)T$ интервалда $\varphi(t)$ ва $\varphi(t+\tau)$ фазалар турли қийматлар қабул қилади ($T<\tau<2T$ бўлганда φ_j ва φ_{j+1} қийматлар; $2T<\tau<3T$ бўлганда φ_j ва φ_{j+2} қийматлар ва ҳоказо). Шунинг учун $N\to\infty$ да $c(\tau)\to 0,\ s(\tau)=0$ бўлади.

Агар τ нинг ишораси ўзгарса юқоридаги натижалар келиб чиқади, лекин τ ни $-\tau$ га алмаштириш керак. Шундай қилиб,

$$s(\tau)=0;\qquad c(\tau)=\begin{cases}1-|\tau|/T; & |\tau|<T;\\ 0 & ;\ |\tau|>T.\end{cases}$$

Энди N_1 та цугнинг давом этиш вақти T_1, N_2 та цугнинг давом этиш вақти T_2 ва ҳоказо бўлсин. У ҳолда $N_k\gg 1$ шарт бажарилиши билан қуйидагига эга бўламиз:

$$c(\tau)=\frac{1}{N}\sum_k N_k[1-|\tau|/T_k],\quad N=\sum_k N_k.$$

бу ерда k лар бўйича йиғинди олганда $T_k > \tau$ шарт бажариладиган ҳадларни ҳисобга олиш керак. Йиғиндининг натижаси давом этиш вақти T_k га тенг бўлган N_k/N цугларнинг ҳиссасига боғлиқ бўлади. T_k нинг дискрет ўзгаришидан узлуксиз ўзгаришига ўтиб ва T, $T+dT$ интервалда давом этиш вақти T бўлган цугларнинг нисбий сонини қуйидаги ифодага, яъни

$$\frac{T}{\bar{T}} \exp\left(-T/\bar{T}\right) \frac{dT}{\bar{T}}$$

ифодага тенг деб фараз қилиб (Пуассон тақсимоти), $c(\tau)$ ни топамиз:

$$c(\tau) = \int_{|\tau|}^{\infty} \left[1 - \frac{|\tau|}{T}\right] \frac{T}{\bar{T}} \exp\left(-T/\bar{T}\right) \frac{dT}{\bar{T}} = \exp\left(-|\tau|/\bar{T}\right).$$

Энди φ фаза ўзгармас бўлиб, $a(t)$ амплитуда тасодифий катталик бўлсин, у ҳолда

$$c(\tau) = \frac{1}{\bar{a^2}} \frac{1}{t} \int_0^t a(t)\, a(t+\tau)\, dt.$$

T давом этиш вақти бир хил бўлган цугларнинг кетма-кетлиги учун $a(t)$ амплитудани қуйидаги кўринишда тасвирлаш мумкин:

$$a(t) = a_j, \qquad jT < t < (j+1)T, \qquad j = 0,\ 1,\ \ldots\ N-1.$$

Интеграллаш соҳасини давом этиш вақти T га тенг бўлган интервалларга бўламиз ва дастлаб $|\tau| < T$ бўлган ҳолни кўриб чиқамиз. Юқорида юритилган мулоҳазаларга ўхшаш мулоҳазалар ёрдамида $c(\tau)$ ни топамиз:

$$c(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} \left[\left(1 - \frac{|\tau|}{T}\right) a_j^2 + \frac{|\tau|}{T} a_j\, a_{j+1}\right] / \bar{a^2}, \qquad |\tau| < T.$$

N нинг қийматлари катта бўлганда j бўйича йиғинди олиш ўртача қийматни топишга эквивалент бўлади:

$$\frac{1}{N} \sum_j a_j^2 = \bar{a^2};$$

$$\frac{1}{N} \sum_j a_j\, a_{j+1} = \frac{1}{N} \sum_j (a_j - \bar{a} + \bar{a})(a_{j+1} - \bar{a} + \bar{a}) = (\bar{a})^2.$$

$|\tau| > T$ бўлганда интеграл остидаги функцияда фақат $a_j a_{j+k}$, $k \neq 0$ ҳадлар бўлади ва оқибатда

$$\overline{a_j\, a_{j+k}} = (\bar{a})^2.$$

Ниҳоят,

$$c(\tau) = \begin{cases} \dfrac{(\bar{a})^2}{\bar{a^2}} + \left[1 - \dfrac{|\tau|}{T}\right]\left(1 - \dfrac{(\bar{a})^2}{\bar{a^2}}\right), & |\tau| < T \\ \dfrac{(\bar{a})^2}{\bar{a^2}}, & |\tau| > T. \end{cases}$$

Агар амплитуда ва фаза бир вақтда ўзгарса, $\overline{a_j\, a_{j+k}}$ нинг ўрнига

$\overline{a_j a_{j+k} \exp\left[i(\varphi_j - \varphi_{j+k})\right]} = 0$ ёзилади.

22. (22.11) формулани келтириб чиқаринг.

Кўрсатма. Қуйидаги

$$I=\int_{-\infty}^{\infty}\left\{I_1(\omega-\bar{\omega})+I_2(\omega-\bar{\omega})+2\frac{I_1(\omega-\bar{\omega})}{I_1}\sqrt{I_1 I_2}\cos(\omega\tau)\right\}d\omega$$

ифодага асосланиб, (22.10) формуладан ва

$$\cos\omega\tau=\cos[(\omega-\bar{\omega})\tau+\bar{\omega}\tau]=$$

$$=\cos\bar{\omega}\tau\cos(\omega-\bar{\omega})\tau-\sin\bar{\omega}\tau\sin(\omega-\bar{\omega})\tau$$

айниятдан фойдаланинг.

23. Монохроматик эмасликнинг Допплер механизми ва атомларнинг тезликлар бўйича Максвелл тақсимоти мавжуд бўлганда когерентликнинг $\gamma(\tau)$ даражасини ҳисоблаб топинг.

Кўрсатма. Эйлернинг

$$\cos y=\frac{1}{2}\left(e^{iy}+e^{-iy}\right)$$

формуласи ва Пуассоннинг

$$\int_{-\infty}^{\infty}e^{-x^2}dx=\sqrt{\pi}$$

интегралидан фойдаланинг.

Жавоб:

$$\gamma(\tau)=\frac{1}{\sqrt{\pi}\Gamma}\int_{-\infty}^{\infty}\exp[-(\omega-\bar{\omega})^2/\Gamma^2]\cos(\omega-\bar{\omega})\tau\,d\omega=\exp[-(\Gamma\tau/2)^2].$$

24. Ёруғликнинг когерент бўлмаган чизиқли кенг манбаи ёритаётган икки нуқтадаги тебранишларнинг когерентлик даражасини ҳисоблаб топинг.

Ёруғлик манбаи узунлиги $2b$ бўлган кесмада эквидистант равишда жойлашган ёруғланувчи нуқталардан иборат бўлсин (қ. 4.21- расм). Ҳар бир ёруғланувчи нуқта тўлқин юбориб, P_1 нуқтада бу тўлқинни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{A}{d_{j1}}\cos(\omega t-kd_{j1}+\varphi_j),\quad k=\frac{2\pi}{\lambda},\ \omega=\frac{2\pi c}{\lambda},$$

бу ерда A — ўзгармас кўпайтувчи, d_{j1} — ёруғлик чиқарувчи j- нуқтадан P_1 гача бўлган масофа, φ_j — ўзгармас фаза. Бутун манба P_1 нуқтада вужудга келтирган натижавий тебраниш қуйидагига тенг:

$$\mathcal{E}_1(P_1,\ t)=A\sum_{j=1}^{N}\frac{1}{d_{j1}}\cos[\omega t-kd_{j1}+\varphi_j],$$

бу ерда N — ёруғлик чиқарувчи нуқталарнинг сони. $\mathcal{E}_2(P_2,\ t)$ тебранишнинг ифодасини $\mathcal{E}_1(P_1,\ t)$ да d_{j1} ўрнига j-ёруғланувчи нуқтадан P_2 гача бўлган d_{j2} масофани қўйиш орқали топамиз. Бундан кейинги ҳисобларда тебранишларни комплекс шаклда ёзиш қулай (қ. 23- машқ), хусусан

$$\cos x=\mathrm{Re}\,e^{ix}$$

формуладан фойдаланиш қулай бўлади. У ҳолда $\mathcal{E}_1(P_1, t)$ қуйидаги кўринишга келади:

$$\mathcal{E}_1(P_1, t) = A \operatorname{Re} \exp(i\omega t) \sum_{j=1}^{N} \frac{1}{d_{j_1}} \exp[-i(kd_{j_1} - \varphi_j)] =$$

$$= \operatorname{Re} a_1(P_1) \exp[i(\omega t + \psi_1)].$$

$$a_1(P_1) \exp[i\psi_1(P_1)] = A \sum_{j=1}^{N} \frac{1}{d_{j_1}} \exp[-i(kd_{j_1} - \varphi_1)].$$

(22.22) таърифга мувофиқ,

$$c_{12}(\tau) + is_{1,2}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{I_1 I_2}} a_1(P_1) a_2(P_2) \exp(i[\psi_2(P_2) - \psi_1(P_1)]) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{I_1 I_2}} A^2 \sum_{j=1}^{N} \sum_{l=1}^{N} \frac{1}{d_{j1} d_{l2}} \exp(i[k(d_{j_1} - d_{l_1}) + \varphi_l - \varphi_j]).$$

$\varphi_l - \varphi_j$ фазалар фарқлари $l \neq j$ бўлганда ихтиёрий қийматларга эга бўлгани учун $l \neq j$ бўлган ҳадлар жуда ҳам кам ҳисса қўшади, шунинг учун уларни эътиборга олмаслик мумкин. Кейин, $d_{j_1} \gg b$, $d_{j_2} \gg b$ деб ҳисобласак, махраждаги барча j лар учун $d_{j_1} = d_{j_2} = d$ деб олишимиз мумкин. Ниҳоят, I_1 ва I_2 лар $c_{12}(\tau)$ нинг P_2 нуқта билан устма-уст тушадиган P_1 нуқтадаги ифодасидан топилади ва қуйидагига тенг бўлади:

$$I_1 = I_2 = N A^2/d^2$$

Юқорида айтилган сабабга мувофиқ,

$$c_{12}(\tau) + is_{12}(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{N} \exp[ik(d_{j_2} - d_{j_1})]. \qquad (1)$$

Агар d_{j_2} ва d_{j_1} масофалар манбанинг $2b$ ўлчамидан ҳамда P_1 ва P_2 нуқталар орасидаги $2l$ масофадан анча катта бўлса, у ҳолда

$$d_{j_2} - d_{j_1} = 2l \Delta b j/d^2$$

бўлади, бу ерда $\Delta b = 2b/N$ — нурлантираётган қўшни атомлар орасидаги масофа. $\Delta b \ll \lambda$ бўлгани учун j бўйича олинадиган йиғиндини интеграл билан алмаштириб, уни ҳисоблаш натижасида қуйидагини топамиз:

$$c_{12}(\tau) = \frac{\sin(2kbl/d)}{2kbl/d}; \quad s_{12}(\tau) = 0.$$

Шуни қайд қиламизки, (1) муносабатни келтириб чиқарганда d_{j_2}, d_{j_1} ларнинг қиймати катта бўлишидан ташқари, ёруғликнинг нуқтавий манбалари ва P_1, P_2 нуқталарнинг жойлашиши ҳақидаги фараздан фойдаланмадик. Шунинг учун (1) муносабат манбаларнинг ихтиёрий нотекис тақсимоти учун, улар бирор чизиқ кесмасида, бирор юзнинг қисмида ёки чекланган ҳажмда жойлашган ҳол учун тўғри бўлади.

25. Рэлей тақсимоти учун $\overline{I^2}/(\overline{I})^2$ нисбатни ҳисоблаб топинг.

Жавоб:

$$\overline{I^2} = \int_0^\infty I^2 \exp(-I/\overline{I})\, dI/\overline{I} = 2(\overline{I})^2.$$

26. Фабри—Перо эталонидаги ҳаво қатлами ўрнига шиша ($n = 1{,}5$) қатлами қўйилганда интерференцион ҳалқаларнинг ўлчами қандай ўзгаради?

Кўрсатма. Аналитик усулда ечганда ёруғликнинг шишадан чиқаётганда синишини ҳисобга олиш зарур.

Ҳаво қатлами бўлганда полосалар орасидаги бурчакли масофа қуйидагига тенг:

$$\delta i = \frac{\lambda}{2d \sin i}$$

Шиша қатлам бўлгаида полосалар орасидаги бурчакли масофа қуйидагига тенг:

$$\delta i' = n \frac{\cos r}{\cos i}\, \delta r = n \frac{\cos r}{\cos i} \frac{\lambda}{2d \sin i}.$$

Жавоб: Ҳалқаларнинг радиуси $\operatorname{tg} i/\operatorname{tg} r$ нисбатда ортади.

27.26- масалани геометрик равишда мавҳум манбалар орасидаги масофанинг ўзгаришини топиб ечинг (5- расм).

Ҳаво қатлами бўлганда $S_1S_2 = 2d$. Шиша қатлами бўлганда $S_1S_2' = 2d\dfrac{\operatorname{tg} r}{\operatorname{tg} i} > 2d$.

Жавоб: Ҳалқалар радиуси $\dfrac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg} r}$ нисбатда ортади.

28. Жамен интерферометрининг қалинлиги $h = 2$ см ва синдириш кўрсаткичи $n = 1{,}51$ бўлган пластинкасига $i = 49°$ бурчак остида тушаётган нурлар $\lambda = 500$ нм учун бешинчи тартибли максимум ҳосил қилади. Пластинкалар орасидаги бурчакни аниқланг.

Жавоб: $\varphi \approx 0{,}6$.

29. Агар Люммер—Геркенинг кростан ($n = 1{,}50$) ясалган пластинкасининг бир томони углерод сульфидга ($n = 1{,}75$) ботирилган бўлса, шу пластинкадан пайдо бўлган интерференцион манзара қандай ўзгаради?

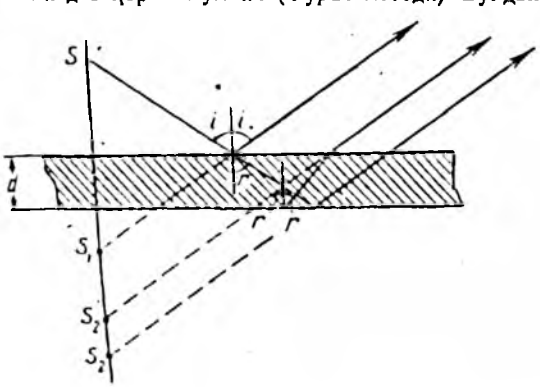
Жавоб. Манзара 1/2 полосага силжийди.

30. Турғун тўлқиндаги энергия оқими нолга тенг эканлигини кўрсатинг.

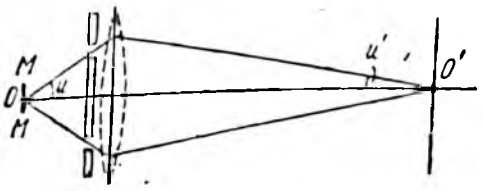
Кўрсатма. Умов—Пойнтинг теоремасидан фойдаланинг.

31. Юпқа пардалардан ўтаётган ва қайтаётган ёруғликда кузатилган интерференция манзаралари нима учун бир-бирига қўшимча бўлишини батафсил кўриб чиқинг (масалан, чегарадан ўтганда фазанинг йўқотилишини ҳисобга олган ҳолда Ньютон ҳалқаларида фазалар фарқини кузатинг).

32. Мустақил манбалардан тарқалаётган монохроматик бўлмаган икки тўлқин интерференцияланмайди. Лекин улардан ҳар бирини монохроматик тўлқинлар тўплами деб қараш мумкин (Фурье методи). Бундай монохроматик тўлқинлардан



5- расм.



6- расм.

бир хил даврли ҳар бир жуфти турғун интерференцион манзара пайдо қилиши мумкин. Бу тўлқинларнинг барча компонеталари жуфти-жуфти билан интерференциялашса ҳам тўлқинларнинг ўзлари нима учун интерференциялашмаслигини изоҳлаб беринг. (Частоталари яқин бўлган икки жуфт компонеталар интерференцияси натижасига эътибор беринг.)

33. *Шрёдингер тажрибаси.* Қатта бурчаклар остида ёйилувчи дасталарнинг интерференциясини кузатиш учун Шрёдингер 6- расмда кўрсатилган схемадан фойдаланган. Диаметри $2d = 1$ мкм бўлган чўғланган ММ Волластон ипи манба бўлган. Интерференцияни кузатиш мумкин бўлган чегаравий u бурчак нимага тенг?

Жавоб: $2d \sin u > \lambda$ шартда, яъни $u \approx 30°$ бўлганда полосалар чаплашиб қолади.

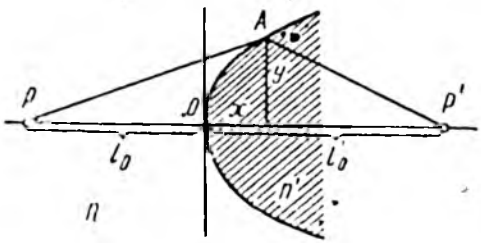
34. Ёруғликнинг ясси кўзгудан қайтиш қонунини Ферма принципидан фойдаланиб келтириб чиқаринг ва бу ҳолда вақт минимал эканлигини кўрсатинг.

35. Иккита қўшма P ва P' нуқталаргача бўлган оптик йўлларнинг йиғиндиси ўзгармас бўлган A нуқталарнинг геометрик ўрнини ифодалайдиган сирт *апланатик* сирт деб айтилади. Айланиш эллипсоиди ўз фокусларига нисбатан ана шундай қайтарувчи сирт бўлади. Синдирувчи апланатик сирт ҳақида дастлаб Декарт (1637 й.) айтган эди: бу сирт ўқ орқали ўтган текислик билан кесганда ҳосил бўлган кесими (картезиан овали) барча A лар учун қуйидаги

$$n\,AP + n'\,AP' = \text{const}$$

шарт билан аниқланадиган айланиш сиртидир (7- расм).

Картезиан овалининг тенгламасини топинг (масаланинг параметрлари сифатида $PO = l_0$ ва $OP' = l_0$ масофалар ҳамда муҳитларнинг n ва n' синдириш кўрсаткичлари олинади). Ферма теоремасини таърифлагандаги максимум ва минимумлар шартини қўллаш мумкин бўлган сиртларни чизмадан кўрсатинг.



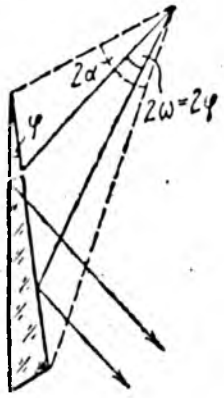
7- расм.

36. Шиша—сув, шиша—ҳаво ва ҳаво—шиша чегарасидан қайтганда E, H ва v векторларнинг жойлашиш диаграммасини тузинг.

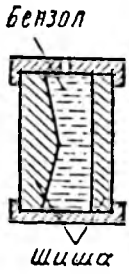
37. φ бурчаги жуда кичик бўлган пона билан тажриба ўтказганда (8-расм) Френель бикўзгулари билан ўтказилган тажрибадагидан кўпроқ равшанликка эришилади. Нима учун шундай бўлади?

Жавоб: Устма-уст тушаётган дасталарнинг 2α апертураси понанинг ўлчамларига боғлиқ бўлади ва бу апертурани катта қилиш мумкин; интерференция апертураси эса понанинг бурчагига боғлиқ бўлиб, 2φ га тенг, яъни уни жуда кичик қилиш ва демак, манбанинг кенглигини катта қилиш мумкин.

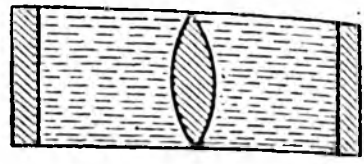
38. Френель бипризмаси ясаганда шишадан учидаги бурчаги қарийб 180° га тенг бўлган бипризма ишлаш қийин; шунинг учун бу қийинчиликни кўпинча қуйидагича бартараф қилишади; шишадан ($n = 1{,}52$) бурчаги 180°дан сезиларли фарқи қиладиган (масалан, 170° бўлган) призма ясалади ва призмага ясси ши-



8- расм.



9- расм.



10- расм.

ша шундай ёпиштириладики, бунда призма билан ясси шиша орасида ковак жой қолади (9- расм). Ковак ичига бензол ($n=1{,}50$) қуйилади.

Эквивалент шиша бипризмани ҳисобланг.

Жавоб: $\alpha = 179°44'$.

39. Шишадан ясалган линзани синдириш кўрсаткичи ҳудди шишаникидек бўлган ва кюветага қуйилган суюқликка ботирамиз (10- расм). Кюветага ясси тўлқин тушаётган бўлсин. Таутохронизм принципидан фойдаланиб, тўлқин фронтининг кюветадан нариги томондаги кўринишини чизинг.

40. Олдинги машқда кўрсатилган ҳолда қуйилган суюқликнинг синдириш кўрсаткичи линза моддасининг синдириш кўрсаткичидан катта, кичик ва тенг бўлганда тўлқин фронтининг тахминий кўринишини (фронтнинг кўриниши — ясси, қаварик, ботиқ бўлишини) чизинг.

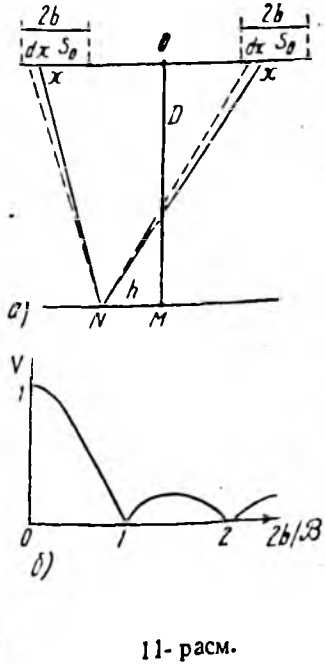
41. Крондан ($n = 1{,}50$) ясалган линза бир ярми шу крондан, иккинчи ярми эса флинтдан ($n = 1{,}70$) ясалган пластинка устида ётипти. Линза билан пластинка орасидаги бўшлиқ анилин ($n = 1{,}58$) билан тўлдирилган. Бу схемада Ньютон ҳалқаларининг характерини тавсифланг.

42. Юпқа парда билан (сув юзидаги нефть ёки совун пуфаги билан) тажриба ўтказинг ҳамда тажрибада полосаларнинг парда юзида кўринишини ва кузатиш бурчагини ўзгартирганда рангларнинг ўзгаришини кузатинг.

43. Френель қурилмасидаги интерференцион полосалар кўринувчанлигининг манба кенглигининг ортиши билан ўзгаришини ҳисобланг.

Кўрсатма. Кенглиги $2b$ бўлган манбанинг тасвирини энсиз $dx\ (\ll \lambda)$ полосаларга шундай бўламизки, булардан ҳар бири максимал $I_0 dx$ ёритилганлик берадиган бўлсин. Марказий M максимумдан h масофада жойлашган N нуқтада (11- *а* расм) манбанинг ўртасидаги dx қисмдан ҳосил бўлган ёритилганлик қуйидаги муносабат билан аниқланади:

$$dE = I_0 dx \left(1 + \cos \frac{4\pi lh}{\lambda D}\right) = I_0 dx \left(1 + \cos \frac{2\pi h}{2b}\right),$$



11- расм.

бу ерда қисқалик учун $\lambda D/2l$ нисбат (интерференцион полосанинг кенглиги) $\mathscr{B}$ билан белгиланган. N нуқтада S_0 дан чапда x масофада жойлашган dx қисмдан ҳосил бўлган ёритилганлик қуйидагига тенг:

$$dE = I_0 dx \left(1 + \cos\frac{2\pi(h-x)}{\mathscr{B}}\right).$$

N нуқтадаги тўла ёритилганлик қуйидагича бўлади.

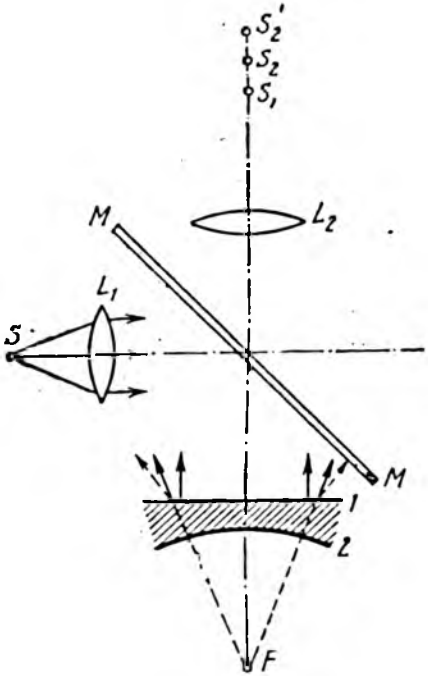
$$E = \int_{-b}^{+b} I_0 \left(1+\cos\frac{2\pi(h-x)}{\mathscr{B}}\right) dx = I_0\, 2b + I_0 \frac{\mathscr{B}}{\pi} \sin\frac{2\pi b}{\mathscr{B}} \cos\frac{2\pi h}{\mathscr{B}}.$$

Бу йиғиндининг биринчи ҳади бутун экраннинг (истаган h учун) доимий ёритилганлигини (фон) кўрсатади, иккинчи ҳад эса h га боғлиқ равишда даврий ўзгарадиган ёритилганликни (максимум ва минимумларни) кўрсатади. Манбанинг $2b$ кенглиги ортиши билан фон узлуксиз кўпаяди, максимумларнинг катталиги эса $I_0\mathscr{B}/\pi$ дан орта олмайди. Шундай қилиб, манбанинг кенглиги ортиши билан контрастлик узлуксиз камаяди. Қуйидаги

$$V = \frac{E_{max} - E_{min}}{E_{max} + E_{min}}$$

нисбат полосаларнинг *кўринувчанлиги* дейилади:

$$V = \frac{\mathscr{B}}{2\pi b}\left|\sin\frac{2\pi b}{\mathscr{B}}\right|.$$



12- расм.

$2b$ нинг катталиги ортиши билан кўриш ювчанлик қатор максимум ва минимумлардан ўтиб нолга интилади. Кўринувчанликнинг $2b/\mathscr{B}$ га боғлиқ равишда ўзгариши 11- б расмда схема тарзида кўрсатилган.

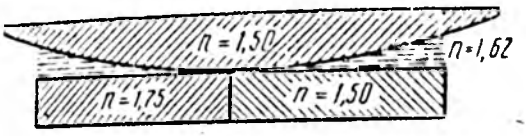
44. Ньютон ҳалқалари ҳосил қилиш схемаси 12- расмда тасвирланган. Агар *1-2* ковак ҳаво ўрнига синдириш кўрсаткичи каттароқ модда, масалан, сув ($n=1{,}33$) билан тўлдирилса, ҳалқаларнинг радиуси қандай ўзгаради? (Ньютон тажрибаси.)

Жавоб: λ камайгани учун мос ҳалқаларнинг радиуси ҳам камаяди. Бу жавобни 26 ва 27- масалаларнинг жавоблари билан қандай мослаштириш мумкин?

Кўрсатма. Ковак ичида ҳаво қатлами бўлганда ҳалқалар *1* дан қайтган тўлқин (параллел даста) билан *2* дан қайтган тўлқин (қавариқ *2* кўзгунинг мавҳум фокусидан чиқаётган ёйилувчи даста) устма-уст тушганда пайдо бўлади. L_2 линза манбанинг иккита мавҳум S_1 (*1* дан қайтган параллел даста L_2 линзанинг фокусида тўпланган) ва S_2 (*F* нинг тасвири) тасвирини ҳосил қилади. Ҳалқаларнинг ўлчами S_1S_2 масофа билан аниқланади. *1 — 2* коваки сув билан тўлдирсак, *2* дан қайтган нурлар сув қатламида (сочувчи линза) синиб, *янада ёйилувчи* бўлади ва L_2 линза уларни S_2' нуқтада йиғади, натижада $S_2'S_1 > S_2S_1$, демак, ҳалқалар кичраяди.

45. Агар пластинка икки қисмдан (крон $n = 1{,}50$ ва флинт $n = 1{,}75$), линза кроидан ($n = 1{,}50$) ясалган бўлиб, улар ўртасидаги ковак углерод сульфид ($n = 1{,}62$) билан тўлдирилган бўлса, Ньютон ҳалқаларининг кўриниши қандай бўлади (13- расм)?

Жавоб: Крон устидаги қоронги ярим ҳалқалар, флинт устидаги ёруғ ярим ҳалқалар билан устма-уст тушади ва аксинча.



13- расм.

46. Муҳитларнинг жойлашиш тартиби ўзгарганда қайтиш ва синиш шартлари қандай ўзгаришини ўзаролик принципи ёрдамида аниқланг (Стокс масаласи). Муҳитлар ёруғлик ютмайди деб ҳисобланади.

Ўзаролик принципи: системадан чиқаётган ҳамма нурларни тескарисига алмаштирсак, тушаётган нур ҳам алмашади.

Кўрсатма. (қ. 14- расм) $I - II$ чегарада амплитуда учун қайтариш коэффициенти ρ га, ўтказиш коэффициенти эса (амплитудалар учун) τ га тенг, $II - I$ чегарада эса мос равишда ρ' ва τ' га тенг бўлсин.

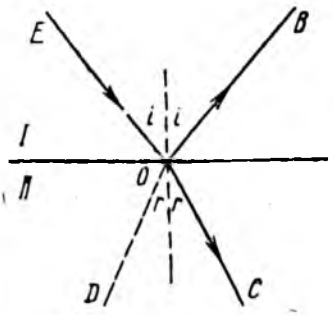
Тўғри юриш: тушаётган (EO) нурнинг амплитудаси A, қайтган (OB) нурнинг амплитудаси $A\rho$ га тенг, синган (OC) нурнинг амплитудаси $A\tau$ га тенг.

Тескари юриш: ёруғлик CO бўйлаб тушганда синган (OE бўйлаб) нур $A\tau\tau'$ амплитудага, қайтган (OD бўйлаб) нур $A\tau\rho'$ амплитудага, ёруғлик BO бўйлаб тушганда (OE бўйлаб) қайтган нур $A\rho^2$ амплитудага, синган (OD бўйлаб) нур $A\rho\tau$ амплитудага эга бўлади. Ўзаролик принципига мувофиқ,

$$A\tau\tau' + A\rho^2 = A, \qquad A\tau\rho' + A\rho\tau = 0,$$

яъни

$$\rho = -\rho' \text{ ва } \tau\tau' = 1 - \rho^2.$$



14- расм.

Жавоб: Муҳитларнинг жойлашиш тартиби ўзгарганда қайтиш коэффициентининг катталиги ўзгармай қолиб, унинг ишораси ўзгаради; $\rho' = -\rho$ (фаза π га ўзгаради). Ўтказиш коэффициенти ўзгаради: $\tau' = (1-\rho^2)/\tau$. Муҳитлар жойлашиш тартибининг ўзгариши ρ ўзгармас бўлганда τ ни ўзгартириши синаётганда дастанинг кўндаланг кесими ўзгаришининг натижаси бўлади. Энергиянинг сақланиш қонунидан $|\rho| = |\rho'|$ бўлганда $\tau\tau' = (1-\rho^2)$ бўлиши кераклигини кўрсатиш қийин эмас (191-машқ билан ҳам солиштиринг).

47. Тушаётган дастанинг интенсивлигини 1 га тенг деб ҳисоблаб, ясси-параллел пластинкадаги кўпкаррали интерференция вақтида ўтаётган ($I_{ўт.}$) ва қайтаётган ($I_{қайт.}$) ёруғлик интенсивлигининг тақсимот формуласини келтириб чиқаринг, бунда ютиш коэффициенти $A = 0$, яъни $T + R = 1$ деб фараз қиламиз.

Жавоб:

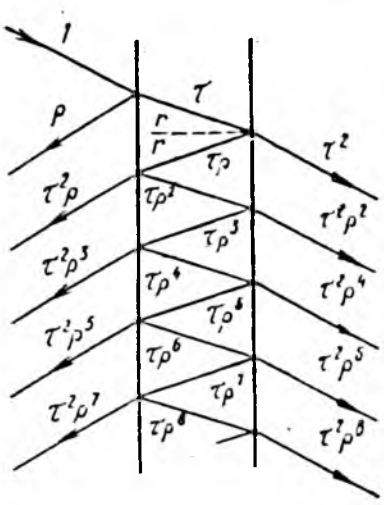
$$I_{ўт.} = \frac{T^2}{(1-R)^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2\left(\frac{1}{2}\psi\right)} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2\left(\frac{1}{2}\psi\right)},$$

$$I_{қайт.} = \frac{\frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2\left(\frac{1}{2}\psi\right)}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2\left(\frac{1}{2}\psi\right)}.$$

Кўрсатма: Амплитуда учун қайтариш коэффициентини ρ га, ўтказиш коэффициентини эса τ га (ютиш коэффициенти нолга тенг деб фараз қилинади,

$\alpha = 0$) тенг деб, оқибатда $R = \rho^2$ ва $T = \tau^2$ ва $R + T = 1$ деб олиб ўтаётган (0, 1, 2, 3 ...) ва қайтган (0′, 1′, 2′ 3′...) нурларнинг амплитудаларини топамиз (15- расм). Шунинг учун ўтаётган дастадаги ёруғлик тебраниши $\tau^2\rho^{2k}\exp[i(\omega t - k2\pi m)]$ ифода билан аниқланади, бу ерда k — дастанинг номери ($k=0, 1, 2....$), m — интерференция тартиби. Қайтган дасталарда ёруғлик тебраниши $\tau^2\rho^{2k-1}\exp[i(\omega t - 2\pi m)]$ ифода билан аниқланади, бу ерда $k = 1, 2, 3 \ldots$ Нолинчи тартибли қайтган дастада ($k = 0$) тебраниш $\rho\exp[i(\omega t + \pi)] = -\rho\exp(i\omega t)$ билан аниқланади (қайтиш шартларидаги фарқ натижасида ўтаётган дастага нисбатан ярим тўлқин йўқотилиши ҳисобга олинган).

Демак, ўтаётган дастадаги натижавий тебраниш:



15- расм.

$$A = \sum_{k=0}^{k=\infty} \tau^2\rho^{2k}\exp[i(\omega t - k\,2\pi m)] = \frac{T}{1 - R\exp(-i\,2\pi m)}\exp i\omega t,$$

қайтган дастадаги натижавий тебраниш:

$$B = -\exp(i\omega t)\left\{\rho - \tau^2\sum_{k=1}^{k=\infty}\rho^{2k-1}\exp[-ik\,2\pi m]\right\} =$$

$$= -\exp(i\omega t)\,\rho\,\frac{1 - (T+R)\exp(-i\,2\pi m)}{1 - \mathrm{Re}\exp(-i2\pi m)} =$$

$$= -\exp(i\omega t)\,\rho\,\frac{1 - \exp(-i\,2\pi m)}{1 - \mathrm{Re}\exp(-i\,2\pi m)}.$$

Интенсивликка ўтиб, яъни $I_{ўт.} = AA^*$ ва $I_{қайт.} = BB^*$ формулалардан фойдаланиб, қуйидагини топамиз:

$$I_{ўт.} = \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R\cos 2\pi m} = \frac{T^2}{(1-R)^2}\,\frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2\left(\frac{1}{2}\psi\right)} =$$

$$= \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2\left(\frac{1}{2}\psi\right)},$$

$$I_{қайт.} = R\,\frac{2[1 - \cos 2\pi m]}{1 - 2R\cos 2\pi m + R^2} = \frac{\frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2\left(\frac{1}{2}\psi\right)}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2\left(\frac{1}{2}\psi\right)}$$

бу ерда $\psi = 2\pi m$. Бундан истаган йўналишда истиёрий ψ ёки m учун $I_{ўт.} + I_{қайт} = 1$, яъни ўтаётган ва қайтган дасталар интенсивликларининг йиғиндиси, энергиянинг сақланиш принципига мувофиқ, тушаётган дастанинг инте-

сивлигига тенг бўлади, чунки биз ёруғликнинг ютилишини ҳисобга олмаяпмиз ($A = 0$).

Эслатма. Формулани келтириб чиқаришда биз 0 дан ∞ гача йиғинди олдик, яъни интерференциялашувчи дасталарнинг сони чексиз катта деб ҳисобладик. Бу эса интерференцион асбобнинг ўлчамлари чексиз деган ёки қўшилаётган дасталарнинг интенсивлиги юқори тартибли дасталарни жуда заиф деб ҳисоблаш учун етарли даражада тез сўнади (ва R га боғлиқ) деган фаразга мос келади.

48. Кўп каррали интерференцияда $I_{ўт.}$ билан $I_{қайт.}$ нинг R га боғлиқ равишда ўзаро жойлашишини график тарзда тасвирланг (қ. 47-машқ). R нинг ўсиши билан қайтган ёруғликнинг умумий ҳиссаси ўтган ёруғликка нисбатан ортади, лекин $I_{қайт.} + I_{ўт.}$ йиғинди ўзгармайди ва тушаётган дастанинг интенсивлигига (16- расм) тенг бўлиб қолаверади.

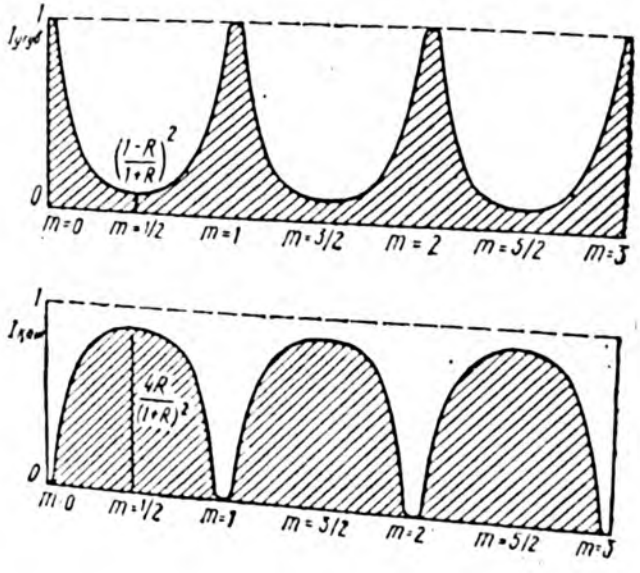
49. Люммер — Герке пластинкасидаги турли тартибли полосалар пластинканинг икки томонида жойлашади. 1) Юқори тартибли полосалар қаерда жойлашган? 2) Полосанинг кенглиги интерференция тартибига, тўлқин узунлигига, пластинканинг қалинлигига қандай боғлиқ?

Жавоб: 1) $m\lambda = 2h\sqrt{n^2 - \cos^2\varepsilon}$, бу ерда m — интерференция тартиби, ε чиқаётган нурнинг пластинка юзи билан ташкил қилган бурчак; шундай қилиб, тартиб ортиши билан полосалар пластинкадан узоқлашади (ε ўсади).

2) $\Delta\varepsilon = \dfrac{\lambda\sqrt{n^2 - 1}}{2h\varepsilon}$, яъни полосанинг кенглиги тўлқин узунлигининг ортиши билан ўсади ва пластинка қалинлиги ҳамда интерференция тартиби ўсиши билан камаяди.

50. Фабри—Перо эталонида турли тартибли полосалар концентрик ҳалқалар кўринишига эга бўлади. 1) Юқори тартибли полосалар қаерга жойлашган—марказга яқинроқми ёки марказдан узоқроқми? 2) Полосанинг кенглиги интерференция тартибига, тўлқин узунлигига, эталоннинг h қалинлигига қандай боғлиқ?

Жавоб: 1) $m\lambda = 2h\cos\varphi$, бу ерда φ — чиқаётган нур билан пластинкага ўтказилган нормаль орасидаги бурчак. Шундай қилиб, тартиб ўсиши билан $(+\Delta m)$ полосалар марказга яқинлашади (φ камаяди).



16- расм.

2) $\Delta\varphi = \frac{\lambda}{2h\sin\varphi}$, яъни полосаларнинг кенглиги тўлқин узунлигининг ва интерференция тартибининг ўсиши билан ортади, эталон қалинлашганда полосалар кенглиги камаяди.

51. Ёруғлик юпқа парда орқали ўтганда ҳам интерференция манзараси кузатилади. Бунда манзара қайтган ёруғликда кузатилган манзарага қўшимча (максимумлар минимумлар ўрнида ва аксинча) бўлиб, ранглар (оқ ёруғликда кузатилганда) очроқ бўлади. Ўтаётган ёруғликдаги интерференцияланган нурлар йўлини кўрсатинг ва юқорида айтилган хусусиятларининг сабабини айтиб беринг.

Кўрсатма. Кўп каррали қайтишни, энергиянинг сақланиш қонунини ёки ҳар бир қайтишда ярим тўлқин йўқотилишини, ўтаётган ва қайтаётган ёруғлик интенсивликлари муносабатини ҳисобга олинг.

52. Совун пардалари ва пуфакларн юзида қора доғ пайдо бўлиши одатда парданинг ҳозир йиртилишидан дарак беради. Шу ҳодисанинг сабабини айтиб беринг.

Кўрсатма. Қора доғ пайдо бўлишининг интерференцион шартини топинг.

53. Ньютоннинг m- қоронғи ҳалқасининг радиусини ҳисоблаб топинг (17- расм)

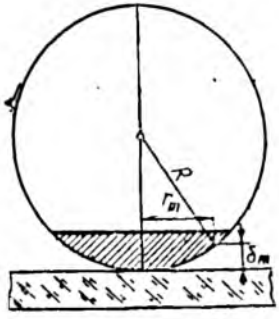
Жавоб: $r_m^2 = (2R - \delta_m)\,\delta_m \approx 2R\,\delta_m$, бунда $\delta_m = \frac{1}{2}\,m\lambda$, яъни $r_m^2 = mR\lambda$.

54. Агар майда чанг босган кўзгу юзига қарасак, чанг заррасидан сочилган ва чангнинг кўзгудаги тасвиридан қайтган нурлар ўртасидаги интерференция натижасида пайдо бўлган интерференцион ҳалқаларни яққол кўриш мумкин. Кўзгунинг қалинлиги қатта бўлишига қарамай зарур бўлган кичик йўл фарқи қандай пайдо бўлади? Нима учун бундай тажрибани фақат майда чанг билан ўтказиш мумкин?

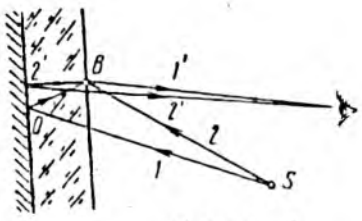
Жавоб: қ 18- расм; шу ҳолдаги интерференция апертураснинг катталигига (*BSO* га) эътибор беринг.

55. Ёруғликнинг ғадир-будур сиртдан қайтиши (19- расм). Ёруғлик ғадир-будур сиртга тушганда диффуз (тарқоқ) қайтиш юз беради. Лекин тушиш бурчаги 90° га яқин бўлса, жилосиз (хира) сиртдан текис қайтишни (тасвирни) қизғиш рангларда кузатиш мумкин. Нима учун шундай бўлади?

Кўрсатма. Нотекисликларнинг учи ва асосидан текис қайтгандаги йўл фарқи $2h\cos i$ га тенг бўлади, бу ерда h — нотекисликнинг баландлиги, i — тушиш бурчаги. Агар $2h\cos i = m\frac{1}{2}\lambda$ бўлса (бу ерда m — тоқ сон), у ҳолда текис қайтиш йўналишида ёруғлик кўринмайди, ёруғлик бошқа i' йўналиш бўйича тар-



17- расм.



18- расм.



19-расм.

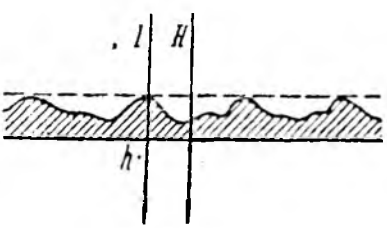
қалади. Агар h нинг қийматлари хар хил бўлса, ёруғлик хам турли i' йўналишлар бўйича (диффуз равишда) қайтади. Агар $h\cos i \ll \lambda$ бўлса, $2h\cos i = m\frac{1}{2}\lambda$ шарт бажарилмайди ва ёруғлик текис қайтади. λ қанча катта бўлса, текис қайтишни кузатиш учун h нинг шунчалик катта ва i нинг шунчалик кичик қийматлари етарли. Бундан λ га нисбатан h жуда кичик бўлса, сирт кўзгусимон бўлади; Рентген нурлари учун λ атомлараро масофаларга тенг ва сиртни кўзгусимон қилиб силлиқлаш мумкин эмас. Рентген нурлари жуда кичик сирпанувчи бурчак остида тушаётгандагина уларнинг текис (кўзгусимон) қайтишини кузатиш мумкин (Комптон, 1923 й., сирпаниш бурчаги 10—20′, $\lambda = 1{,}28$ Å).

56. *Ёруғликнинг хира сиртдан ўтиши* (20-расм). Хира сиртдан ўтаётган ясси тўлқин диффуз тўлқинга айланади (хира шиша «шаффоф эмас»). Хира шишанинг сиртига сув, ёки яхшиси бензол ёки глицерин ($n \approx 1{,}50$) тегизсак, шишани тиниқлаштирган бўламиз. Бу ҳодисани изоҳлаб беринг. Нотекисликларнинг ўлчамлари (h) қандай бўлганда шиша хира бўлади?

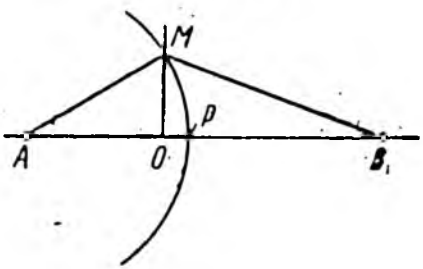
Кўрсатма. Хира шиша нотекисликлари орқали ўтаётгандаги йўл фарқини кўриб чиқинг.

Жавоб: $h(n-1) > \frac{1}{2}\lambda$.

57. 21-расмда кўрсатилган ҳол учун Френелнинг марказий зонасининг радиусини ҳисоблаб топинг, бунда $AP = a$, $PB = b$, $MB = b + \frac{1}{2}\lambda$, $MO = r$.



20-расм.



21-расм.

Жавоб: $r = \sqrt{\frac{ab}{a+b}\lambda}$. ($\lambda$ га нисбатан λ^2 ли ҳадларни эътиборга олманг.)

58. Ясси тўлқин учун Френелнинг марказий зонасининг радиусини геометрик усулда ва 57-масаланинг хусусий ҳоли сифатида ҳисоблаб топинг.

Жавоб: $r = \sqrt{b\lambda}$.

59. Ясси тўлқиннинг ясси чегарадан текис қайтиши ва сиқиши тўғрисидаги масалани Френель зоналари методи асосида ечинг.

Кўрсатма. Чегарани кенгликлари a га тенг бўлиб, тушиш текислигига перпендикуляр бўлган ясси зоналарга бўлинг.

Агар тўлқин φ бурчак остида тушиб, биринчи муҳитга ψ бурчак остида қайтаётган ва иккинчи муҳитга χ бурчак остида ўтаётган бўлса, у ҳолда зоналар чегарасидан қайтган нурларнинг йўл фарқи

$$\Delta_r = a(\sin\varphi - \sin\psi),$$

синган нурларнинг йўл фарқи

$$\Delta_d = a(n_1 \sin\varphi - n_2 \sin\chi)$$

бўлади. Бу ерда a нинг ҳамма вақт $\Delta_r = \lambda$ бўладиган қилиб, яъни ҳар бир зонанинг чап ва ўнг ярми қайтарувчи тўлқинлар бир-бирини йўқотадиган қилиб танлаш мумкин. Фақат $\sin\varphi = \sin\psi$ йўналиш, яъни $\varphi = \psi$ бўлган ҳол учун зона кенглигини бундай танлаш мумкин эмас. Бу йўналишда ёруғлик қайтади. Шунга ўхшаш синган нурлар учун сиртни зоналарга истаган тарзда бўлганда ёруғлик йўқолмайдиган *ягона* йўналиш $n_1 \sin\varphi - n_2 \sin\chi = 0$ шартга, яъни синиш қонунига бўйсунади.

60. Тебранишнинг B нуқтада (қ. 21- расм) Френелнинг биринчи зонаси таъсирида пайдо бўлган амплитудасини ҳисоблаб топинг.

Кўрсатма. Натижавий амплитуда биринчи зонанинг юзига пропорционал бўлиб, у эса 58- машққа мувофиқ $\pi b\lambda$ га тенг. Лекин биринчи зонанинг турли қисмларидан чиқаётган иккиламчи тўлқинлар B нуқтага маълум фазалар фарқига эга бўлиб етиб келгани учун 8.8-расмга биноан уларнинг таъсири $2/\pi$ марта камаяди.

Жавоб: Амплитуда $2b\lambda$ га пропорционал бўлади.

61. Френель—Гюйгенснинг иккиламчи элементар тўлқинининг амплитудасини ҳисоблаб топинг.

Кўрсатма. a_0 амплитуда тебранишнинг ds элементга етиб борган A амплитудасига ва шу элементнинг юзига пропорционал, яъни

$$a_0 = cA\,ds.$$

Ифодадаги c коэффициентни аниқлаш учун ясси $A\sin(\omega t - \varphi)$ тўлқиннинг B нуқтадаги (қ. 21- расм) бевосита таъсирини ёрдамчи сирт сифатида ясси тўлқин фронтидан фойдаланиб Френель методи бўйича ҳисоблаб топилган таъсир билан солиштирамиз. P дан B гача бўлган масофа b га тенг.

1. B нуқта учун бевосита ҳисоблаш: $A\sin(\omega t - \varphi - kb)$, яъни B нуқтадаги амплитуда A га, фаза эса $-(\varphi + kb)$ га тенг бўлади.

2. Френель методи бўйича ҳисоблаш. (33.1) га мувофиқ B нуқтадаги амплитуда тахминан a_0/b га тенг (чунки $MB \approx b$), яъни $cA\,ds/b$. 60- машққа мувофиқ, биринчи зонанинг юзи ва турли қисмларидан чиқаётган тўлқинлар фазасининг фарқини ҳисобга олганда, унинг таъсири $cA\,2b\,\lambda/b = 2cA\lambda$ га тенг. B нуқтадаги таъсир биринчи зона таъсирининг *ярмига* тенг бўлгани учун B нуқтадаги изланаётган амплитуда $cA\lambda$ га тенг.

Бевосита ҳисоблаш билан таққослаш натижасида $\frac{1}{2}cA\lambda = A$ га эга бўламиз, яъни

$$\frac{1}{2}c = 1/\lambda.$$

Шундай қилиб, ҳар бир ds элементдан қуйидаги сферик тўлқин чиқади:

$$\frac{a_0}{r}\sin(\omega t - \varphi - kr) = \frac{A\,ds}{r\lambda}\sin(\omega t - \varphi - kr).$$

62. Ясси кўзгудан қайтаётган параллел нурларнинг йўл фарқини аниқланг.

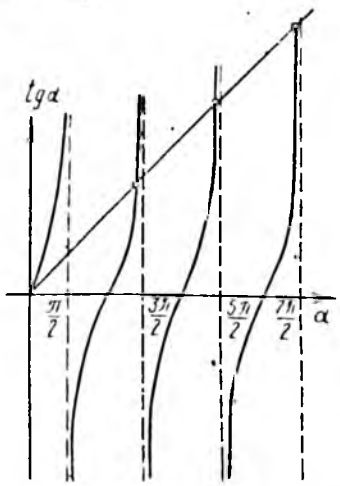
Жавоб: Ноль.

63. Агар юмалоқ тешик (масалан, ирис диафрагма) катталашганда унинг илгари бир зонага тенг бўлган ўлчами икки зонага етса, мос B нуқтадаги ёритилганлик кескин камайиб, қарийб нолга тенг бўлиб қолади, ваҳоланки катталашган тешикдан ўтаётган ёруғлик энергияси окимп тахминан икки баравар ортади. Шу икки хил фактни қандай қилиб бир-бирига мослаштириш мумкин?

Кўрсатма. Энергиянинг бутун дифракцион манзара бўйича тақсимланишини эътиборга олиш керак.

64. Араго — Пуассон тажрибасида ёруғлик манбаи сифатида нуқта эмас, балки ёруғланувчи кичик жисм, масалан, салб (крест) олинган бўлсин. Геометрик соя марказида манбанинг тасвири кўринадими ёки ёруғ нукта кўринадими?

Жавоб: Манбанинг тасвири.



22- расм.

65. Тўлқин сиртини ҳалқа шаклидаги зоналарга бўлганда биз Френель методи бўйича аниқланган фаза ҳақиқий фазадан $\pi/2$ га фарқ қилар экан деган хулосага келган эдик, тўлқин сиртини меридионал тилимларга бўлганда эса ҳисоблаб топилган ва ҳақиқий тўлқинлар ўртасидаги фаза бўйича фарқ $\pi/4$ га тенг деган хулоса чиқардик. Бу қўринма фаркнинг сабаби нимада?

Кўрсатма. Таққослаш вақтида векторнинг тўлқин кутби яқинидаги элементар қисмидан чиққан бошланғич йўналишининг ўзигагина асосланиш керак. Тилимлар методида эса бошланғич йўналиш деб векторнинг меридионал тилим таъсирида пайдо бўлган йўналиши ҳисобланади. Тилимни меридионал зоналарга ўхшаш зоналарга бўлиб мос тузатма киритиш керак.

66. *Бабине теоремаси.* Агар экранлар ва тешиклар шакли, ўлчамлари ва жойлашиши бўйича мос бўлса, улар тўлдирувчи деб аталади. Тўлдирувчи экран ва тешиклар вужудга келтирган дифракцион манзара фокаль текисликнинг ҳамма нуқталари учун бир хил бўлиб, фақат дифракция бўлмаганда S манбанинг тасвирига мос келадиган A соҳа учун бир хил бўлмаслигини кўрсатинг.

Кўрсатма. Агар тўлқинни ҳеч нарса чегаралаб турмаса, яъни экранлар ҳам, тешиклар ҳам бўлмаса, A соҳадан ташқари ҳамма соҳалар қоронғи бўлишига эътибор беринг. Агар экран мавжуд бўлганда бирор нуқтадаги амплитуда α бўлиб, тўлдирувчи тешик мавжуд бўлганда эса β бўлса, $\alpha + \beta = 0$ бўлади.

67. Нурлар тирқишга қия тушаётганда юз берган Фраунгофер дифракциясида натижавий тебранишнинг амплитудасини график ва аналитик усулда топинг.

68. Бир тирқиш туфайли ҳосил бўлган Фраунгофер дифракциясидаги φ бурчакнинг амплитудаларнинг максимумларига мос келадиган қийматларини аниқланг.

Кўрсатма. Максимум шарти график усулда ечиладиган ва қуйидаги ҳолларда илдизларга эга бўлган (22- расм) $\operatorname{tg}\alpha = \alpha$ трансцендент тенгламага олиб келади, бу ерда $\alpha = (b\pi/\lambda)\sin\varphi$,

$$\alpha_1 = 0,\ \alpha_2 = 1{,}43\pi,\ \alpha_3 = 2{,}46\pi$$

$$\alpha_4 = 3{,}47\pi,\quad \alpha_5 = 4{,}47\pi\ \ldots$$

69. Бир тирқиш туфайли ҳосил бўлган Фраунгофер дифракциясидаги амплитуда ва интенсивликларнинг қийматларини $\alpha = (b\pi/\lambda)\sin\varphi$ нинг ҳар бир 30° даги қийматлари учун ҳисобланг ва тегишли графикларини чизинг.

70. Агар ясси тўлқин кенглиги b га тенг бўлган тирқишга тирқишнинг текислигига ўтказилган нормаль билан ψ бурчак ташкил қилган йўналишда тушаётган бўлса, минимумлар вазиятларини белгилайдиган φ бурчакларни топинг.

Жавоб: $\sin\varphi = \sin\psi + m\lambda/b$, бу ерда m — бутун сонлар.

71. Тирқишни икки марта кенгайтирсак, ўтаётган ёруғлик оқими ҳам икки марта кўпаяди. Иккинчи томондан бунда амплитуда ҳам икки марта ортади, демак интенсивлик тўрт марта ортиши керак. Бундай туюлма парадокснинг сабаби нимада?

Жавоб: қ. 63- машқ.

72. $a(x, y) = a_0 \exp[-(x^2+y^2)/2w_0^2]$ ясси тўлқин фронтида амплитуда Гаусс тақсимотига эга бўлса, дифракцияланган тўлқинни ҳисобланг (қ. 9.8-а расм).

Кўрсатма. Излапаётган майдонни Френель — Кирхгоф интегралидан топиш мумкин:

$$s(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty}\int \frac{a(x', y')}{r} \cos(\omega t - kr)\, dx'\, dy',$$

$$r = \sqrt{z^2 + (x-x')^2 + (y-y')^2}.$$

$1/r$ кўпайтувчининг ўрнига $1/z$ ёзиш, косинуснинг аргументида эса тахминан

$$r \approx z + [(x-x')^2 + (y-y')^2]/2z$$

деб ҳисоблаб, косинусни

$$\cos\alpha = \frac{1}{2}(e^{i\alpha} + e^{-i\alpha})$$

Эйлер формуласи ёрдамида ўзгартириш ва қуйидаги интегралдан фойдаланиш керак:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[\frac{\xi'^2}{2w_1^2} - \frac{(\xi-\xi')^2}{2w_2^2}\right] d\xi' = \sqrt{2\pi}\,\frac{w_1 w_2}{\sqrt{w_1^2 + w_2^2}} \exp\left[-\xi^2/2(w_1^2 + w_2^2)\right].$$

Жавоб:

$$s = \frac{2\pi}{k} a_0 \frac{w_0^2}{\sqrt{w_0^4 + (z/k)^2}} \exp\left[-\frac{x^2+y^2}{2w^2}\right] \cos\left\{\omega t - k\left[z + \frac{x^2+y^2}{2R}\right] - \alpha\right\},$$

$$R = z + (kw_0^2)^2/z;\quad w^2 = w_0^2 + (z/kw_0)^2,\quad \operatorname{tg}\alpha = kw_0^2/z.$$

73. Агар панжаранинг d даври тирқишнинг b кенглиги билан ўлчовдош, яъни $d = nb$ бўлса, у ҳолда панжаранинг спектридан номерлари n сонига карали бўлган барча максимумлар йўқолади. Шундай эканини кўрсатинг.

74. (46.1) формулани келтириб чиқаринг:

$$A = A_0 \frac{\sin\alpha}{\alpha} \frac{\sin N\beta}{\sin\beta}.$$

Кўрсатма. Формулани чиқаришда амплитудаларнинг бир тирқиш туфайли бўладиган тақсимоти (тирқишнинг кенглиги $b \gg \lambda$) $A_0 \dfrac{\sin\alpha}{\alpha} = f(\alpha)$ бўлиб, бу ерда $\alpha = \dfrac{\pi b}{\lambda}\sin\varphi$, $f(\alpha) - \varphi$ нинг секин ўзгарадиган функцияси ва φ жуда кенг бўлмаган чегараларда ўзгарганда бу функцияни ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин эканлигини эътиборга олиш керак.

Бутун панжаранинг таъсирини топиш учун айрим тирқишларнинг таъсирларини икки қўшни тирқишлар ўртасидаги фазалар фарқи қуйидагига тенг эканлигини ҳисобга олиб қўшиб чиқиш керак:

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} d\sin\varphi = 2\beta.$$

Шундай қилиб, n-тирқишнинг x, z координата тали нуқтадаги (y ўқи штрихлар бўйлаб йўналган) таъсири қуйидаги фактор билан белгиланади:

$$u_n = f(\alpha)\ \exp\{i[k(x\sin\varphi + z\cos\varphi) + n\Phi]\},$$

$$u = \sum_{0}^{N-1} u_n = f(\alpha)\ \exp[ik(x\sin\varphi + z\cos\varphi)]\ S,$$

бу ерда

$$S = \sum_{0}^{N-1} \exp(in\Phi) = \frac{1-\exp(iN\Phi)}{1-\exp(i\Phi)} = \frac{\exp\left(\frac{1}{2}iN\Phi\right)}{\exp\left(\frac{1}{2}i\Phi\right)}\,\frac{\sin\left(\frac{1}{2}N\Phi\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}\Phi\right)}.$$

Мавҳум кўрсаткичларга эга бўлган кўпайтувчилар натижавий тўлқиннинг фазасини белгилайди, қолганлари эса унинг амплитудасини белгилайди; шундай қилиб, амплитуда қуйидагига тенг:

$$f(\alpha)\ \frac{\sin\left(\frac{1}{2}N\Phi\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}\Phi\right)} = A_0\,\frac{\sin\alpha}{\alpha}\,\frac{\sin N\beta}{\sin\beta}.$$

Интенсивликка ўтиб, яъни $u\cdot u^*$ кўпайтма тузиб, қуйидагига эга бўламиз:

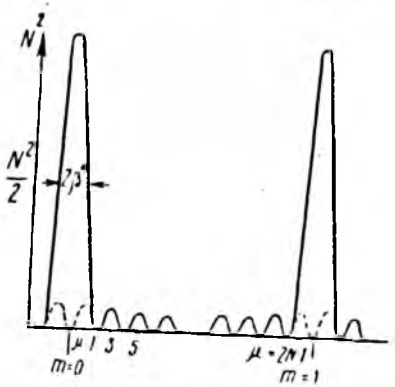
$$I = u\cdot u^* = A_0^2\,\frac{\sin^2\alpha}{\alpha^2}\,\frac{\sin^2 N\beta}{\sin^2\beta}.$$

75. Дифракцион панжара спектридаги амплитудалар (ва интенсивликлар) тақсимотининг $A = A_0 f(\alpha)\,\dfrac{\sin N\beta}{\sin\beta}$ формуласидан фойдаланиб, панжара спектридаги бош максимумларнинг, қўшимча минимумларнинг, қўшимча максимумларнинг жойлашишини топинг; қўшимча максимумларнинг амплитуда ва интенсивликларини, бош максимумнинг ярим кенглигини, қўшимча максимумларнинг нисбий интенсивликларини аниқланг (бу ерда $f(\alpha)$ — φ нинг секин ўзгарадиган функцияси ва $\beta = \dfrac{\pi}{\lambda}\,d\sin\varphi$).

Жавоб: Бош максимумларнинг вазияти $\sin\beta = 0$, $\sin N\beta = 0$ шартлардан аниқланиб, бундан $\beta = m\pi$, $m = 0, 1, 2\ldots$, яъни $d\sin\varphi = m\lambda$ бўлади. Қўшимча минимумларнинг вазияти $\sin\beta \neq 0$, $\sin N\beta = 0$ шартлардан аниқланиб, бундан $\beta = \pi\,(m + p/N)$, бу ерда m — нхтиёрий бутун сон, p эса 1, 2, ... $(N-1)$ қийматларга эга бўлади, яъни $d\sin\varphi = \lambda\,(m + p/N)$. Қўшимча максимумларнинг вазияти $\sin N\beta \approx 1$ шартдан аниқланади (чунки $\sin\beta$ функция β нинг ўсиши билан қиёсан секин ўзгаради). Бундан $\beta \approx \pi\,(m + \mu/2N)$ келиб чиқади, бу ерда m — бош максимумнинг номери ($m = 0, 1, 2\ldots$) ва μ — 3 дан $(2N-3)$ гача ўзгарадиган бутун тоқ сон. $\mu = 1$ ва $\mu = 2N-1$ бўлганда қўшимча максимумлар кузатилмайди, чунки бунда $\sin\beta$ қиёсан тез ўзгаради (пастроққа қаранг).

Қўшимча максимумларнинг амплитудаси $\dfrac{1}{\sin(\mu\pi/2N)}$ га, уларнинг интенсивлиги эса $\dfrac{1}{\sin^2(\mu\pi/2N)} \approx \dfrac{4N^2}{\pi^2\mu^2}$ га пропорционал бўлади, чунки μ нинг кичик қийматларида, яъни бош максимум яқинида $\dfrac{\mu\pi}{2N}$ кичик бўлади. Бош мак-

симум интенсивлигининг ярмига ($\sim \frac{1}{2}N^2$) тўғри келадиган β^* қиймат $\frac{\sin^2 N\beta^*}{\sin^2\beta^*} = \frac{N^2}{2}$ шартдан аниқланади. β^* кичик бўлгани учун $\sin^2 N\beta^* \approx \frac{1}{2}(N\beta^*)^2$. Бу трансцендент тенгламанинг сонли ечими $N\beta^* = 80° = 1{,}38$ рад эканини кўрсатади. $2\beta^*$ катталик бош максимумнинг интенсивликнинг ярмидаги кенглигини билдиради: $2\beta^* = 2{,}76/N$ (23- расм). N жуда катта бўлгани учун бош максимумлар жуда ўткир. $\sin N\beta/\sin\beta$ функция максимал қийматга эга бўладиган нуқта билан бу функция максималнинг ярмига тенг бўлган қийматга эга бўладиган нуқта орасидаги масофа $\beta^* = 1{,}38/N$ га тенг, бу биринчи нуқта билан берилган функция биринчи марта нолга айланадиган нуқта орасидаги масофа эса $\pi/N > 2\beta^* = 2{,}76/N$ га тенг. Биринчи қўшимча максимумнинг ($\mu = 1$) вазиятига $\beta = \frac{\pi}{2N} = \frac{1{,}5}{N}$ мос келади. Шундай қилиб, биринчи қўшимча максимумнинг ($\mu = 1$) *устига* қўйилган бош максимум *тушади*, охирги қўшимча максимум ($\mu = 2N - 1$) эса навбатдаги номерли бош максимум томонидан қопланади, яъни 1-ва $(2N-1)$-қўшимча максимумлар кузатилмайди ва $(N-1)$ та қўшимча минимумлар орасида жойлашган $(N-2)$ та қўшимча максимум қолади.



23- расм.

Кузатилган биринчи қўшимча максимум $\mu = 3$ га мос бўлади ва бош максимумнинг чўққисидан $\beta = \frac{3\pi}{2N} = \frac{4{,}7}{N}$ га мос бўлган масофада жойлашган бўлади. Унинг интенсивлиги $4N^2/\pi^2\mu^2$ га, яъни бош максимум интенсивлигининг $4/9\pi^2$ қисмига ($\approx 1/22 = 5\%$) тенг бўлади; навбатдаги қўшимча максимумнинг ($\mu = 5$) нисбий интенсивлиги эса бош максимум интенсивлигининг $4/25\pi^2 = 1/62 = 1{,}6\%$ қисмига тенг бўлади ва ҳоказо.

76. Синусоидал панжарага нормал равишда тушаётган ясси тўлқин дифракциясини кўриб чиқинг (Рэлей).

Кўрсатма. Агар панжара xy текисликда жойлашган ва тўлқин z ўқ бўйлаб келаётган бўлса, E тўлқиннинг дифференциал тенгламаси

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$$

кўринишда бўлади. Частотаси ω бўлган синусоидал тўлқиннинг дифференциал тенгламаси

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k^2 E = 0 \qquad (1)$$

бўлади, бу ерда $k = \omega/v = 2\pi/\lambda$ — тўлқин сони.

Чизиқли (1) дифференциал тенгламанинг ечими қуйидаги кўринишда бўлади:

$$E = A\exp[i(ux - z\sqrt{k^2 - u^2})],$$

бу ерда A ва u — ихтиёрий функциялар. Бу ечим z ўқ билан φ бурчак ташкил қилган йўналишлар бўйича тарқалаётган A амплитудали ясси тўлқинларнинг тўпламидан иборат бўлиб, бунда $\sin\varphi = \pm u/k$ (4-машққа солиштиринг). Юқоридаги ифодада u — ихтиёрий функция бўлгани учун дифракцияланган тўлқинлар умумий ҳолда турли йўналишлар бўйича тарқалиши мумкин (ягона чеклаш: $u \leqslant k$).

Ясси тўлқиннинг ясси чегарадаги (панжарадаги) дифракцияси ҳақидаги умумий масала шу панжаранинг хусусиятлари билан конкретлаштирилади. E нинг $z = 0$ сиртдаги қиймати Кирхгоф — Френель принципига мувофиқ қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$E(x, 0) = f(x),$$

бу ерда $f(x)$ функция панжарининг хусусиятларини, яъни унинг ўтаётган тўлқин амплитудасини ва фазасига кўрсатадиган таъсирини характерлайди. Рэлейнинг d даврли (x бўйлаб) ва максимал ўтказувчанлик коэффициенти C бўлган синусоидал панжараси учун қуйидагига эга бўламиз:

$$f(x) = C \exp\left(i \frac{2\pi}{d} x\right).$$

Биз танлаб олган Рэлей панжараси учун $E(x, 0) = f(x)$, яъни $Ae^{iux} = C \exp\left(i \frac{2\pi}{d} x\right)$ шартдан A ва u ни аниқлаб олишимиз мумкин, натижада $A = C$ ва $u = 2\pi/d$ бўлиб, бу ерда C ва d параметрлар Рэлей панжарасининг хусусиятлари билан белгиланади. u нинг топилган қийматини дифракцияланган ясси тўлқинларнинг тарқалиш йўналишини белгиловчи $\sin\varphi = u/k$ ифодага қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$\sin\varphi_1 = \frac{2\pi}{d}\frac{1}{k} = \frac{\lambda}{d} \quad \text{ёки} \quad d\sin\varphi = \lambda.$$

Шундай қилиб, ясси монохроматик тўлқиннинг Рэлейнинг синусоидал панжарасида дифракцияси натижасида фақат 1-тартибли спектр пайдо бўлади. $\varphi = 0$ мос келадиган нолинчи спектр ва $\sin\varphi_m = \pm m\lambda/d$ ($m = 2, 3 \ldots$) бўлган юқори тартибли спектрлар бўлмайди. Агар $f(x) = C\sin\frac{2\pi}{d}x = \frac{C}{2i}\left[\exp\left(i\frac{2\pi}{d}x\right) - \exp\left(-i\frac{2\pi}{d}x\right)\right]$ бўлса, $E(x, 0) = f(x)$ чегара шартлари u функциялари $u = \frac{2\pi}{d}\frac{1}{k} = \frac{\lambda}{d}$, $u = -\frac{\lambda}{d}$ бўлган икки тўлқин учун бажарилар экан, яъни бундай панжара 1- ва — 1-тартибли спектрлар ҳосил қилади (к. 78-машқ).

77. 76-машқ натижаларидан фойдаланиб, $d < \lambda$ бўлганда дифракцион спектрлар пайдо бўлмаслигини кўрсатинг ва шу фактнинг физик маъносини аниқланг.

Кўрсатма. $d < \lambda$ бўлганда $\sin\varphi > 1$ бўлади, яъни дифракцияланган тўлқин тарқалиши мумкин бўлган йўналиш йўқ.

$E = A \exp[i(ux + z\sqrt{k^2 - u^2})$ ифодадан шундай хулоса чиқадики, $\lambda > d$, яъни $u > k$ бўлганда E қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$E = A \exp[-z\sqrt{u^2 - k^2}] \exp(iux),$$

яъни амплитудаси z бўйича $A\exp[-z\sqrt{u^2 - k^2}]$ қонун бўйича камаядиган ва демак, етарлича катта z масофада истаганча кичик бўлиши (z бўйлаб сўниши) мумкин бўлган тўлқин пайдо бўлади. Чекли амплитудали тўлқин x ўқ бўйлаб панжарага жуда яқин бўлган қатламдагина тарқалади.

78. 76-машқ натижаларидан фойдаланиб, ихтиёрий бир ўлчамли даврий структурадаги дифракцияни кўриб чиқинг.

Кўрсатма: Даври d га тенг бўлган даврий структура учун қуйидагига эга бўламиз:

$$f(x) = \sum_m C_m \exp\left(im\frac{2\pi}{d}x\right),$$

бу ерда $m = 0$, $m = \pm 1$, $m = \pm 2$ ва ҳоказо (Фурье теоремаси).

Дифракцияланган тўлқинлар учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$E = \sum_{-\infty}^{+\infty} C_m \exp\left\{i\left[xm\frac{2\pi}{d} + z\sqrt{k^2 - m^2\left(\frac{2\pi}{d}\right)^2}\right]\right\}.$$

Бу қаторнинг ҳадлари m нинг катта ($m\,2\pi/d > 2\pi/\lambda$) қийматларида z га боғлиқ равишда экспоненциал камаяди ва z катта бўлганда аҳамиятга эга бўлмайди. Қаторда фақат $m\,2\pi/d \leqslant 2\pi/\lambda$ шартни қаноатлантирадиган m ли ҳадлар қолади. Булар $\sin\varphi_m = m\lambda/d$ шарт бажарилган φ_m йўналишлар бўйича тарқалган ясси тўлқинлардир. $\sin\varphi_m = m\lambda/d$ муносабат эса даврий панжарадаги дифракциянинг формуласидир. C_m ифода m-тартибли спектрнинг амплитудасини кўрсатади ва даврий структуранинг (панжаранинг) характери билан белгиланади.

79. Юқори тартибли спектрларнинг бир-бирига устма-уст тушиш шартларини ҳисоблаб топинг. а) Бу шарт панжара даврига боғлиқ бўладими? Кўринувчан нурлар ишлатилганда ($\lambda = 400$ нм дан $\lambda = 800$ нм гача) спектрлар қандай тартибда устма-уст тушади? Симоб лампаси спектрлари (равшан чизиқлар $\lambda = 579$ нм дан $\lambda = 253$ нм гача) қандай тартибда устма-уст тушиши мумкин?

Жавоб. $k\lambda_1 = (k+1)\lambda_2$.

б) Агар панжаранинг даври d га тенг бўлса, тўлқин узунлиги λ бўлган спектрнинг максимал тартиби қанча бўлади?

Жавоб: m тартиб d/λ касрнинг бутун қисмига тенг.

80. Даври $d = 2$ мкм бўлган дифракцион панжаранинг $\lambda = 5000$ Å спектрнинг иккинчи тартиби учун бурчакли дисперсиясини аниқланг.

Жавоб $\delta\varphi/\delta\lambda = 0{,}4$ мин/Å.

81. Фабри — Перо эталони, Люммер — Герке пластинкаси, Майкельсон эшелони учун бурчакли дисперсияни ҳисоблаб топинг ва уни тўлқин узунлиги, пластинканинг қалинлиги, пластинка материалининг синдириш кўрсаткичи орқали ифодаланг. Фабри — Перо эталонининг дисперсияси пластинкалар орасидаги масофага боғлиқ бўладими?

Жавоб: Люммер — Герке пластинкаси учун $\dfrac{\delta r}{\delta\lambda} = \dfrac{m}{\sqrt{4d^2n^2 - m^2\lambda^2}}$.

82. Люммер — Герке пластинкаси ва бошқа интерференцион спектрал аппаратларнинг ажрата олиш қобилиятининг ифодасини келтириб чиқаринг.

Жавоб: $A = Nm$.

Агар шишанинг дисперсиясини эътиборга олмасак, Люммер — Герке пластинкаси учун $A \approx \dfrac{L(n^2-1)}{\lambda}$ бўлади (L — пластинканинг узунлиги, n — шишанинг синдириш кўрсаткичи).

83. Люммер — Герке пластинкаси ва бошқа интерференцион аппаратлар дисперсия соҳасининг ифодасини келтириб чиқаринг.

84. Натрийнинг $D_1 = 589$ нм, $D_2 = 589{,}6$ нм дублетларини иккинчи тартибда ажратиш учун дифракцион панжаранинг сифатлари қандай бўлиши керак?

Жавоб: $N \geqslant 500$ штрих.

85. Водороднинг компонентaлари орасидаги масофаси $1{,}4\cdot10^{-9}$ см бўлган энсиз дублетдан иборат бўлган $\lambda = 656{,}3$ нм ли чизиғини ажратиш учун Люммер — Геркенинг синдириш кўрсаткичи $n = 1{,}5$ бўлган шишадан ясалган пластинкасининг минимал узунлиги қандай бўлиши керак?

Жавоб: 2,5 см га яқин.

86. Кенглиги 3 см бўлган дифракцион панжаранинг даври 3 мкм га тенг. Унинг иккинчи тартибли чизиқни ажратиш кучи нимага тенг? Яшил нурларда ажратилиши мумкин бўлган тўлқин узунликлар қандай?

Жавоб: $A = 20\,000$, $\delta\lambda \approx \frac{1}{4}$ Å.

87. Рентген нурларининг дифракциясига бағишланган тажрибаларда даста даври 2 мкм бўлган панжарага $30'$ га тенг сирпанувчи бурчак остида тушади (сирпанувчи бурчак деб нур йўналиши билан панжара текислиги орасидаги бурчакка айтилади). Учинчи тартибли спектр учун дифракция бурчаги $1\frac{1^\circ}{2}$ га тенг бўлиб чиқди. Рентген нурларининг тўлқин узунлигини аниқланг.

Жавоб: 1,78 Å.

88. а) Зонали панжарадаги (пластинкадаги) дифракция ҳодисасини кўриб чиқинг.

Кўрсатма. Зонали панжаранинг турли қисмларидан ҳосил бўлган биринчи, иккинчи ва ҳоказо тартибли дифракцион манзараларни кўринг ва панжаранинг ҳамма қисмларидан ҳосил бўлиб тайинли бир тартибда дифракцияланган нурлар нормални бир нуқтада кесишини кўрсатинг.

m-тартибнинг фокус масофаси $f_m = C/2\lambda m$ га тенг бўлиб, бу ерда C — панжарани характерлайдиган ўзгармас катталик ($C = r_n^2/n$ бўлиб, бу ерда n — ҳалқанинг номери ва r_n — радиуси).

Зонали панжара хроматик аберрацияга эгами?

б) Рэлей панжараси билан ўтказувчанлиги радиуси бўйича $\sin\frac{2\pi}{a}r^2$ қонунига мувофиқ ўзгарадиган зонали пластинка ўртасидаги ўхшашликни кузатинг.

Кўрсатма. Зонали пластинканинг ўқидаги майдон амплитудасини (ясси тўлқин тушади) Гюйгенс — Френель принципи ёрдамида ҳисобланг:

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{r_{\max}} \left[\sin\left(\frac{2\pi}{a}r^2\right)\cos\left[k\left(R+\frac{r^2}{2R}\right)\right]\right] r\,dr.$$

Интегрални ҳисоблашдан аввал r ўзгарувчини $\sqrt{\xi}$ га алмаштириш керак.

89. Дифракцион панжара чизилган шиша пластинка сув қуйилган узун яшикнинг бир деворидир. Сувнинг ичидаги максимумларга қаратилган йўналишларни аниқлайдиган формула тузинг.

Агар панжаранинг бир қисми сувдан чиқиб турган бўлса, панжара орқасида бир-бирининг устида жойлашган иккита спектрни кўрамиз, улардан бири сувда-иккинчиси ҳавода бўлади. Бу спектрлар бир-биридан нима билан фарқ қилади?

Жавоб. Ҳаводаги спектр 4/3 марта узун бўлади.

90. Миллиметрли чизғичга 90° га яқин бурчак остида тушаётган ёруғлик нурлари дифракциясига оид тажриба ўтказинг ва ҳодисани кузатиш мумкин бўлган шароитларни тавсифлаб беринг (логарифмик линейкага чизилган миллиметрли бўлинмалардан фойдаланиш, ёруғлик манбаи сифатида эса газ тўлдирилган чўғланма лампанинг спиралини ишлатиш қулай).

91. I импульс иккита $y' = \sin\omega t$ ва $y'' = 2\sin 3\omega t$ синусоидадан иборат. II импульс эса $y' = \sin\omega t$ ва $y'' = 2\sin(3\omega t + \pi/4)$ лардан иборат.

Бу импульслар энергиянинг бир хил спектрал тақсимотига мос бўлиб, лекин ҳар хил шаклга эга эканлигини кўрсатинг. (Соддалик учун импульслар даври яқин бўлган синусоидаларнинг чексиз тўпламн сифатида эмас, балки иккита синусоиданинг йигиндиси сифатида кўрсатилган.)

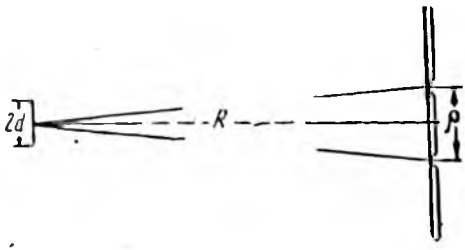
92. *Талбот полосалари.* Агар дифракцион панжарада пайдо бўлган спектрни труба ёрдамида кузатаётиб труба объективининг бир қисмини юпқа шиша ёки слюда пластинка билан бекитсак, қоронғи полосалар билан узилган спектр пайдо бўлади. Агар пластинка спектрнинг қизил учи томонидан киритилган бўлса, ҳодиса кузатилади ва бинафша учи томонидан киритилган бўлса, кузатилмайди. Бу ҳодисани 51-§ даги панжаранинг аҳамияти ҳақидаги мулоҳазалардан фойдаланиб изоҳлаб беринг. Бинафша учи томонидан қўшимча қатламнинг киритилиши ҳодисани бўладиган қилиб, қизил учидан киритилиши ҳодисани бўлмайдиган қилиши учун тажрибанинг шароитларини қандай ўзгартириш керак?

К ў р с а т м а. Синдириш кўрсаткичи n га тенг h қалинликдаги қатламнинг киритилиши панжаранинг бекитилган қисмидан чиқаётган ёруғликнинг тарқалиш тезлигини камайтириб, фазаларнинг $2\pi\frac{h(n-n')}{\lambda}$ га пропорционал бўлган қўшимча фарқини вужудга келтиради, бу ерда n' — муҳитнинг синдириш кўрсаткичи. Бу фазалар фарқи φ га боғлиқ бўлади ва спектрда интерференцион полосалар пайдо бўлиши мумкин. Панжаранинг пастки қисмидан келаётган импульсларнинг секинланиши ёки панжаранинг юқориги қисмидан келаётган импульсларнинг тезланиши (қ. 9.30-расм) орқада қолаётган импульсларнинг илгарилаб кетган импульсларга етиб олишига имконият яратади ва интерференция полосаларининг пайдо бўлишига олиб келади. Бунга тескари таъсир кўрсатилганда импульслар учраша олмайди ва интерференция бўлмайди. Шундай қилиб, натижа $n-n'$ нинг ишорасига ва киритилаётган қатламнинг вазнятига боғлиқ бўлади.

93. *Гримальдининг дифракцион тажрибаси* (1665 й.). Гримальди бир-бирига яқин жойлашган икки тирқишни Қуёш ёруглиги билан ёритганда (Қуёшнинг бурчакли диаметри $31' \approx 0{,}01$ рад га тенг) ёруғ ва қоронғи полосаларнинг навбатланишини кузатганини таърифлаган. Тирқишлар шундай жойлашганда интерференция ҳодисаси юз бериши учун улар ўртасидаги ρ масофа қандай бўлиши керак? (24-расм; R — Қуёшгача бўлган масофа).

Жавоб: $\rho \leqslant 25$ мкм (ҳисоб $\lambda = 0{,}5$ мкм ли яшил ранг учун қилинган). Бу натижа бизни Гримальдининг ўша тажрибада дифракцион ҳодиса кузатганига шубҳаланишга мажбур қилади. Кузатилган полосалар субъектив табиатга эга (контраст) бўлса керак.

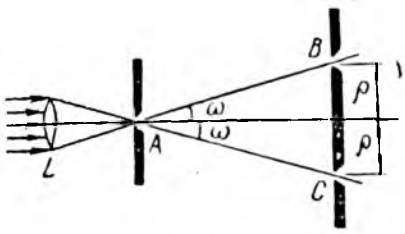
94. *Юнгнинг дифракцион тажрибаси.* Юнг Гримальдидан фарқли равишда манба сифатида Қуёшдан эмас, балки кучли ёритилган тирқишдан фойдаланди (қ. 16-§). Юнг тажрибасида A дан BC гача бўлган масофани 1 м га тенг ва A тешик Қуёшнинг тасвири бўлиб, Қуёш нурлари фокус масофаси 10 мм бўлган линза ёрдамида йиғилган, яъни A нинг ўлчами 0,1 мм га (25-расм) тенг деб ҳисоблаб, тажрибадаги B ва C тирқишлар орасидаги мумкин бўлган масофани ҳисобланг.



24-расм.

95. Иккита қўшни тирқишдан чиқаётган ва учта тирқиш бўлганда қўшимча минимумлар ҳосил қиладиган мос нурлар ўртасидаги йўл фарқи нимага тенг? Тўртта тирқишда қўшимча минимумлар берадиган ҳолда-чи? Бу ҳолларда амплитудалар диаграммаси қандай кўринишга эга бўлади?

Жавоб: Учта тирқиш учун



25- расм.

мос равишда $\lambda/3$ ва $2\lambda/3$; $4\lambda/3$ ва $5\lambda/3$ ва ҳоказо; учбурчаклар; тўртта тирқиш учун $\lambda/4$, $2\lambda/4$ ва $3\lambda/4$; $5\lambda/4$, $6\lambda/4$, $7\lambda/4$ ва ҳоказо; квадратлар.

96. Дифракцион панжаранинг қўшимча максимумларининг вазиятини аниқланг (даври d га, штрихлар сони N га тенг).

Жавоб: $d\sin\varphi = (m + 1/2)\lambda/N$.

97. Қаварик сиртда синиш ҳолц учун

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n_1 - n_2}{R}$$

формулани келтириб чиқаринг.

Тасвир мавҳум бўладиган ботиқ сиртда синиш ҳолини кўринг (чизмасини чизиб, формуласини чиқаринг).

98. Қаварик ва ботиқ сферик кўзгулар формуласини

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n_1 - n_2}{R}$$

формуладан чиқаринг.

99. Энкайиб турган киши ўзининг тагида сувда 1 м чуқурликда турган тангани қаерда кўради?

Кўрсатма. Икки мухит чегарасида синиш формуласидан фойдаланинг.

Жавоб. $h = 3/4$ м чуқурликда.

100. Сферик сиртнинг бош текисликларини топинг.

Жавоб. Қуйидаги (к. (74.1))

$$V = \frac{n_1 a_2}{n_2 a_1} = 1 \text{ ва } \frac{n_1}{a_1} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n_1 - n_2}{R}$$

шартлардан $a_1 = a_2 = 0$ эканлигини топамиз.

101. Юпқа линзанинг

$$\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} = (N-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$$

формуласини линзанинг қаварик ва ботиқ сиртлар учун, сув ичидаги ҳавоий линза (пуфак) учун, ҳаводаги шиша линза учун ва ҳоказолар учун текшириб, қайси ҳолда линза йиғувчи ва қайси ҳолда сочувчи эканлигини кўрсатинг.

102. Юпқа линзанинг

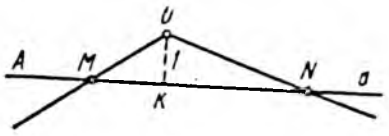
$$\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} = \frac{1}{f}$$

формуласини текшириб, буюм ва тасвирнинг ўзаро жойлашишини ҳамда V ни, яъни кўндаланг катталаштиришнинг ишораси ва катталигини аниқланг ($V = 1$ бўлганда $a_1 = a_2 = 0$ га тенг, яъни юпқа линзанинг бош текисликлари линза орқали ўтаётган текисликка қўшилиб бир бўлиб кетади).

103. Манбадан олдинги фокусгача бўлган масофани x_1 билан, тасвирдан кетинги фокусгача бўлган масофани x_2 билан белгилаб, юпқа линзанинг формуласини Ньютон кўрсатган $x_1 x_2 = -f^2$ шаклда чиқаринг.

104. Симни $\pi - \varphi$ бурчак ҳосил қилиб букамиз. O эгилиш нуқтасини AB чизиқдан $OK = 1$ масофада жойлаштирамиз (26- расм). Сим учларининг AB билан кесишиш нуқталари фокус масофаси $f = 1/\varphi$ га тенг бўлган лин-

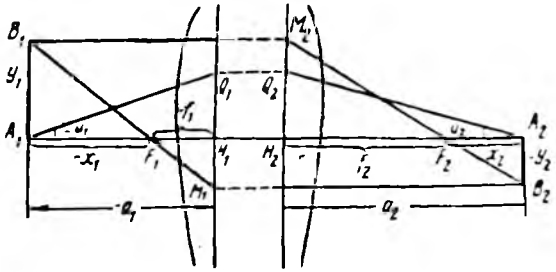
занинг қўшма нуқталари бўлади. Шуни исбот қилинг. Агар симни O га нисбатан айлантирсак, M ва N нинг ҳаракатлари манба ва тасвирнинг OK да жойлашган линзага нисбатан қиладиган ҳаракатларини ифодалайди. (Модель $MO \approx MK$ шарти бажариладиган ф бурчаклар учун тўғри бўлади, яъни MO параксиал нурни кўрсатиши керак.)



26- расм.

105. Икки томонидаги муҳитлар ҳар хил бўлган линза ($n_1 \neq n_2$) учун $f_1/f_2 = -n_1/n_2$ бўлишини кўрсатинг.

106. Оптик системанинг қўшма нуқталарини (27- расм) ва унинг кўндаланг катталаштиришини белгилайдиган муносабатларни келтириб чиқаринг:



27- расм.

$$x_1x_2 = f_1f_2;\ f_1/a_1 + f_2/a_2 = 1;\ f_1/f_2 = -n_1/n_2;\ V = -x_2/f_2 = -f_1/x_1.$$

Қуйидаги белгиларни киритамиз: $A_1F_1 = -x_1$; $A_1B_1 = y_1$;

$$F_1H_1 = -f_1;\ A_1H_1 = -a_1;\ \angle H_1A_1Q_1 = -u_1;\ F_2A_2 = x_2;$$

$$A_2B_2 = -y_2;\ H_2F_2 = +f_2;\ H_2A_2 = +a_2;\ \angle H_2A_2Q_2 = +u_2.$$

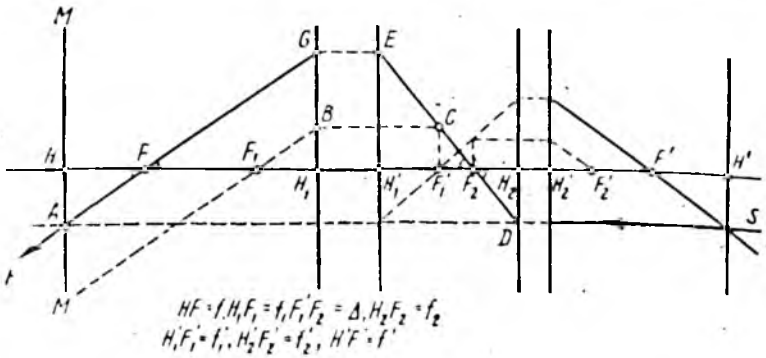
Хулосалар: 1) $F_1A_1B_1$ ва $F_1H_1M_1$ учбурчакларнинг ҳамда $F_2H_2M_2$ ва $F_2A_2B_2$ учбурчакларнинг ўхшашлигидан $-V = -y_2/y_1 = x_2/f_2 = f_1/x_1$ га эга бўламиз; бундан $x_1x_2 = f_1f_2$ ёки $f_1/a_1 + f_2/a_2 = 1$, чунки $x_1 = a_1 - f_1$ ва $x_2 = a_2 - f_2$.

2) $Q_1H_1A_1$ ва $Q_2H_2A_2$ учбурчаклардан $a_1u_1 = a_2u_2$ (параксиал дасталар учун) эканини топамиз; $(1 - V) = a_2/f_2$ ва $(1 - 1/V) = a_1/f_1$ муносабатларни ҳисобга олиб, $f_1y_1u_1 = -f_2y_2u_2$ тенгликни топамиз. Лагранжнинг $n_1u_1y_1 = n_2u_2y_2$ муносабатидан (к. 74- §) фойдаланиб, $-f_1/f_2 = n_1/n_2$ тенгликни топамиз, яъни фокус масофаларининг нисбати четдаги муҳитлар мос синдириш кўрсаткичлари нисбатининг тескари ишорали қийматига тенг.

107. Иккита қалин линза (f_1 ва f_2) шундай жойлашганки, уларнинг ўқлари устма-уст тушади ва фокуслари ўртасидаги масофа Δ га тенг. Бу мураккаб системанинг f фокус масофасини аниқланг (28- расм).

Жавоб: $f = f_1f_2/\Delta$.

К ў р с а т м а. Системанинг ўқига параллел бўлган SD нур системадан GF бўйлаб чиқади. Шундай қилиб, F нуқта системанинг олдинги фокуси; GF нурни SD нурнинг баландлигида кесиб ўтадиган MM текислик олдинги бош текислик бўлади ва H — бош нуқта бўлади. GF нурни чизиш учун система қисмларининг (яъни f_1 ва f_2 линзаларнинг) бош нуқталари (F_1, H_1, H'_1, F'_1, F_2, H_2, H'_2, F'_2)



28- расм.

хусусиятларидан фойдаланамиз; хусусан биринчи системачанинг фокал текислигида ётган C нуқтадан чиқадиган нурлар бу системадан бир-бирига параллел бўлиб чиқиши керак, яъни BF_1 нур GFA га параллел бўлиши керак.

Шундай қилиб, системанинг фокус масофаси $f = HF$. Чизмадан қуйидагини топамиз:

$$f = AH\frac{f_1}{BH_1} = AH\frac{f_1}{CF_1'} = \frac{AH}{DH_2}\frac{f_1f_2}{\Delta} = \frac{f_1f_2}{\Delta}.$$

Мос равишда иккинчи фокус масофасини топамиз:

$$f' = -\frac{f_1'f_2'}{\Delta} = -\frac{f_1f_2}{\Delta} = -f.$$

Агар $\Delta = 0$ бўлса, $f = \infty$ бўлади, яъни система телескопик система бўлади; параллел нурлар бу системадан ўтгандан сўнг яна параллел даста бўлавераді.

H_1 ва H_2 бош текисликлар устма-уст тушса, яъни $f_1' + \Delta - f_2 = 0$ ва $f_2 = -f_2$ бўлса (қ. 105- машқ),

$$1/f' = 1/f_1' + 1/f_2'$$

бўлади, яъни бир-бирига тегиб турган линзаларнинг оптик кучи ташкил этувчи линзалар оптик кучларининг йиғиндисига тенг бўлади.

Мураккаб системанинг олдинги F фокуси биринчи линзага нисбатан F_1 нуқтага (F_1EGF нур) қўшма бўлади. F_1 дан F гача бўлган x_F масофани (79.1) формуладан топамиз:

$$x_F = f_1f_1'/\Delta.$$

Мос равишда F_2' дан F' гача бўлган $x_{F'}'$ масофа қуйидагига тенг бўлади:

$$x_{F'}' = -f_2f_2'/\Delta.$$

H ва H' бош текисликларнинг F_1 ва F_2' фокусларга нисбатан тутган вазияти мос равишда $x_H = x_F - f$, $x_H' = x_{F'}' - f'$ муносабатлардан аниқланади.

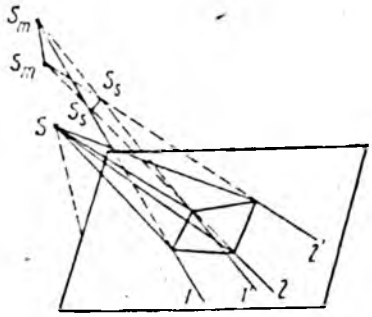
Мураккаб системанинг оддий мисоли линзадир. Агар синдирувчи икки сиртни системанинг ташкил этувчилари деб ҳисоблаб, (72.1) формуладан фойдалансак, қуйидагини топиш қийин эмас:

$$f' = -\frac{f_1 f_2}{\Delta} = \frac{1}{(n-1)(1/R_1 - 1/R_2) + [(n-1)^2/n]d/R_1R_2},$$

бу ерда d — линзанинг ўқдаги қалинлиги. Юпқа линзанинг (77.1) формуласидан фарқли равишда бу формуланинг махражида линза қалинлигининг таъсирини ҳисобга оладиган ҳад пайдо бўлган. Агар d ни $f' = \infty$ шарт бажариладиган қилиб танлаб олсак, калин линзадан кўриш трубасини ҳосил қиламиз (қ. 93-§).

108. Ясси чегарада сиқиш натижасида дастанинг астигматизми пайдо бўлади.

а) Бир нуқтадан (S дан) чиқаётган нурлар ясси чегарада сингандан сўнг умумий кесишиш нуқтасига эга бўлмаслигини кўрсатинг (29- расм).



29- расм.

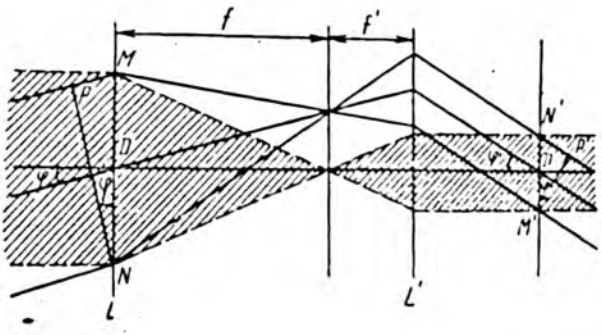
Кўрсатма. Иккита симметрик нур кесишган нуқтадан чегарагача бўлган масофани топинг ва бу масофа тушиш бурчагига боғлиқ эканлигини текширib кўринг.

б) Текисликка *қия* тушаётган дастани текшириш орқали ясси чегарада синганда астигматизм пайдо бўлишини кўринг. Даста ўқи ва сиртга ўтказилган нормал билан белгиланадиган текисликда (меридионал кесим) ётган нурлар орасидаги бурчак перпендикуляр текисликда (сагиттал кесим) ётган нурлар орасидаги бурчакка қараганда кучлироқ ўзгаришига эътибор беринг.

109. Сферик сирт учун бир жуфт апланатик нуқта мавжуд бўлишидан фойдаланиб, апланатик линза чизинг ва унинг апланатик нуқталарини кўрсатинг.

Жавоб: Агар P ва Q нуқталар KL сферик сирт учун апланатик нуқталар бўлса, шуларнинг ўзи KL сирт ва маркази P нуқтада бўлган MN сфера билан чегараланган линза учун ҳам апланатик нуқталар бўлади.

110. Трубадан (телескопик система) чиқаётган дастанинг D' кенглиги объективга кираётган дастанинг D кенглигидан кичик (30- расм). Трубанинг катталаштириши



30- расм.

$$\mathscr{N} = \frac{\varphi'}{\varphi} = \frac{\text{дастанинг трубадан олдиндаги диаметри}}{\text{дастанинг трубадан кейиндаги диаметри}} = \frac{D}{D'} = \frac{\text{кириш қорачағининг диаметри}}{\text{чиқиш қорачиғининг диаметри}}$$ эканлигини кўрсатинг.

Кўрсатма. 30- расмдан фойдаланинг ва чексиз узоқ масофада жойлашган буюмнинг маркази ва чеккасидан чиқаётган нурлар йўл фарқига эга бўлмаслик шартини, яъни $(PM) = (N'P')$ шартини кўриб чиқинг. Лекин $PM = D \sin \varphi$; $N'P' = D' \sin \varphi'$. φ ва φ' кичик бўлгани учун қуйидагини топамиз

$$\varphi' D' = \varphi D.$$

111. Агар нурларнинг параллел дастаси минимал оғдирадиган ҳолатда бўлмаган призмага тушаётган бўлса, призмадан чиқаётган нурлар дастасининг кенглиги бошқа бўлади. Шундай қилиб, призма тасвирни катталаштирувчи ёки кичиқлаштирувчи телескопик система бўлиб қолиши мумкин. Тасвир катталашадиган ва кичраядиган ҳолларни алоҳида-алоҳида кўриб чиқинг.

112. *Нурнинг призмада синиши.* Нурнинг призмада синиш натижасида огиши учун 86- § даги белгилардан фойдаланиб қуйидагига эга бўламиз:

$$D = (\alpha_1 + \alpha_2) - (\beta_1 + \beta_2) = (\alpha_1 + \alpha_2) - \varepsilon.$$

Минимал оғдириш шарти $\frac{\delta D}{\delta \alpha_1} = 0$ ни, яъни $|\alpha_1| = |\alpha_2|$ — кирувчи ва чиқувчи нурлар симметрик бўлган, демак, призмадаги нур унинг асосига параллел бўладиган шартни топинг.

Нурларнинг йўли симметрик бўлганда $n = \frac{\sin 1/2\,(D + \varepsilon)}{\sin 1/2\,\varepsilon}$ эканлигини кўрсатинг.

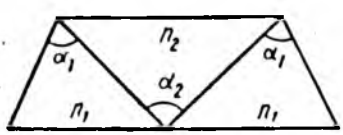
Агар синдирувчи ε бурчак жуда кичик ва нурлар призмага кичик (α — жуда кичик) бурчак остида тушаётган бўлса, $D = \varepsilon (n - 1)$ бўлади.

Кўрсатма. α_1 ва ε кичик бўлганда α_2 бурчак ҳам кичик бўлади. Демак: $\alpha_1 = n\beta_1$, $\alpha_2 = n\beta_2$. Шунинг учун

$$D = (n - 1)(\beta_1 + \beta_2) = \varepsilon (n - 1).$$

113. Қуйидаги шартлар бажарилганда Амичи призмасида нур (31- расм) оғмаслигини кўрсатинг:

$$\alpha_1 = 90°;\ \operatorname{tg} 1/2\,\alpha_2 = \sqrt{(n_1^2 - 1)/(n_2^2 - n_1^2)}.$$



31- расм.

Кўрсатма. Оғмасдан ўтаётган нур призма асосига параллел равишда киради ва чиқади ҳамда ички призмага нисбатан симметрик бўлади.

Амичининг уч қаррали призмаси флинт (C-18)] ва кроидан (C-20) (қ. 114- машқдаги жадвал) шундай қилиб ясалганки, F нур ($\lambda = 4861$ Å) сиғмайди. Бу призмани ҳисобланг, шунингдек C ($\lambda = 6563$ Å) ва G ($\lambda = 4341$ Å) нурлар орасидаги бурчакни (дисперсияни) ҳисоблаб топинг.

114. *Хроматик аберрация ва ахроматизм.* а) Линзанинг хроматик аберрациясини турли тўлқин узунликлар учун синдириш кўрсаткичи турли бўлиши натижасида фокус масофасининг вариацияси тарзида аниқлаш мумкин: $\delta\left(\frac{1}{f}\right) = \frac{\delta n}{n - 1}\frac{1}{f}$. Агар $\delta\left(\frac{1}{f}\right) = 0$ бўлса, линза ахроматик линза бўлади.]

Иккита линзани ёпиштириб ясалган мураккаб линзанинг ахроматлашиш шарти қуйидагича эканлигини кўрсатинг:

$$1/\nu_1 f_1 + 1/\nu_2 f_2 = 0,$$

бу ерда $\nu_1 = (n_1 - 1)/\delta n_1$, $\nu_2 = (n_2 - 1)/\delta n_2$ (амалда n_1 ва n_2 ни натрийнинг D-чизиғи учун олиш мумкин, яъни ν_1 ва ν_2 ларни биз танлаган шишаларнинг дисперсия коэффициентлари деб ҳисоблаш мумкин).

Кўрсатма. 107- машқ натижаларидан фойдаланинг.

1- жадвал

Оптик шишаларнинг характеристикалари

Номи	Белгиси	n_D	ν	$n_F - n_C$	$n_F - n_D$	$n_{G'} - n_F$
Боросиликат крон	*C*-20	1,5100	63,4	0,00805	0,00505	0,00451
Силикат крон	*C*-7	1,5147	60,6	0,00849	0,00599	0,00481
Крон	*C*-12	1,5181	58,9	0,00879	0,00619	0,00499
Крон — флинт	*C*-49	1,5262	51,0	0,01032	0,00730	0,00598
Енгил барит крон	*C*-21	1,5302	60,5	0,00877	0,00617	0,00495
Барит крон	*C*-17	1,5399	59,7	0,00905	0,00637	0,00515
Барит крон	*C*-6	1,5726	57,6	0,00995	0,00702	0,00568
Енгил флинт	*C*-16	1,5783	41,7	0,01387	0,00988	0,00829
Оғир крон	*C*-24	1,6126	58,6	0,01046	0,00737	0,00593
Флинт	*C*-8	1,6129	36,9	0,01660	0,01184	0,01008
Флинт	*C*-3	1,6242	35,9	0,01738	0,01242	0,01060
Оғир флинт	*C*-18	1,7550	27,5	0,02743	0,01975	0,01730

Эслатма. $\lambda_D = 5893$Å, $\lambda_C = 6563$Å, $\lambda_F = 4861$Å, $\lambda_{G'} = 4341$Å.

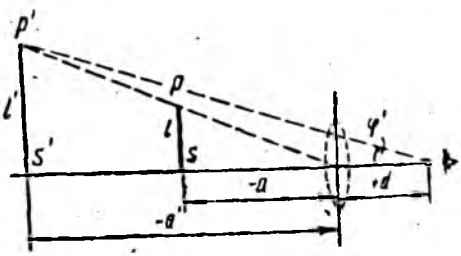
б) Боросиликат кронидан ясалган ва фокус масофаси (D- чизиқ учун) $f_1 = 100$ мм бўлган икки ёқлама қаварик симметрик линза берилган. Фокус масофаси 300 мм га яқин бўлган ахроматик йиғувчи линза ясаш учун берилган линзага ёпиштириладиган флинтдан ясалган линзани ҳисобланг (яъни шишанинг сортини танланг ва сиртларининг радиусини кўрсатинг); ҳисобни $f = 300$ мм учун бажаринг, юқорида кўрсатилган жадвалдан энг яқин келадиган сортни ёки танланг ва сўнгра f нинг қиймати қандай бўлиб чиқишини ҳисобланг).

Жавоб: $r_1 = -102$ мм, $r_2 = 635$ мм, $f = 292$ мм. Шиша: *C* - 20 ва *C*-16.

115. Лупанинг катталаштириши. Оддий линзанинг формуласидан

$$\operatorname{tg}\varphi' = \frac{l'}{-a' + d} = \frac{l(f - a')}{f(d - a')}$$

эканлигини топамиз, бу ерда φ' — тасвирни кўриш бурчаги; $\operatorname{tg}\varphi = l/D$, бу ерда φ — оддий кўздан D масофада турган буюмни кўриш бурчаги (32- расм).



32- расм.

$\mathcal{N}$ катталаштириш қуйидагича ифодаланади:

$$\mathcal{N} = \frac{\operatorname{tg}\varphi'}{\operatorname{tg}\varphi} = \frac{D(f - a')}{f(d - a')};$$

$a' = -\infty$ бўлганда $\mathcal{N} = D/f$ бўлади, $d - a' = D$ бўл-

ганда $\mathscr{N} = D/f + 1 - d/f$ бўлади, яъни катталаштириш кўзнинг вазиятига (d) бироз боғлиқ бўлади. Кўз бош фокус яқинида жойлашган вақтда ($d = f$) $\mathscr{N} = D/f$ бўлади (бундай ҳол эса амалда учрайди).

116. $C-3$ шишадан ясалган олтмиш градусли учга призмаси ва фокус масофаси $f = 250$ мм га тенг линзаси (камера линзаси) бўлган спектрографнинг бурчакли ва чизиқли дисперсиясини ҳисоблаб топинг. Призмалар F нур минимал оғадиган вазиятда ўрнатилган. Ҳисобни бир неча тўлқин узунлиги учун бажаринг. Абсциссалар ўқи бўйлаб чизиқлар орасидаги масофани, ординаталар ўқи бўйлаб тўлқин узунлигини қўйиб, ҳисоблаш графиги ясанг.

117. Коллиматор объективининг диаметри $d = 50$ мм. Асбобга тушаётган ёруғлик оқимидан тўла фойдаланиш учун $C-18$ дан ясалган ва F нур минимал оғадиган вазиятда ўрнатилган олтмиш градусли призманинг ўлчамлари ва камера объективининг диаметри қандай бўлиши керак?

118. Труба объективининг ажратувчи кучи ифодасини Аббе усули ёрдамида келтириб чиқаринг.

Кўрсатма. $\sin u = u$, $n = 1$. Ажрата олиш шарти $d = \lambda_0/u$ ёки $\varphi = \lambda_0/R$.

119. Буюм билан қўшма бўлган текисликдаги дифракцион манзара Фраунгофер дифракциясининг манзараси билан бир хил бўлишини кўрсатинг.



33- расм.

Кўрсатма. Идеал оптик системани иккита системачадан иборат қилиб тасвирланг; бу системачалар орасида буюмнинг ҳар бир нуқтасидан чиқаётган нурлар параллел даста бўлиб тарқалаётган бўлсин (33- расм). Апертура диафрагмасини параллел дасталарга ўрнатсак, Фраунгофер дифракциясини кузатиш схемасига эга бўламиз.

120. Агар иккита когерент нуқтавий манба бир-биридан (97.1) формула билан аниқланадиган масофада турган бўлса, уларнинг тасвирида кузатилаётган дифракцион манзаранинг марказида минимум бўлмайди. Шундай эканлигини кўрсатинг.

121. Агар микроскоп объективининг фокал текислигида тирқиш кўринишидаги диафрагмани майда тўрнинг (айқаш панжаралар) вертикал штрихларига параллел қилиб ўрнатилса, шу тўрнинг тасвири қандай бўлади? Агар горизонтал штрихларга параллел қилиб ўрнатилса-чи? Иккала хил штрихларга оғма қилиб ўрнатилса-чи?

122. Одам кўзи қорачиғининг ўлчами $R = 2$ мм бўлганда (яшил нурларни, $\lambda = 5500$ Å) ажрата олиш кучи нимага тенг бўлади? (Кўз моддасининг синдириш кўрсаткичи $n = 1{,}4$). Чегара бурчакни аниқланг ва уни тўр пардасининг тузилишига боғлиқ бўлган ажрата олиш чегараси билан таққосланг.

123. Фокус масофаси бир метрга тенг бўлган объективнинг ажрата олиш кучини аниқланг.

124. Нима учун трубанинг окуляри тасвирни кўп катталаштиришига қарамай, окулярдан фойдаланиш трубанинг ажрата олиш кучини кўпайтирмайди?

125. Объектив диаметрини катталаштириш дифракцион доиранинг ва сферик аберрация натижасида ҳосил бўладиган сочилиш доирасининг ўлчамига қандай таъсир қилади? (Замонавий яхши объективларда тешик таъсиридаги хато яхши тузатилган бўлиб, тасвирнинг сифатига дифракцион ҳодисаларгина таъсир қилади.)

126. Магнит майдони 10 000 Э бўлганда водородда Зееманнинг нормал эффектини кузата оладиган спектрографнинг призмалари қандай бўлиши керак?

127. Натрийнинг сариқ дублетини (5890 Å ва 5896 Å) ажрата олиш учун $C-12$ кронд ва $C-18$ флинтдан ясалган призма қандай бўлиши керак?

128. Бундан олдинги машқни симобнинг бир-бирига яқин бўлган сариқ 5770 Å ва 5791 Å чизиқлари учун бажаринг.

129. Даври d бўлган структурасининг айрим нуқталарини энлик манба орқали ёритишнинг когерентлик шартини чиқаринг (манбанинг буюм жойлашган нуқтадан белгиланган бурчакли ўлчами ψ га тенг).

Жавоб: Агар $\psi \ll \lambda/d$ бўлса, ёритиш когерент бўлади.

Кўрсатма. Манбанинг турли нуқталаридан чиқиб, структура элементларини ёритаётган ёруғлик тўлқинларининг фазаларидаги *фарқ* 2π га нисбатан кам бўлса, ёритиш когерент бўлади. Структурасининг энлик манбанинг турли қисмларидан ёритилишини манбанинг қайси нуқтасидан чиқишига боғлиқ равишда структурага *турли йўналишларда* тушаётган ясси тўлқинлар* ёритишига ўхшаш дейиш мумкин. Йўналишларнинг ҳаммаси манбанинг бурчакли ψ ўлчамига боғлиқ бўлади. Ҳар бир ясси тўлқин структура элементи ичида фаза бўйича $2\pi d\varphi_i/\lambda$ га фарқ қиладиган тебранишлар ҳосил қилади, бу ерда φ_i — мос ясси тўлқиннинг йўналишини кўрсатадиган бурчак. Йўллар айирмасидаги манба ўлчамларига боғлиқ бўлган фарқ $\sum d\varphi_i = d\sum\varphi_i = d\psi$ га тенг бўлиб, фазалар айирмасидаги фарқ эса $(2\pi/\lambda)\,d\psi$ га тенг.

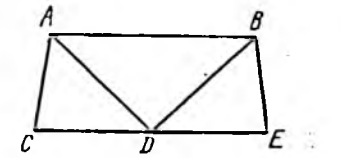
130. Бир хил частота ва амплитудага эга бўлган, лекин фаза бўйича бир-бирига нисбатан озгина силжиган иккита синусоиданинг айирмаси худди шундай частотали, лекин амплитудаси кичик синусоидадан иборат эканлигини; бу синусоида фаза бўйича бошланғич синусоидаларга нисбатан қарийб $\frac{1}{2}\pi$ га силжиганлигини аналитик равишда кўрсатинг.

131. Резерфорд призмасининг (34- расм) D- чизиқни, яъни $\lambda = 5890$ Å ни ажрата олиш кучини ҳисоблаб топинг.

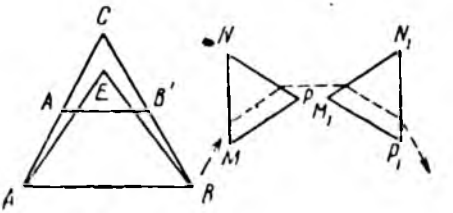
Кўрсатма. $A = b'\dfrac{dn'}{d\lambda} - 2b\dfrac{dn}{d\lambda}$.

132. Бир хил материалдан (C-3) ясалган ва минимум оғдириш вазиятида жойлаштирилган бир неча призманинг ажрата олиш кучи ва дисперсиясини тақосланг (35- расм): 1) E учидаги бурчаги 70° бўлган AEB призма билан C учидаги бурчаги 60° бўлган ACB ни; 2) ACB билан $CA' = 1/2\,CA$ бўлган $A'CB'$ ни; 3) ACB билан N ва N_1 учларидаги бурчаклари 60° бўлиб, $MV = \frac{1}{2}\,AC$ бўлган MNP ва $M_1N_1P_1$ призмаларни.

133. C-3 ва C-18 дан ясалган бўлиб, минимал оғиш кузатиладиган учбурчакли призмаларнинг максимал синдирувчи бурчагини аниқланг.



34- расм.



35- расм.

* Манбанинг айрим нуқталаридан чиқиб, структурага етиб бораётган тўлқинларни ясси тўлқин деб ҳисоблаш мумкин, чунки $d \ll R$ бўлиб, бу ерда R — структурадан манбанинг нолалган нуқтасигача бўлган масофа.

Кўрсатма. Тўла ички қайтишни ҳисобга олинг.

134. Прожектор кўзгусининг фокус масофаси $f = 100$ см ва тешиги диаметри $D = 100$ см (сферик аберрацияси етарли даражада тузатилган). Ёруғлик манбаи сифатида электр ёйининг кратери олинган, кратерни диаметри 4 мм бўлиб, маркази кўзгу фокусида ётган диск деб ҳисоблаш мумкин. Кратернинг равшанлиги 10^8 кд/м² га тенг бўлиб, унинг нурланиши Ламберт қонунига бўйсунади.

Манба ёруғлигининг сфера бўйича ўртача кучини ва прожектор ўқидаги ёруғлик кучини аниқланг (ёй кўмирларининг экранловчи таъсирини эътиборга олмаса бўлади).

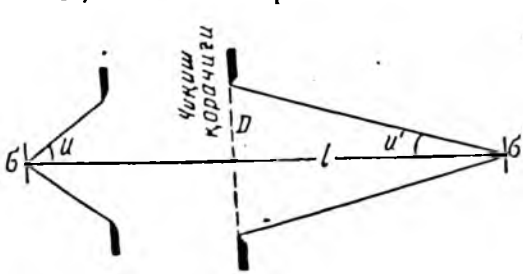
135. Спектрограф коллиматори ва камераси объективларининг диаметри тенг бўлиб, уларнинг фокус масофалари мос равишда f_1 ва f_2 га тенг. Конденсор ёрдамида тирқиш шундай ёритилганки, бунда коллиматорнинг объективи ёруғликка тўлган. Асбобнинг ёритиш кучи камеранинг объективигагина боғлиқ эканлигини исботланг.

Исботи. Тирқишнинг равшанлиги B га, асбобдаги оқим $\Phi = \pi B\sigma \sin^2 u = \pi B\sigma R^2/f_1^2$ га, тирқиш тасвирининг юзи $\sigma' = \sigma f_2^2/f_1^2$ га, ёритилганлик $E = \pi BR^2/f_2^2$ га тенг, яъни фақат камера объективининг ёритиш кучига боғлиқ бўлади.

136. Агар Қуёш ёруғлиги нисбий тешиги $d/f = 1/5$ бўлган линза ёрдамида тўпланса, ёритилганлик неча марта кўпаяди?

Жавоб: Тахминан 400 марта.

137. Ҳар қандай оптик система l масофада ҳосил қиладиган *ёритилганликнинг* ифодасини $E = KBS/l^2$ (Манжен формуласи) кўринишида чиқаринг, бу ерда K — оптик системанинг ўтказиш коэффициенти, S — системанинг чиқиш қорачиғининг юзи, B — манбанинг равшанлиги.



36- расм.

Кўрсатма (36- расм). Тасвирга тушаётган оқим $\Phi' = K\Phi = KB\sigma\pi \sin^2 u$; тасвирнинг юзи $\sigma' = \sigma \sin^2 u/\sin^2 u'$ (синуслар шарти). Ёритилганлик қуйидагича ифодаланади:

$$E' = KB\pi \sin^2 u',$$

бу ерда $\sin u' = D/2l$, яъни

$$E' = K\frac{B}{l^2}\frac{\pi D^2}{4} = K\frac{BS}{l^2},$$

бу ерда $S = \pi D^2/4$ — чиқиш қорачиғининг юзи.

138. Кўзгусининг диаметри $D = 2$ м га, ёйининг равшанлиги $B = 10^9$ кд/м² га тенг бўлган прожектор идеал ($K = 1$) шаффофликда $l = 1$ км масофада ҳосил қилган ёритилганликни аниқланг. (Манжен формуласидан фойдаланинг; қ. 137-машқ.)

Жавоб:

$$E = \frac{\pi \cdot 10^9 \cdot 2^2}{4 \cdot 10^6} \approx 3 \cdot 10^3 \text{ лк}.$$

139. Нима учун турмалин, бошқа истаган қутблантирувчи қурилмалар каби табиий ёруғликнинг ярмидан ортиғини ўтказмайди?

140. 16.1- расмдаги T_2 ни айлантирганда юз берадиган ҳодисаларни таърифланг. 16.3- расмдаги S_2 ни айлантирганда юз берадиган ҳодисаларни таърифланг.

141. Брюстер қонунидан Брюстер бурчаги остида қайтган нурнинг синган нурга перпендикуляр бўлиши келиб чиқишини кўрсатинг.

Кўрсатма. Брюстер қонуни ва синиш қонунидан фойдаланинг.

142. Сув тўлдирилган шиша идиш тубидан қайтишга оид Брюстер бурчагини аниқланг (идиш синдириш кўрсаткичи $n = 1{,}50$ бўлган крондан ясалган).

143. Тиниқ бўлмаган диэлектрикнинг (масалан, эмалнинг) синдириш кўрсаткичини қандай қилиб аниқлаш мумкин?

Кўрсатма. Брюстер қонунидан фойдаланинг.

144. Бир тўп фотография пластинкалари ёрдамида қутбланишга доир содда тажрибалар ўтказинг ва уларни таърифланг.

145. Сув сиртидан қайтган Қуёш нурларининг қутбланишини аниқлашга уриниб кўринг. Қутбланиш куннинг қайси вақтида максимал бўлар экан?

146. 383- бетда таърифланган тажрибада I_o ва I_e интенсивликлар қандай ўзгаришини таърифланг. Хусусан, $I_o = 0$, ёки $I_e = 0$, ёки $I_o = I_e$ бўлган ҳолларни кўрсатинг.

147. 17.4 ва 17.5- расмларда кўрсатилган (қ. 108- §) призмаларнинг апертурасини ҳисобланг.

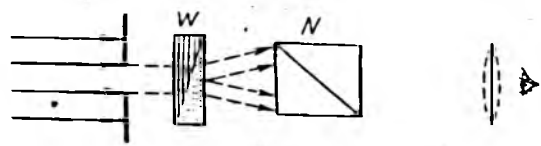
148. Исланд шпатидан ясалган бўлиб (қ. 17.8- расм) нурларни орасидаги бурчак 5° бўладиган қилиб иккига ажратиб синдирувчи призмаларни ҳисобланг.

149. Агар 17.8- в расмда кўрсатилган призманинг ҳар бир ярми 30°- синдириш бурчагига эга бўлса, призмада синган нурлар орасидаги бурчак нимага тенг бўлади?

150. Автомашиналарнинг олдинги ойнаси ва фаралари поляроиддан ясалган. Шофер ўз фаралари ёритиб бораётган йўлни бемалол кўриб, рўпарадан келаётган машина фаралари ёруғлиги унинг кўзини олмаслиги учун, бу поляроидлар қандай жойлашган бўлиши керак?

Жавоб: Ҳамма машиналарнинг ойналари ва фараларидаги поляроидлар уларнинг бош текислиги горизонт билан 45° ли бурчак ташкил қиладиган қилиб қўйилади.

151. Содда поляризацион фотометр қуйидагича тузилган (37- расм). Томонлари 17.8- в расмда кўрсатилган призманинг бош текисликларига мос жойлашган квадрат шаклидаги кичик тешикдан ўтаётган ёруғлик бу призмага тушади ва кейин николь орқали кўрилади. Тешик ва поляризацион призманинг ўлчамлари маълум нисбатда бўлганда николь орқали қараб иккита туташ квадратни кўриш мумкин. Николни айлантирганда бу квадратлар ёритилганликларининг муносабати ўзгаради.



37- расм.

а) Табиий ёруғлик тушаётганда N нинг W га нисбатан қандай жойлашишида иккала квадратнинг ёритилганлиги бир хил бўлади? Агар тушаётган ёруғлик квадрат тешикнинг бир томони бўйича қутбланган бўлса-чи? Тешикнинг диагонали бўйича қутбланган бўлса-чи?

б) W призманинг бош текисликларидан бири йўналиши бўйича қисман қутбланган ёруғлик асбобга ушади. Агар майдонлар ёритилганликларининг тенглик шарти николни W призманинг кўрсатилган текислигига нисбатан α бурчакка буришга мос келса, қутбланиш даражаси (Δ) нимага тенг бўлади?

Кўрсатма. Қутбланиш даражаси ўзаро перпендикуляр бўлган икки йўналишда қутбланган дасталар интенсивликлари (I' ва I'') айирмасининг тўла I интенсивликка нисбатига тенг, яъни $\Delta = (I' - I'')/I$.

Жавоб: $\Delta = -\cos 2\alpha$.

Қутбланиш даражаси 20% бўлганда α нимага тенг бўлади?

152. Исланд шпати ва кварцнинг турли тўлқин узунликлари учун синдириш кўрсаткичлари 2- жадвалда берилган.

Кварцдан ва исланд шпатидан ясалган пластинкалар турли тўлқин узунликлари учун чорак тўлқинли пластинка вазифасини ўташи учун уларнинг қалинлиги қанча бўлиши кераклигини ҳисоблаб топинг.

2- жадвал

Исланд шпати ва кварцнинг тўлқин узунлиги турлича бўлган нурларни синдириш кўрсаткичлари

Тўлқин узунлиги λ, нм	Исланд шпати		Кварц	
	n_e	n_o	n_e	n_o
687 (қизил)	1,484	1,653	1,550	1,541
656 (кирмизи)	1,485	1,655	1,551	1,542
589 (сариқ)	1,486	1,658	1,553	1,544
527 (яшил)	1,489	1,664	1,556	1,547
486 (ҳаворанг)	1,491	1,668	1,559	1,550
431 (кўк-бинафша)	1,495	1,676	1,564	1,554
400 (бинафша)	1,498	1,683	1,568	1,558

153. Бундай юпқа пластинкаларни (қ. 152- машқ) ясаш нейин бўлгани учун $(m+\frac{1}{4})\lambda$ га тенг йўл фарқи берадиган пластинкалардан фойдаланиш мақсадга мувофиқ. Қалинлиги тахминан 1 мм га тенг бўлган шундай кварц пластинкани $\lambda = 589{,}3$ нм (сариқ ранг) учун ҳисобланг. Бундай пластинка бинафша нурларга ($\lambda = 400{,}0$ нм) қандай таъсир кўрсатади?

154. Чорак тўлқинли қалин кристалл пластинкалардан фойдаланиш нима учун нокулайлигини тушунтиринг (синдириш кўрсаткичлари айирмасининг дисперсиясига, яъни синдириш кўрсаткичлари айирмасининг тўлқин узунлигига боғлиқлигига эътибор беринг).

155. *Чап* ва *ўнг* доиравий қутбланиш ҳосил бўлиши тўғрисидаги масалани батафсил кўриб чиқинг. Агар кристалл пластинканинг қалинлиги $3/2\,\lambda$ га тенг йўл айирмасини вужудга келтирадиган бўлса, кузатиладиган қутбланишнинг характери қандай бўлади?

156. Агар *табиий* ёруглик кристалл пластинкага, хусусан чорак тўлқинли пластинкага; ярим тўлқинли пластинкага тушса, нима бўлиши мумкинлигини батафсил текширинг.

157. Агар Юнг тажрибасини ўтказаётганда иккита тирқишдан ўтаётган ёруглик ўзаро перпендикуляр текисликларда қутбланган қилинган (масалан, кераклича жойлаштирилган поляроидлар ёрдамида) бўлса, интерференция бўлмайди. Бу тажриба Араго—Френелнинг ўзлари ўзгартирган машҳур тажрибаси бўлиб, бунда *иккала тирқишнинг орқасида* бош йўналишлари интерференцияланаётган нурларнинг қутбланиш йўналишлари билан 45° бурчак ташкил қилувчи кристалл пластинка қўйилади. Натижада тенг амплитудали тўртта тўлқин пайдо бўлиб, уларнинг қутбланиш текисликлари жуфти-жуфти билан устма-уст тушар эди (иккита тўлқиннинг тебранишлари кристалл пластинканинг биринчи бош текислигида ётади, иккита тўлқиннинг тебранишлари эса иккинчи бош текисликда ётади). Шунга қарамай интерференция юз бермаган. Нурларни ихтиёрий жойлашган николь орқали кўрганда ҳам интерференция манзараси пайдо бўлмайди. Бу эса масала максимумлари ярим полосага силжиган ва ўзаро перпендикуляр йўналишларда қутбланган иккита интерференцион манзаранинг пайдо бўлишида эмаслигини исботлайди.

Араго—Френель ҳодисасини изоҳлаб беринг. Интерференция юз бериши учун нима қилиш керак?

Жавоб: Интерференция юз бериши учун тирқишларга тушаётган ёруглик аввал ясси қутбланган ёругликка айлантириш керак.

158. Френель кальций сульфатнинг кам синдирувчи пластинкасидан ўтган ёруглик интерференция рангларига эга бўлмаслигини кузатган, ваҳоланки

пластинкадан чиқаётган икки тўлқиннинг йўл фарқи 2—3 тўлқин узунлигига тенг. Ҳодисанинг сабабини айтиб беринг.

Эслатма. Френелнинг бу кузатишлари Френель ва Араголнинг машҳур тажрибаларини амалга ошириш учун асос бўлади (қ. 169- §).

159. Бабине компенсаторидан чиқаётган ёруғликнинг қутбланиш характерини стрелкалар, тебраниш йўналишлари кўрсатилган доира ва эллипслар ёрдамида схематик равишда кўрсатинг.

Қизил ва бинафша ёруғлик учун фарқ нимада бўлишини изоҳлаб беринг.

160. Эллипс бўйича қутбланган оқ ёруғлик Бабине компенсатори ва николь орқали ўтганда қандай манзара кузатилиши мумкин?

161. 152- машқда берилган жадвалдан фойдаланиб, учидаги бурчаги $\alpha = 5'$ бўлган кварц пона орқали ясси қутбланган ёруғлик ўтганда кузатиладиган манзарани таърифланг.

Ўқ вертикал жойлашган AA қирра бўйлаб йўналган. Тушаётган ёруғликнинг қутбланиш текислиги кварцнинг ўки билан 45° ли бурчак ташкил қилади. Ёруғлик монохроматик бўлиб, $\lambda = 589{,}0$ нм га тенг.

Понадан чиқаётган дастадаги тебранишлар йўналишларининг схематик чизмасини чизинг ва ўнг доиравий қутбланиш маъжуд бўлган вақталар бир-биридан қандай масофада бўлишини ҳисоблаб топинг.

162. Айкаштириб қўйилган икки кутбловчи орасига слюда пластинка қўйилганда ва умумий қалинлиги пластинка қалинлигига тенг бўлган юпқа слюда варақлар тўплами қўйилганда кузатиладиган интерференцион манзаралар фарқини тавсифлаб беринг.

Жавоб: иккинчи ҳолда (яъни «юпқа варақлар тўплами») бош йўналишлар бўлмайди.

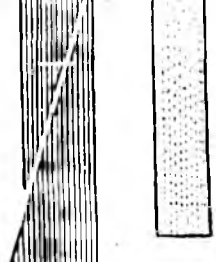
163. Айкаштириб қўйилган николлар орасига бир ўқли кристаллдан оптик ўққа параллел қилиб кесиб олинган пластинка жойлаштирилганда параллел нурларда кузатиладиган манзарани таърифланг. Агар пластинкани айлантирсак нима бўлади? Анализаторни айлантирсак-чи?

164. Бабине—Солейль компенсатори ясси-параллел пластинка ва кварцдан оптик ўққа параллел равишда кесиб олинган иккита гонадан ташкил топган. Шундай қилиб, гоналар бирлигида ўзгарувчан қалинликка эга бўлган ясси-параллел пластинка ташкил қилади, бунда ўзгармас ва ўзгарувчан пластинкаларнинг оптик ўқлари бир-бирига перпендикуляр йўналган (38- расм).

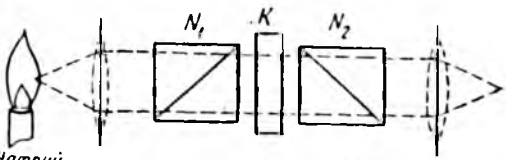
Бундай компенсаторнинг ишлашини кўриб чиқинг. Бабине—Солейль компенсатори 18.5- расмдагига ўхшаш жойлашган бўлса, кузатиш майдонининг кўриниши қандай бўлади?

Жавоб: Эллиптиклик даражаси бутун майдон бўйлаб бир хил бўлади.

165. 26.22- расмдаги схемада исланд шпатининг қалинлиги нихтиёрий бўлса, оқ ёруғликда интерференция манзарасини кузатиш мумкинми? Ўққа параллел қилиб кесиб олинган ва қалинлиги 5 мм бўлган исланд шпати пластинкаси учун йўл фарқини ҳисобланг. Пластинканинг қалинлиги канча бўлганда $\lambda/\Delta\lambda = 400000$ бўлган сиқоб чизиғи учун интерференцияни кузатиш мумкин?



38- расм.



39- расм.

166. Вуднинг синдириш кўрсаткичининг дисперсиясига асосланган поляризацион монохроматорини 39-расмдаги схема бўйича ишлатиш мумкин. N_1 қутбловчи K кристаллнинг бош текисликларига нисбатан 45° га бурилган. Кристаллнинг маълум бир қалинлигида бир-бирига яқин бўлган иккита чизиқ чизиқли қутбланган бўлиб, қутбланиш текисликлари қарийб перпендикуляр бўлиб чиқади. Агар N_2 ни керагича жойлаштирсак, бу чизиқларнинг бири бутунлай тутиб колинади, иккинчиси эса ўтиб кетади (монохроматор). (Амалда эса монохроматор мураккаброқ тузилган бўлади.)

а) Оқ ёруғлик Вуд монохроматори орқали спектрографнинг тирқишига юборилаётир. Спектрнинг кўриниши қандай бўлади? N_2 ни 90° га бурсак, спектрда қандай ўзгаришлар юз беради?

Жавоб: Спектр навбатланаётган қоронғи ва ёруғ полосалардан иборат бўлади; N_2 ни бурганда қоронғи ва ёруғ полосалар ўрни алмашади.

б) Натрийнинг бир-бирига яқин бўлган иккита $D_1 = 589{,}6$ нм ва $D_2 = 589{,}0$ нм чизиғини ажратишга имкон берадиган K кварц ёки исланд шпати кристалининг қалинлигини ҳисоблаб топинг; синдириш кўрсаткичлари 3-жадвалда берилган.

3-жадвал

Исланд шпати ва кварцнинг синдириш кўрсаткичлари

Спектрал чизиқ	Исланд шпати		Кварц	
	n_e	n_o	n_e	n_o
D_1	1,48654	1,65846	1,55338	1,54423
D_2	1,48652	1,65843	1,55335	1,54420

167. Қутбланган нурларнинг интерференциясини йиғилувчи нурларда кузатганда рангли ҳалқаларнинг тартиби қандай бўлади (қ. 26.23-расм)? Ҳалқалар қаерда зичроқ жойлашган бўлади — манзара марказидами ёки четларига яқинрокдами?

168. Олдинги машқдаги тажрибада N_1 ва N_2 ларнинг ўртасига исланд шпатидан қалинлиги $d = 1$ мм бўлган пластинка қўйилган эди. Қизил ранг ($\lambda = 687{,}0$ нм) ва бинафша ранг ($\lambda = 400{,}0$ нм) учун биринчи, учинчи ва ўнинчи ёруғ ҳалқаларнинг радиусларини ҳисобланг.

Пластинканинг ўк билан 30° бурчак остида кесишган нурлар ўтаётган нуқтасида нима кузитилади? 45° бурчак остида кесишса-чи? Монохроматик сариқ ёруғлик ($\lambda = 589{,}0$ нм) ва оқ ёруғлик қолида-чи?

169. Ернинг *суткалик* ҳаракати натижасида пайдо бўладиган аберрациянинг катталиги географик φ кенглиги 0°, 45° ва 90° бўлган жойларда нимага тенг бўлишини ҳисоблаб топинг. Агар юлдуз вазиятини аниқлаганда бурчакни 0″,05 аниқлик билан ўлчаш мумкин бўлса, аберрация ҳодисасини кузатиш мумкинми?

Жавоб: $\operatorname{tg}\alpha = v/c$, бу ерда $v = 2\pi R\cos\varphi/T$; $R = 6400$ км — Ернинг радиуси, $T = 24$ соат — Ернинг айланиш даври.

170. Агар юлдузга тўғриланган йўналиш Ернинг ҳаракат йўналиши билан ψ бурчак ташкил қилган бўлса, аберрация бурчагининг катталиги нимага тенг бўлади? Ҳисоблаб топинг.

Жавоб: $\operatorname{tg}\alpha = \dfrac{v}{c}\dfrac{\sin\psi}{1+(v/c)\cos\psi} \approx \dfrac{v\sin\psi}{c}$, чунки $v/c \ll 1$.

171. Ёруғлик тезлигини узиш методи бўйича ва айланаётган кўзгу методи бўйича аниқлашда ишлатиладиган формулалар чиқаринг ва методни қўллаш учун тажрибадан қандай маълумотлар олиш кераклигини кўрсатинг.

172. Физо тажрибаларининг бирида ғилдиракдан кўзгугача бўлган масофа 10 км бўлган; ғилдиракнинг 720 та тиши бўлиб, ёруғликнинг кетма-кет бўлган тўртта кўринмай қолишидаги бурчак тезликлар мос равишда 326, 457, 586 ва 719 рад/с бўлган. Ёруғликнинг тезлигини ҳисоблаб топинг.

173. Ёруғлик импульсини узунликлари *яқин бўлган иккита* бир хил амплитудали монохроматик тўлқиннинг суперпозицияси деб ҳисоблаш асосида Рэлей формуласини аналитик равишда келтириб чиқаринг:

$$J_1 = a\cos(\omega_1 t - k_1 x),\ 1/2\ (\omega_1 + \omega_2) = \omega,$$

$$J_2 = a\cos(\omega_2 t - k_2 x),\ 1/2(k_1 + k_2) = k.$$

Кўрсатма. Фазавий тезликни ўзгармас фаза билан тенг ҳаракат қилаётган кузатувчининг тезлиги сифатида, яъни фазанинг ўзгармаслик шартидан ($v = \omega/k$) аниқлаш мумкин; группавий тезликни эса ўзгармас амплитуда билан тенг ҳаракат қилаётган кузатувчининг тезлиги сифатида, яъни амплитуданинг ўзгармаслик шартидан ($u = d\omega/dk$) аниқлаш мумкин.

174. Дисперсиянинг турли қонунлари учун группавий тезликни ҳисобланг:

1. $v = k$ (const) (дисперсияламайдиган муҳит, масалан, ҳаводаги товуш тўлқинлари);

2. $v = k\lambda$;

3. $v = k\sqrt{\lambda}$ (оғирлик кучи таъсирида сув сиртида пайдо бўладиган тўлқинлар);

4. $v = k/\sqrt{\lambda}$ (сув сиртидаги капилляр тўлқинлар);

5. $V = k/\lambda$ (эластик пластинкани эгишда пайдо бўлган тўлқинлар).

175. Углерод сульфидда дисперсияни ўлчаш қуйидаги натижаларни беради:

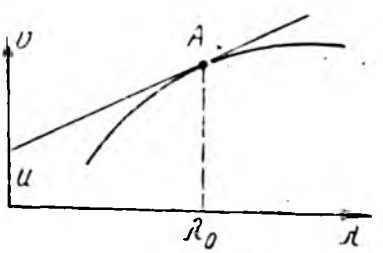
$\lambda = 589{,}0$ нм да $n = 1{,}629$;

$\lambda = 527{,}0$ нм да $n = 1{,}642$;

$\lambda = 656{,}0$ нм да $n = 1{,}620$.

Фазавий ва группавий тезликлар ўртасидаги муносабатни топинг.

176. $v = f(\lambda)$ эгри чизиқнинг абсциссаси λ_0 га тенг бўлган A нуқтасида ўтказилган уринма (v — фазавий тезлик) ординаталар ўқидан $\lambda = \lambda_0$ учун группавий тезликка тенг кесма кесишини кўрсатинг (Эренфестнинг график усули, 40-расм).



40-расм.

177. Автомобиль ҳайдовчи киши светофорнинг қизил рангини яшил ранг билан адаштириб юбориши учун автомобилнинг тезлиги қандай бўлиши керак (Вуд ҳақидаги латифа)?

178. Агар манба туташ спектр чиқараётган бўлса, Допплер ҳодисасини кузатиш мумкин бўладими?

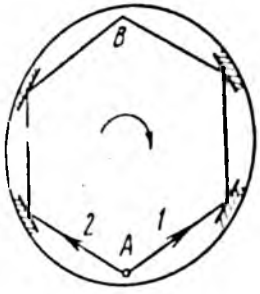
179. а) Агар кузатувчининг қўлида оғир флинтдан асосининг узунлиги 5 см қилиб ясалган призмали спектроскоп бўлса, канал нурларида Допплер ҳодисасини кузатиш мумкинми? Канал нурларининг тезлиги $v = 5\cdot 10^7$ см/с.

б) Кўрсатилган тезликли канал нурларида Допплер эффектини кузатиш учун қандай панжарага эга бўлиш керак?

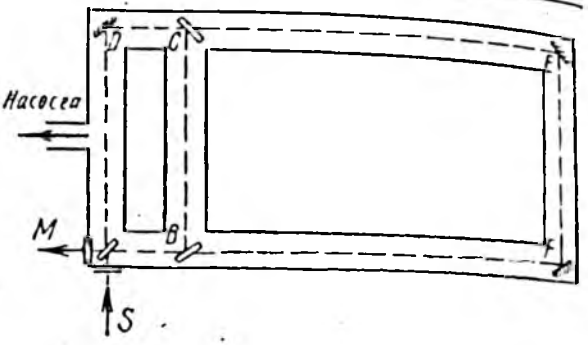
180. (132.1) дан K система учун қуйидаги алмаштириш формулалари келиб чиқишини кўрсатинг:

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1-\beta^2}};\quad y = y';\quad z = z';\quad t = \frac{t' + (v/c^2)x'}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

181. *Саньяк тажрибаси.* Ёруғликнинг A манбаи ва B кузатиш асбоби айланадиган дискка ўрнатилган (41-расм). A дан чиқаётган ёруғлик иккита



41- расм.



42- расм.

1 ва *2* йўналиш бўйича тарқалади ва *B* да учрашиб интерференцион манзара ҳосил қилади. Агар дискни ω бурчак тезлик билан айлантирсак, фазаларнинг қўшимча айирмаси вужудга келади ва интерференция полосалари силжийди.

а) Интерференция полосаларининг силжиши ҳисоблаб топиладиган формула чиқаринг; б) 1/4 полосага силжишни таъминлайдиган қурилмани ҳисобланг; в) бу тажрибадаги *A* манбанинг энг катта ўлчамлари ($2S$) қандай бўлиши керак?

Жавоб: а) Пайдо бўлган йўл фарқи $\Delta = 2R2\pi n\tau$ га тенг бўлиб, бу ерда R — ёруғлик йўлининг (орбитасининг) радиуси, n — дискнинг бир секунддаги айланишлари сони, $\tau = \pi R/c$ — ёруғликнинг *A* дан *B* гача тарқалиш вақти.

Шундай қилиб, $\Delta = \frac{4\pi n}{c}\pi R^2 = \frac{4\pi nF}{c}$, бу ерда $F = \pi R^2$ — ёруғлик айланиб ўтадиган майдон.

б) $\Delta = \frac{1}{4}\lambda$; $\lambda = 500{,}0$ нм учун $nF = \frac{c\lambda}{16\pi} = 3$ м²/с, яъни секундига 1 айланишга тўғри келадиган тезликда дискнинг диаметри 2 м га яқин бўлиши керак. 10 айл/с тезликда эса дискнинг диаметри 60 см бўлиши керак.

в) $2S < 0{,}15$ мкм.

182. *Майкельсон — Гэль тажрибаси.* Майкельсон Саньяк тажрибасини айланаётган диск сифатида Ердан фойдаланиб қилиб кўрди. Синдириш кўрсаткичининг температура таъсирида ўзгаришларини бартараф қилиш учун (42- расм) ёруғлик ҳавоси сўриб олинган трубалардан ясалган ва Ер остида жойлашган тўртбурчак ичида тарқалган.

а) Контурни квадрат шаклида ишланган ва тажриба 40° кенгликда ўтказилган деб фараз қилиб, трубалар периметрини ҳисоблаб топинг.

б) Ернинг айланиш тезлигини ўзгартириш мумкин эмаслиги туфайли бўладиган қийинчиликни қандай енгиш мумкин?

Жавоб: б) ёруғликни кичик ва катта контур бўйича юбориш керак.

183. Атмосферада ютилишни ҳисобга олмай ёруғлик тўлқинни магнит майдонининг кучланганлигини (масалан, Қуёш доимийси 2 кал га тенг бўлган ер атмосфераси чегарасида) аниқланг. (Қуёш доимийси 1 минутда 1 см² га тушаётган энергияни билдиради.)

Жавоб: $H_0 = 0{,}024$ Э.

184. Қуёшнинг ФЭД аппарати объективи (нисбий тешиги $D:F = 1:2$) ёрдамида туширилган тасвири турган жойда ёруғлик тўлқини магнит майдони кучланганлиги амплитудасининг қиймати нимага тенг бўлади? (Қуёшнинг бурчакли диаметри $\approx 1/100$ рад; атмосферада ютилишни ҳисобга олманг.)

Жавоб: $H_0 = 0{,}024 \cdot 50 = 1{,}20$ Э.

чиқинг, бунда тушаётган, қайтган ва ўтаётган оқимлар *кўндаланг кесимларининг* муносабатини ҳисобга олинг.

192. Шиша юзидаги ($n=1,5$) сирт қатлами $\lambda = 600,0$ нм ли нурлар нормал тушганда уларнинг қайтишини кескин камайтиради. Бу қатламнинг қалинлиги ва синдириш кўрсаткичини ҳисоблаб топинг.

Кўрсатма. Юкориги ва пастки чегаралардан қайтган нурларнинг интенсивликлари яқин бўлиши керак; йўл фарқи $\frac{1}{2}\lambda$ га тенг бўлиши керак.

Жавоб: $d = 125,0$ нм; $n \approx 1,2$.

193. Комплекс катталикларнинг киритилиши натижасида тебраниш ва тўлкинларга оид масалаларнинг математика томони енгиллашади. Бундай комплекс катталиклар Эйлернинг

$$e^{i\varphi} = \cos\varphi + i\sin\varphi$$

формуласига асосланиб киритилади.

Бу ифоданинг алоҳида олинган ҳақиқий ва мавҳум қисмлари тебраниш масалаларида кенг қўлланиладиган тригонометрик функциялардан иборат. Кўпчилик математик амалларни тригонометрик функцияларга қараганда кўрсаткичли функциялар ёрдамида бажариш қулайроқ бўлгани учун ҳисобни қуйидагича олиб бориш мақсадга мувофиқ бўлади: косинус ёки синуснинг ўрнига кўрсаткичли функцияни киритиш керак, бунда ҳисобнинг охирида кўрсаткичли функциянинг ҳақиқий (ёки мавҳум) қисмидан фойдаланиш кўзда тутилади. Бу кўрсаткичли функция билан керакли ҳисобларни ўтказиш ва охирида кўрсаткичли функциянинг ҳақиқий (ёки мавҳум) қисмидан фойдаланиб яна тригонометрик функцияларга ўтиш керак.

Агар $\varphi = \omega t$ бўлса, $e^{i\varphi} = e^{i\omega t}$ функция даври T га тенг бўлган ($\omega = 2\pi/T$) гармоник тебранишни, $\exp[i(\omega t - kx)]$ эса x ўқ бўйича тарқалаётган ва узунлиги λ бўлган ($k = 2\pi/\lambda$) гармоник тўлқинни билдириши мумкин.

$z = Ce^{i\omega t} = C\cos\omega t + iC\sin\omega t$ ифода C амплитудали «тебранишни» билдиради.

а) C катталик комплекс бўлиши мумкин. У ҳолда бундай катталикнинг киритилиши тебраничнинг бошланғич фазасини ҳисобга олади. Ҳақиқатан ҳам, агар $C = a + bi$ бўлса, $C = re^{i\delta}$ деб ёзиш мумкин, яъни $z = r\exp[i(\omega t + \delta)]$, бу ерда r — оддий (ҳақиқий) амплитуда, δ эса бошланғич фаза бўлади. Бунда

$$a = r\cos\delta,\quad b = r\sin\delta,$$

яъни

$$r = \sqrt{a^2 + b^2},\quad \operatorname{tg}\delta = b/a.$$

б) Агар $C = a + ib$ комплекс сон бўлса, унга қўшма бўлган сон $C^* = a - ib$ бўлади. Ҳақиқий амплитуданинг квадрати (интенсивлик) r^2 комплекс C амплитуда билан унга қўшма бўлган C^* амплитуда кўпайтмасига тенг эканини, яъни

$$CC^* = (a + ib)(a - ib) = a^2 + b^2 = r^2$$

эканини кўрсатинг.

в) «Комплекс» C амплитуда қуйидаги кўринишда бўлсин:

$$C = \frac{a + ib}{A + iB}.$$

Бу ҳолда ҳақиқий амплитуда $r = \sqrt{\frac{a^2 + b^2}{A^2 + B^2}}$ бўлиб, δ фаза қуйидаги тенгликдан аниқланишини кўрсатинг:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{bA - aB}{aA + bB}.$$

чиқинг, бунда тушаётган, қайтган ва ўтаётган оқимлар *кўндаланг кесимлари*инг муносабатини ҳисобга олинг.

н 192. Шиша юзидаги ($n=1,5$) сирт қатлами $\lambda = 600,0$ нм ли нурлар нормал тушганда уларнинг қайтишини кескин камайтиради. Бу қатламнинг қалинлиги ва синдириш кўрсаткичини ҳисоблаб топинг.

Кўрсатма. Юкориги ва пастки чегаралардан қайтган нурларнинг интенсивликлари яқин бўлиши керак; йўл фарқи $\frac{1}{2}\lambda$ га тенг бўлиши керак.

Жавоб: $d = 125,0$ нм; $n \approx 1,2$.

193. Комплекс катталикларнинг киритилиши натижасида тебраниш ва тўлқинларга оид масалаларнинг математика томони енгиллашади. Бундай комплекс катталиклар Эйлернинг

$$e^{i\varphi} = \cos\varphi + i\sin\varphi$$

формуласига асосланиб киритилади.

Бу ифоданинг алоҳида олинган ҳақиқий ва мавҳум қисмлари тебраниш масалаларида кенг қўлланиладиган тригонометрик функциялардан иборат. Кўпчилик математик амалларни тригонометрик функцияларга қараганда кўрсаткичли функциялар ёрдамида бажариш қулайроқ бўлгани учун ҳисобни қуйидагича олиб бориш мақсадга мувофиқ бўлади: косинус ёки синуснинг ўрнига кўрсаткичли функцияни киритиш керак, бунда ҳисобнинг охирида кўрсаткичли функциянинг ҳақиқий (ёки мавҳум) қисмидан фойдаланиш кўзда тутилади. Бу кўрсаткичли функция билан керакли ҳисобларни ўтказиш ва охирида кўрсаткичли функциянинг ҳақиқий (ёки мавҳум) қисмидан фойдаланиб яна тригонометрик функцияларга ўтиш керак.

Агар $\varphi = \omega t$ бўлса, $e^{i\varphi} = e^{i\omega t}$ функция даври T га тенг бўлган ($\omega = 2\pi/T$) гармоник тебранишни, $\exp[i(\omega t - kx)]$ эса x ўқ бўйича таркалаётган ва узунлиги λ бўлган ($k = 2\pi/\lambda$) гармоник тўлқинни билдириши мумкин.

$z = Ce^{i\omega t} = C\cos\omega t + iC\sin\omega t$ ифода C амплитудали «тебранишни» билдиради.

а) C катталик комплекс бўлиши мумкин. У ҳолда бундай катталикнинг киритилиши тебраничнинг бошланғич фазасини ҳисобга олади. Ҳақиқатан ҳам, агар $C = a + bi$ бўлса, $C = re^{i\delta}$ деб ёзиш мумкин, яъни $z = r\exp[i(\omega t + \delta)]$, бу ерда r — оддий (ҳақиқий) амплитуда, δ эса бошланғич фаза бўлади. Бунда

$$a = r\cos\delta,\quad b = r\sin\delta;$$

яъни

$$r = \sqrt{a^2 + b^2},\quad \operatorname{tg}\delta = b/a.$$

б) Агар $C = a + ib$ комплекс сон бўлса, унга қўшма бўлган сон $C^* = a - ib$ бўлади. Ҳақиқий амплитуданинг квадрати (интенсивлик) r^2 комплекс C амплитуда билан унга қўшма бўлган C^* амплитуда кўпайтмасига тенг эканини, яъни

$$CC^* = (a + ib)(a - ib) = a^2 + b^2 = r^2$$

эканини кўрсатинг.

в) «Комплекс» C амплитуда қуйидаги кўринишда бўлсин:

$$C = \frac{a + ib}{A + iB}.$$

Бу ҳолда ҳақиқий амплитуда $r = \sqrt{\dfrac{a^2 + b^2}{A^2 + B^2}}$ бўлиб, δ фаза қуйидаги тенгликдан аниқланишини кўрсатинг:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{bA - aB}{aA + bB}.$$

г) $C=\dfrac{a+ib}{a-ib}$ бўлганда $r=1$ ва $\operatorname{tg}\dfrac{1}{2}\delta=b/a$ бўлишини кўрсатинг.

194. Олмоснинг синдириш кўрсаткичи 2,42 га, анатасники 2,535 га (оддий нур учун) тенг. Еруғлик бу материалларда бир марта тўла ички қайтганда айлана бўйича қутбланиши мумкинми? Материал бўлагининг шакли қандай бўлиши кераклигини ҳисобланг ва тажрибанинг тўла схемасини таърифланг (нурнинг иккига ажралиб синишини эътиборга олманг).

Жавоб: анатасда $\varphi_1=27°,5$ ва $\varphi_2=35°,0$, олмосда $\varphi_1=\varphi_2=32°,7$.

195. Агар Мандельштам — Зелени тажрибасини кенг ёйилувчи даста билан ўтказилса (бунда тушиш бурчаги чегаравий бурчакдан катта ёки кичик бўлади), флуоресценция еруғлиги дастанинг турли қисмларида турли интенсивликка эга бўлади. Дастанинг қайси қисмлари интенсивлироқ бўлади ва нима учун? (Флуоресценцияловчи қатламнинг қалинлигига эътибор қилинг.) Флуоресценциянинг суюқдаги эритмаси қўлланилса, чегаравий бурчак нимага тенг бўлади?

196. Тўла ички қайтишда $|E_{r\perp}|^2=|E_{i\perp}|^2$ ва $|E_{r\parallel}|^2=|E_{i\parallel}|^2$ эканлигини кўрсатинг.

Кўрсатма. 137-§ даги кўрсатмалардан ва 193-б машқдан фойдаланинг.

197. $\operatorname{tg}\dfrac{1}{2}\delta_\parallel=\dfrac{\sqrt{\sin^2\varphi-n^2}}{n^2\cos\varphi}$ ва $\operatorname{tg}\dfrac{1}{2}\delta_\perp=\dfrac{\sqrt{\sin^2\varphi-n^2}}{\cos\varphi}$ эканлигини ва, демак, $\operatorname{tg}\dfrac{1}{2}(\delta_\parallel-\delta_\perp)=\dfrac{\cos\varphi\sqrt{\sin^2\varphi-n^2}}{\sin^2\varphi}$ эканлигини кўрсатинг.

Кўрсатма. Френель формулаларини

$$\frac{E_{r\parallel}}{E_{i\parallel}}=\frac{\sin\varphi\cos\varphi-\sin\psi\cos\psi}{\sin\varphi\cos\varphi+\sin\psi\cos\psi},\quad \frac{E_{r\perp}}{E_{i\perp}}=-\frac{\sin\varphi\cos\psi-\sin\psi\cos\varphi}{\sin\varphi\cos\psi+\sin\psi\cos\varphi}$$

кўринишда ёзиб, 137-§ даги кўрсатмалардан ва 193-г машқдан фойдаланинг.

198. Металл юзига тўлқинлар нормал тушаётган ҳол учун тушаётган ва қайтган тўлқинлар фазаларининг δ_r фаркини топинг.

Кўрсатма. (141.3) ифодани $a+ib$ кўринишга келтириб,

$$\operatorname{tg}\delta_r=\frac{b}{a}=\frac{2(n\varkappa)}{1-n^2-(n\varkappa)^2}$$

эканлигини топамиз.

199. Металл юзига тўлқинлар нормал тушган ҳол учун тушаётган ва ўтаётган тўлқинлар интенсивликларининг $\Delta^2=(E_d/E_i)^2$ нисбатини ва фазаларининг δ_d фаркини топинг.

Кўрсатма. (135.7) формуладан фойдаланиб, $E_d/E_i=\Delta\exp(i\delta_d)$ ни топиш керак.

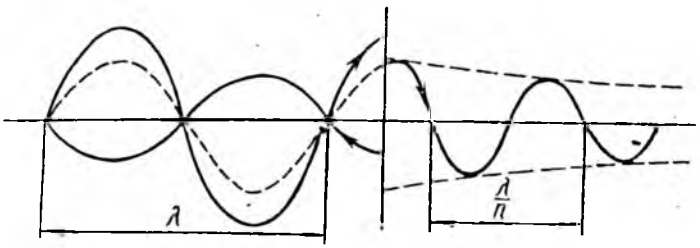
Жавоб: $\Delta^2=\dfrac{4}{(n+1)^2+n^2\varkappa^2}$; $\operatorname{tg}\delta_d=\dfrac{n\varkappa}{n+1}$.

200. Тушаётган, қайтган ва сингган тўлқинларнинг графикларини тузинг (нормал тушишда): $n=2$, $(n\varkappa)=5$ ва $n=2$, $(n\varkappa)=0,1$ бўлган ҳоллар учун фазалар силжиши ва амплитудалар муносабати аниқланади).

Жавоб: $n=2$ ва $(n\varkappa)=0,1$ бўлган ҳол учун 43-расмга қаранг.

201. Анизотроп муҳитда фазанинг нормаль бўйича йўналган q тезлиги ва нур бўйича йўналган v тезлиги ўзаро $q=v\cos\alpha$ муносабат билан боғланган эканлигини кўрсатинг, бу ерда $\alpha-N$ нормалнинг йўналиши билан S нурнинг йўналиши орасидаги бурчак.

Кўрсатма. Тўлқин сиртининг иккита чексиз яқин пайтларга мос бўлган икки вазиятини чизинг ва чизмадан q ва v ларнинг ифодасини топинг.



43- расм.

202. Бир ўқли кристаллга ясси тўлқин тушишининг турли ҳоллари учун Гюйгенс чизмаларини чизинг; нурлар ва нормалларнинг йўналишларини ҳамда оддий ва ғайри оддий нурларнинг тўлқин фронтларини қуйидаги ҳоллар учун топинг:

а) Тўлқин табиий ёққа нормал тушади. б) Оптик ўққа перпендикуляр қилиб кесилган пластинкага тўлқин нормал ва қия тушади. в) Оптик ўққа параллел қилиб кесиб олинган бўлиб, ўқи тушиш текислигида ётадиган ва унга перпендикуляр қилиб жойлаштирилган пластинкага тўлқин нормал ва қия тушади.

К ў р с а т м а. Чизиш вақтида оддий ва ғайри оддий тўлқинларнинг тарқалиш тезликларидаги фаркни катталаштириш мақсадга мувофиқдир.

203. Агар Керр қурилмаси кучланиш амплитудаси 6000 В га тенг бўлган импульслар берадиган $\nu = 10^7$ Гц частотали генератордан таъминланаётган бўлса, қурилма ёруғликни бир секундда қанча марта узишини аниқланг. Керр конденсаторининг узунлиги $l = 5$ см, пластинкалари орасидаги масофа 1 мм. Суюқлик сифатида нитробензол ($B = 2 \cdot 10^{-5}$ СГСЭ) ишлатилган.

К ў р с а т м а. Ҳисоблаш вақтида конденсатордаги нурларнинг йўл фарқи тўлқин узунликларининг бутун сонига тенг бўлган ҳар бир ҳолда Керр системаси ёруғликни ўтказмаслигини эътиборга олинг.

Жавоб: $1{,}6 \cdot 10^8$.

204. Агар Жамен интерферометри елкаларидан бирига юпқа шиша пластинка қўйилган бўлса, бу интерферометрга кўндаланг қилиб жойлаштирилган спектрографда кузатиладиган интерференцион манзара қандай бўлади?

Пластинканинг қалинлигини оширганда манзара қандай ўзгаради? Дисперсияси каттароқ шиша ишлатилганда манзара қандай ўзгаради? Пластинкани бир елкадан иккинчисига кўчирганда-чи? Турли елкаларга бир хил пластинкалар қўйилганда-чи?

К ў р с а т м а. Бир елкага синдириш кўрсаткичи n га ва қалинлиги d га тенг пластинка, иккинчи елкага синдириш кўрсаткичи n' га ва қалинлиги d' га тенг пластинка қўйилганда k-полосанинг тенгламаси $y = a\{k\lambda + (n-1)d - (n'-1)d'\}$ кўринишда бўлади, бунда n ва n' лар ўз навбатида λ нинг функцияси.

205. Агар бундан олдинги машқдаги интерферометрнинг бир елкасига шиша пластинка, иккинчи елкасига натрий буғлари қатлами қўйилган бўлса, интерференцион манзара қандай кўринишда бўлади?

К ў р с а т м а. Ютиш полосаси яқинида натрий буғларининг синдириш кўрсаткичи жуда тез ўзгаришига эътибор беринг.

206. а) Сочилган ёруғликнинг интенсивлиги учун Эйнштейннинг (160. 2) формуласини чиқаринг.

б) Эйнштейн формуласига асосланиб, газлар учун Рэлейнинг дастлабки формуласига ўхшаш бўлган формулани чиқаринг:

$$I = I_0 \frac{4\pi^2 V^2}{2\lambda^4 L^2}\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial N}\right)^2 N(1+\cos^2\theta) = I_0 \frac{\pi^2}{2\lambda^4}\frac{(\varepsilon-1)^2}{N}(1+\cos^2\theta).$$

в) Зарралар сонининг флуктуациясини бевосита ҳисобга олиб, Релейнинг газларга оид формуласини чиқаринг.

г) Анизотроп, умумий ва изотроп сочилиш интенсивликларининг нисбатларини умумий сочилишнинг қутбсизланиши (тушаётган нурга нисбатан тўғри бурчак остида кузатиш) орқали ифодаланг.

Кўрсатма. а) (160. 1) формулага ва термодинамик флуктуациялар назариясида олинган

$$\overline{(\Delta p)^2} = \frac{kT}{V^* \beta_s}; \qquad \overline{(\Delta S)^2} = k c_p \rho V^*$$

ифодаларга асосланиш керак. Қуйидаги

$$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p}\right)_S = \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_S \beta_S; \quad \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial S}\right)_p = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T}\right)_p \frac{c_p \rho V^*}{T}; \quad \beta_s = \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_s$$

термодинамик муносабатлардан ва

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_S \approx \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T}\right)_p \approx \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_T; \quad \sigma = \left(\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$$

тахминий тенгликлардан фойдаланиш керак (қ. И. Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света, «Наука», 1965 й., бу масала ўша китобда батафсил баён этилган).

б) Идеал газнинг ҳолат тенгламасидан ва

$$\varepsilon - 1 = \text{const} \cdot N$$

муносабатдан фойдаланиш керак.

в) $\Delta\varepsilon$ ни $\Delta\varepsilon = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial N}\right)_T \Delta N$ кўринишда ёзиш ва $\overline{(\Delta N)^2} = N$ муносабатдан фойдаланиш керак, бу ерда N — флуктуация ҳисобланаётган ҳажмдаги зарраларнинг ўртача сони. Идеал газ формуласи билан суюқ эритманинг (160. 3) формуласининг тўғри келишига эътибор беринг.

г) Изотроп сочилиш тўла қутбланган, сочилишнинг анизотроп қисмининг қутбсизланиш коэффициенти эса 6/7 га тенг эканлигини ҳисобга олинг.

207. Иккита ихтиёрий доимийга эга бўлган (156. 7) тенгламанинг тўла ечими қуйидаги кўринишга эга бўлишини кўрсатинг:

$$r = \tilde{c}_1 \sin \omega_0 t + \tilde{c}_2 \cos \omega_0 t + \frac{e}{m} \frac{E_0 \sin \omega t}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

Дастлабки икки ҳад электроннинг хусусий тебранишларини ифодалайди, учинчи ҳад эса *мажбурий* тебранишларини ифодалайди. Барча реал масалаларда тебранишлар оз бўлса ҳам лекин сезиларли равишда сўнади, шунинг учун бироз вақт ўтгандан сўнг дастлабки иккита ҳад аҳамиятсиз бўлиб қолади (қ. 208-машқ, ундан $\tilde{c} = Ce^{-kt}$ эканлиги яққол кўринади). Шунинг учун масаланинг ечимини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$r = \frac{e}{m} E_0 \frac{\sin \omega t}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

208. Тебранишлар сўнадиган ҳолда

$$m\ddot{r} + g\dot{r} + fr = e E_0 \sin \omega t$$

дисперсия тенгламасининг ечимини топинг. ($g = m\gamma$ ва $f = m\omega_0^2$ белгиларни киритинг). Умумий ечим қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$r = \exp\left(-\frac{1}{2}\gamma t\right)\left\{c_1 \exp(i\omega_1 t) + c_2 \exp(-i\omega_1 t)\right\} + \frac{e}{m}\frac{E_0 \exp(i\omega t)}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma},$$

бу ерда $\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{1}{4}\gamma^2}$ — сўнаётган электроннинг хусусий тебранишининг «частотаси» (амалда $\omega_1 \approx \omega_0$, чунки $\frac{1}{4}\gamma_2 \ll \omega_0^2$; масалан, натрийнинг сийраклашган буғида $\omega_0 \approx 3 \cdot 10^{15}\ c^{-1}$, $\gamma \approx 10^8\ c^{-1}$).

а) Қанча t вақт ўтгандан сўнг Na нинг хусусий тебранишлари амплитудаси 100 марта камаяди?

Хусусий тебранишларни эътиборга олмаслик мумкин бўлган пайтдан бошлаб ечимни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин

$$r = \frac{e}{m}\frac{E_0 \exp(i\omega t)}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma}.$$

б) r нинг комплекс ифодаси унинг E га нисбатан фаза бўйича силжиганини билдиради.

r ни $r = R\exp[i(\omega t + \delta)]$ кўринишда ифодаланг ва R амплитуда ҳамда δ фаза силжишининг ҳақиқий қийматларини аниқланг.

Жавоб: $R = \frac{e}{m}\frac{E_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}}$, $\operatorname{tg}\delta = \frac{\omega\gamma}{\omega_0^2 - \omega^2}$.

Шундай қилиб, фазанинг силжиши γ сўниш ва ω частотага боғлиқ бўлади; бундан ташқари, мажбур қилувчи тўлқиннинг частотаси вибраторнинг хусусий частотасига тенг бўлганда ($\omega = \omega_0$) фаза (π қадар сакраб) ўзгаради.

209. r нинг комплекс қиймати асосида комплекс ε диэлектрик сингдирувчанликнинг ифодасини топинг.

Жавоб: $\varepsilon = 1 + \frac{4\pi N(e^2/m)}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma}$.

Мос комплекс синдириш кўрсаткичи

$$n' = \sqrt{\varepsilon} = n(1 - i\varkappa)$$

бўлиб, унинг мавҳум $n\varkappa$ қисми тўлқиннинг сўнишини билдиради, шунинг учун

$$s = A_0 \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda_0} n\varkappa z\right) \exp\left[i2n\left(\frac{t}{T} - \frac{zn}{\lambda_0}\right)\right],$$

яъни ёруғлик сўнувчи ясси тўлқин тарзида тарқалар экан (141-§ билан таққосланг).

210. 209-машқда берилган маълумотлардан фойдаланиб, n ва $\varkappa$ ларнинг ифодаларини топинг.

Кўрсатма. $\varepsilon = n^2(1 - i\varkappa)^2$ ифодадаги ҳақиқий ва мавҳум қисмларни ажратинг.

Жавоб: $n^2(1 - \varkappa^2) = 1 + \frac{4\pi N(e^2/m)(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}$, $2n^2\varkappa = \frac{4\pi N(e^2/m)\omega\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}$,

бу ерда $\gamma = g/m$.

211. Частотаси ва интенсивлиги одатдагича бўлган ёруғлик тўлқини майдонининг электр ва магнит ташкил этувчилари томонидан электронга таъсир қилувчи F_E ва F_H кучларни таққосланг ($\nu = 5 \cdot 10^{14}$ $с^{-1}$, $E = H \approx 1$ абс. бирлик деб қабул қиламиз).

Кўрсатма. Электроннинг ҳаракат тенгламасини биринчи тақрибда тўлқин майдонининг магнит ташкил этувчисининг таъсирини эътиборга олмай ёзиш мумкин; ҳақиқатан ҳам, бу ҳолдаги ҳисоб майдоннинг магнит ташкил этувчининг таъсири жуда кам эканлигини кўрсатади.

Жавоб: $\dfrac{F_H}{F_E} \approx \dfrac{e}{m}\dfrac{H}{\omega} \approx 10^{-8}$.

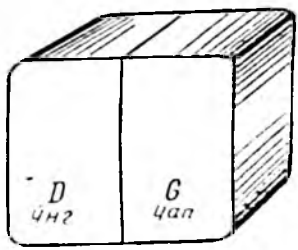
212. Маълум dx қалинликдаги қатламга тушаётган ёруғликнинг маълум қисми ўша қатламда ютилади, деган фаразга асосан, яъни k ютиш коэффициенти ёруғликнинг интенсивлигига боғлиқ эмас, деган фаразга асосан ясси тўлқинниг ютилиш қонунини (Бугер қонунини) келтириб чиқаринг (бундай фараз С. И. Вавилов томонидан тажрибада интенсивликларнинг жуда кенг интервали учун текшириб кўрилган).

Жавоб: $dI/I = -k\,dx$, яъни $I = I_0 e^{-kx}$.

213. Мусбат зарядланган сфера ичидаги электронга (Ж. Ж. Томсоннинг модели) таъсир қилаётган кучнинг r масофага боғланишини Кулон қонуни асосида чиқаринг.

Жавоб: $F = -fr$.

214. Агар оқ ёруғликда $\lambda = 550{,}0$ нм га яқин бўлган соҳани ўтказмасак, қолган ёруғлик бинафша тус олиб, бундан қизил ёки кўк рангга ўтиши осон бўлади ва шунинг учун у сезгир ранг дейилади. Солейльнинг бикварци ўнақай ва чапақай кварцдан маълум қалинликда ясалган ҳамда 44-расмда кўрсатилгандай бирлаштирилган иккита пластинкадан иборат. Бу пластинкаларнинг қалинлиги шундайки, николлар бир-бирига параллел бўлганда оқ нурда сезгир ранг пайдо қилади.



44-расм.

а) Бикварцнинг қалинлигини ҳисобланг ва унинг ишлашини изоҳлаб беринг ($\lambda = 555{,}0$ нм, $\alpha = 24°$ учун).

б) Ёруғлик йўлига ўнақай модда киритилганда бикварцнинг қайси қисми (D ёки G) кўкаради?

Жавоб: а) 3,75 мм; б) D кўкаради, G қизаради.

215. Ясси қутбланган нурларнинг параллел дастаси бир оз хиралашган шакар эритмаси тўлдирилган баланд най орқали ўтади.

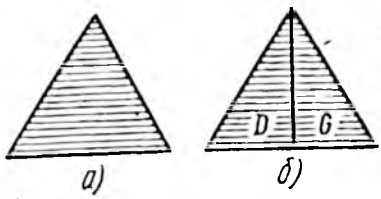
Оқ ёруғлик ўтказилганда най ёнидан турли рангли винтсимон чизиқлар кўринади.

Бу чизиқлар нима сабабдан пайдо бўлади? Винт қадамининг катталиги рангга қандай боғлиқ бўлади? Эритманинг концентрациясига-чи? Шакар қамиш шакари эритмасининг концентрацияси 50 г/л ($[\alpha_D] = 67°$) бўлганда сариқ нурлар (D_1 чизиқ) учун қадам узунлигини аниқланг.

Кўрсатма. Бундай қутбланишни анализ қилувчи николь ёрдамисиз кузатиш мумкинлигининг сабаби электр вектори тебранишининг йўналиши бўйича ёруғлик сочилмаслигидадир.

216. Арагонинг оқ нурдаги асосий тажрибасида кузатилган манзарани таърифланг. Қутбловчини айлантирганда бу манзара қандай ўзгаради? Анализаторни айлантирганда-чи? Кварцни айлантирганда-чи?

217. Кварцли спектрографлардаги призма шундай кесиб олинган бўладики, ёруғлик призманинг оптик ўқи бўйича тарқалсин (45-а расм). Бу ҳолда ҳам чизиқлар бироз иккига ажралади. Нурларни иккига ажралмайдиган қилиш учун Корнюнинг икки қисмдан, ўнақай ва чапақай кварцдан ташкил топган призма-



45- расм.

сидан фойдаланилади (45- б расм). Ҳодисани ва Корню призмасининг ишлашини изоҳлаб беринг.

218. Водородда 10000 Э га тенг майдонда Зеeман эффектини кузатиш имкониятини берадиган спектрал аппаратнинг (панжара, Люммер—Герке пластинкаси) маълумотларини кўрсатинг.

219. E электр майдонининг гармоник тебранаётган электронга қиладиган таъсирини кўриб чиқинг. (Соддалик учун майдон йўналиши тебраниш йўналиши билан бир хил бўлган ҳолни кўриб чиқинг.)

Жавоб: Майдон бўлмаганда $r = a\cos\omega_0 t$ бўлади, бу ерда $\omega_0^2 = \frac{f}{m}$ (m — электроннинг массаси, f — квазиэластик кучнинг доимийси).

Майдон бўлганда $r = \frac{eE}{m\omega_0^2} + b\cos\omega_0 t$ бўлади, яъни гармоник тебраниш илгариги частотага эга бўлиб, лекин янги мувозанат вазияти атрофида бўлади; янги мувозанат вазияти эски вазиятга нисбатан таъсир қилаётган майдон катталигига боғлиқ бўлган қийматга силжиган бўлади.

220. Уйғонган атомнинг ёруғлик чиқариши статистик процесс бўлади. Бирор dt вақт ичида нурланувчи атомларнинг сони ўша (dt) вақтга ва мавжуд бўлган уйғонган атомларнинг n сонига пропорционал бўлади. α пропорционаллик коэффициенти процесснинг *эҳтимоллиги* дейилади.

а) Бошланғич пайтда ($t = 0$ да) уйғонган ҳолатдаги атомларнинг сони n_0 га тенг деб кабул қилиб, уйғонган атомлар сонини вақтнинг функцияси кўринишида аниқланг.

Жавоб: $n = n_0 e^{-\alpha t}$.

б) Уйгонган ҳолатнинг ўртача давом этиш τ вақтини аниқланг.

Кўрсатма. Уйгонган ҳолатининг давом этиш вақти t дан $t + dt$ гача ораликда бўладиган атомларнинг сони $n_0 \exp(-\alpha t)\,\alpha dt$ га тенг; бу атомлар группаси ҳаётининг умумий давом этиш вақти $\alpha t n_0 \exp(-\alpha t)\,dt$ га тенг. Уйғонган ҳолатнинг ўртача давом этиш вақти қуйидагига тенг:

$$\tau = \frac{\alpha \int_0^\infty t\, n_0 \exp(-\alpha t)\, dt}{n_0} = \frac{1}{\alpha}.$$

221. Яшил шиша уй температурасида қизил нурларни кўп ютади, лекин бундай нурларни сезиларли миқдорда чиқармайди. Бу ҳол Кирхгоф қонунига хилоф эмасми?

Жавоб: Шиша қора жисм ўша температурада чиқаргандан кўп нур чиқармаслиги керак.

222. Умумий нурланиш (спектрга ажратмаганда) жисмнинг нур чиқариш қобилиятини, яъни $E_T = \int_0^\infty E_{\nu,T}\, d\nu$ ифодани белгилайди.

а) $d\sigma$ сирт ташқарига ҳар тарафга чиқарган энергиянинг тўла оқимини ифодаланг.

Жавоб: $E_T\, d\sigma$.

б) Нурланишнинг интенсивлиги (бу ерда уни K билан белгилаймиз) III бобдагидек аниқланади. E_T билан K ўртасидаги муносабатни топинг. Қора нурланиш ҳолида (яъни K интенсивлик йўналишга, φ га боғлиқ бўлмаган ҳолда) $e_T = \pi K$ эканлигини кўрсатинг.

в) Нур энергиясининг u зичлиги ҳажм бирлигидаги энергиядир. Вакуумдаги (энергиянинг вакуумда тарқалиш тезлиги c га тенг) қора нурланишда (K интенсивлик йўналишга боғлиқ эмас) u билан K ўртасидаги боғланишни топинг.

Кўрсатма. Ҳамма йўналишлар бўйича интегралланг.

Жавоб: $u = \dfrac{K d\sigma \cos\varphi\, d\Omega}{2\sigma \cos\varphi \cdot c} = \dfrac{4\pi K}{c} = \dfrac{4\varepsilon_T}{c}$.

223. Диаметри D га тенг бўлган шар шаклидаги ковакнинг деворлари нурланишни Ламберт қонунига мувофиқ диффуз равишда қайтаради; диффуз қайтариш коэффициенти ρ га тенг. Ковакни 0,1 % гача аниқликда қора жисм деб ҳисоблаш учун тешикнинг d диаметри нимага тенг бўлиши керак?

Кўрсатма. 1 га тенг бўлган тушаётган оқим ρ коэффициент билан диффуз қайтгандан сўнг ρ оқимга айланиб, диаметри D га тенг бўлган сфера юзи бўйлаб текис тақсимланади.

Жавоб: Ковак деворларининг ютиш коэффициенти $A \approx 1 - \rho\, \dfrac{\pi d^2}{4\pi D^2} = 0{,}999$ га тенг; $\rho = 0{,}4$ бўлганда $d \approx D/10$ бўлади; $\rho = 1$ бўлганда (диффуз қайтарувчи оқ девор) $d \approx D/16$ бўлади.

224. Стефан — Больцман қонуни $\varepsilon_T = \sigma T^4$ ёки $u = aT^4$ кўринишда ёзилади бу ерда u — энергия зичлиги. Берилган σ га қараб a доимийни (сон қиймати ва ўлчамлигини) аниқланг.

Жавоб: $a = 4\sigma/c$.

225. Нур чиқариш пайтида чиқариш бурчагига боғлиқ бўлган қисман қутбланиш юз беришини Кирхгоф қонунига асосланиб изоҳлаб беринг.

Кўрсатма. Ёруғлик қия тушганда қайтариш қобилияти қутбланиш характерига боғлиқ бўлади; демак ютиш қобилияти ҳам тушиш бурчаги ва қутбланиш характерига боғлиқ бўлади.

226. Қатлам қалинлиги бирлигининг чиқариш қобилияти $E_{\nu, T}$ га ва ютиш қобилияти $A_{\nu, T}$ га тенг бўлган ҳар қандай модда (газ ҳам шу жумладан) чексиз қалин қатламда абсолют қора жисм сифатида нур чиқаришини кўрсатинг.

Жавоб: Тўла нурланиш $= \int\limits_0^\infty E \exp(-Ax)\, dx = \dfrac{E}{A} = \varepsilon_{\nu, T}$.

227. Стефан — Больцман қонунини ўрганганда қора жисмнинг тешигидан термоэлементга L линза ёрдамида йўналтирилаётган оқим ўлчанади. Термоэлементни нурланиш ўрнига ток ёрдамида юқорида айтилган стационар ҳолатга эришгунча қиздириб, нурланиш оқими 1 с да келтирган энергия миқдори аниқланади.

Агар қора жисмнинг тешиги линза ўқига перпендикуляр бўлган ва томонининг узунлиги 4 мм га тенг квадрат бўлса, термоэлемент ютаётган қувватни ҳисоблаб топинг. Линза термоэлементга тешикнинг тасвирини натурал катталикда туширади (линзанинг диаметри 40 мм, фокус масофаси 40 см); линзадаги қайтиш ва ютиш натижасидаги исрофлар 9 % га, термоэлементдан қайтиш натижасидаги исроф 1 % га тенг. Қора жисмнинг температураси $T = 1000$ К.

Жавоб: $16{,}2 \cdot 10^{-4}$ Вт.

228. Тажрибадан $T = 1000$ К учун $\varepsilon_{\nu, T}$ функциянинг кўриниши топилган. $T' = 2000$ К га тегишли график чизинг.

Жавоб: Биринчи $(\nu, \varepsilon_{\nu, T})$ графикнинг ҳар бир нуқтаси янги $(\nu', \varepsilon\nu', T')$ графикнинг нуқтасига қуйидаги муносабатлар ёрдамида алмаштирилади:

$$\nu' = \nu \frac{T'}{T} \text{ ва } \varepsilon_{\nu', T'} = \varepsilon_{\nu, T} \left(\frac{T'}{T}\right)^3.$$

229. Вин қонунидан Стефан — Больцман қонуни келиб чиқишини кўрсатинг:

Жавоб: $\varepsilon_{\nu, T} = c\nu^3 f\left(\dfrac{\nu}{T}\right)$, $\varepsilon = \int\limits_0^\infty \varepsilon_{\nu, T}\, d\nu = cT^4 \int\limits_0^\infty F(\xi)\, d\xi = \sigma T^4$, бу ерда $\sigma = c \int\limits_0^\infty F(\xi)\, d\xi$ — доимий катталик.

230. Планк формуласидан Стефан—Больцман қонунини келтириб чиқаринг ва σ доимийни ҳисоблаб топинг.

Кўрсатма. $e = \int_0^\infty e_{\nu,\,T}\,d\nu = 1{,}0823\,\frac{12h\pi}{c^2}\left(\frac{kT}{h}\right)^4 = \sigma T^4$, бу ерда

$$\sigma = 1{,}0823\,\frac{12\pi k^4}{c^2 h^3}.$$

Интеграллаганда қуйидаги муносабатдан фойдаланинг:

$$\int_0^\infty \nu^3 \exp\left[-n\,\frac{h\nu}{kT}\right]\,d\nu = 6\,\frac{k^4\,T^4}{h^4}\,\frac{1}{n^4};\quad \sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^4} = \frac{\pi^4}{90}.$$

Жавоб: $\sigma = 5{,}67\cdot 10^{-12}$ Вт·см$^{-2}$ К$^{-4}$.

231. $e_{\lambda,\,T}$ учун нурланишнинг Планк қонунини ёзинг.

Жавоб: $e_{\lambda,T} = 2\pi hc^2\,\lambda^{-5}\,\frac{1}{\exp\,(hc/kT\lambda)-1} = c_1\,\lambda^{-5}\,\frac{1}{\exp\,(c_2/\lambda T)-1}$, бу ерда

$$c_1 = 2\pi hc^2 = 3{,}740\cdot 10^{-12}\ \text{Ж}\cdot\text{см}^2\cdot c^{-1},$$

$$c_2 = \frac{hc}{k} = 1{,}4387\ \text{см}\cdot\text{К}.$$

232. Планк формуласидан Виннинг $T\lambda_{макс} = b$ силжиш қонунини чиқаринг ва b доимийни ҳисоблаб топинг.

Кўрсатма. Масала

$$\frac{\xi\cdot e^{\xi}}{e^{\xi}-1} = 5$$

трансцендент тенгламани ечишдан иборат бўлиб, унинг илдизи $\xi_0 = 4{,}965$ га тенг.

Жавоб: $b = T\lambda_{макс} = ch/k\xi_0 = 0{,}2898$ см·К.

Планк формуласи асосида $\nu_{макс}$ га мос келадиган λ^* ни топинг ва уни Вин қонунидаги $\lambda_{макс}$ билан таққосланг. $T = 5000$ К бўлган ҳол учун ҳисобланг.

Кўрсатма. Масала $\frac{\xi\cdot e^{\xi}}{e^{\xi}-1} = 3$ трансцендент тенгламани ечишдан иборат бўлиб, бу тенгламанинг илдизи $\xi_0 = 2{,}821$.

Жавоб:

$$\frac{\lambda^*}{\lambda_{макс}} = \frac{4{,}965}{2{,}821} = 1{,}759.$$

$T = 5000$ К бўлганда

$$\lambda_{макс} = 579{,}0\ \text{нм};\quad \lambda^* = 1019{,}0\ \text{нм} = 1{,}019\ \text{мкм}.$$

233. Вин қора нурланиш учун қуйидаги формулани топган;

$$e_{\lambda,T} = c_1\,\lambda^{-5}\,\exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right).$$

а) Кичик тўлқин узунликлар ёки паст температураларда (λT нинг қиймати жуда кичик) Вин ва Планк формулалари бир хил бўлишини кўрсатинг.

б) λT нинг қиймати қандай бўлганда бу формулаларнинг фарқи 1 % дан ошмаслигини аниқланг.

Кўрсатма. Турли λT лар учун $r = \frac{e_{Планк}}{e_{Вин}}$ нинг қийматларини ҳисоблаб жадвал тузинг.

Жавоб: $\lambda T =$ 2000 2500 3000 3500 4000 5000 мкм·град
$r =$ 1,0008 1,003 1,008 1,028 1,017 1,056

234. Агар текстда кўрсатилган шартларга риоя қилинса, радиацион термометрнинг кўрсатиши манбагача бўлган масофага боғлиқ бўлмаслигини исботланг.

Кўрсатма. Қабул қилгичга тушаётган оқимни ҳисобланг ва унинг $BS\Omega$ га тенг эканлигини кўрсатинг, бу ерда B — манбанинг равшанлиги, S — қабул қилгич юзи, Ω — аппарат параметрларига боғлиқ бўлган фазовий бурчак.

235. Ҳақиқий T температура билан T_r радиацион температура ўртасидаги муносабатни топинг.

Жавоб: $Q_T = \dfrac{\sigma T_r^4}{\sigma T^4}$, яъни $T = \dfrac{1}{\sqrt[4]{Q_T}} \cdot T_r$.

236. Қуёш доимийси 1,95 кал/мин·см² эканлигини билган ҳолда Қуёшнинг нурланиши қора жисм ($Q_T \approx 1$) нурланишига яқин деб ҳисоблаб, Қуёш фотосфераси сиртининг температурасини аниқланг. Қуёшнинг радиуси $r = 6{,}955 \cdot 10^{10}$ см, Қуёшгача бўлган масофа $l = 1{,}495 \cdot 10^{13}$ см.

Жавоб: $T = 5760$ К.

237. Жисмнинг монохроматик нур чиқариш қобилияти (Q_λ) икки $\lambda_1 = 4700$ Å ва $\lambda_2 = 6600$ Å тўлқин узунлик учун маълум бўлса, унинг ҳақиқий температураси билан ранг температураси ўртасидаги муносабатни топинг:

$$Q_{\lambda_1} = \frac{E_{\lambda_1, T}}{\varepsilon_{\lambda_1, T}}, \quad Q_{\lambda_2} = \frac{E_{\lambda_2, T}}{\varepsilon_{\lambda_2, T}},$$

T_c (λ_1, λ_2) ранг температураси тахминан қора жисм температурасига тенг бўлиб, бу қора жисм учун қизил-кўк нисбат ҳақиқий T температурали ўлчанаётган жисм учун ҳам худди шундай бўлади, яъни

$$\frac{E_{\lambda_1, T}}{E_{\lambda_2, T}} = \frac{\varepsilon_{\lambda_1, T_c}}{\varepsilon_{\lambda_2, T_c}}.$$

Планкнинг соддалаштирилган формуласидан (Вин формуласидан) фойдаланиб қуйидагини топамиз:

$$\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T} = \frac{\ln (Q_1/Q_2)}{c_2 (1/\lambda_1 - 1/\lambda_2)}.$$

Вин формуласини 1000 К гача бўлган температураларда ишлатиш натижасида чиқадиган хатони баҳоланг (қ. 233-машқ.)

238. Равшанлик температураси билан ҳақиқий температура ўртасидаги муносабатни топинг.

Кўрсатма. Планкнинг соддалаштирилган формуласидан (Вин формуласидан) фойдаланиб қуйидагини топамиз:

$$Q_\lambda = \frac{B_{\lambda, T}}{B^0_{\lambda, T}} = \exp\left[\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{S_\lambda}\right)\right].$$

Бу ерда B^0 — қора жисмнинг равшанлиги, B — ўрганилаётган жисмнинг равшанлиги. Равшанлик температурасининг таърифига биноан, $B_{\lambda, T} = B^0_{\lambda, S_\lambda}$.

239. Температура 1000 дан 1100 К гача ўзгарганда қора жисмнинг нурланиш интенсивлиги $\lambda = 500{,}0$ нм якинида қандай ўзгаришини ҳисоблаб топинг. Бу ўзгаришни температуранинг n-даражасига пропорционал қилиб ифодалаб, n ни аниқланг.

Кўрсатма. Виннинг $\varepsilon_{\lambda, T} = c_1 \lambda^{-5} \exp\left[-\dfrac{c_2}{\lambda T}\right]$ формуласидан фойдаланинг; Планк формуласидан фарқини баҳоланг.

Доимийларнинг қийматлари: $c_1 = 3{,}70 \cdot 10^{-12}$ Вт·см², $c_2 = 14\,380$ мкм·К.

Жавоб: $n \approx 30$.

240. Температура 1800 дан 1875 К га ўзгарганда кора жисм сариқ нурланишининг равшанлиги *икки баравар* ортишини ҳисоблаб текширинг кўринг.

241. Нурланиш эҳтимоллиги уйғонган ҳолатидаги n та атомнинг қандай қисми dt вақт ичида ёруғлик чиқаришини кўрсатади. Агар бундай атомларнинг сонини dn билан, эҳтимолликни α билан белгиласак, таърифга биноан, $\alpha = -\frac{dn}{n}\frac{1}{dt}$ ёки $dn = -\alpha n\, dt$ бўлади, минус ишораси dt вақт давомида уйғонган атомларнинг сони dn қадар камайишини (ёруғлик чиқариб бўлишини) кўрсатади.

1) Ёруғлик чиқариб бўлиш эҳтимоллигининг бу таърифи асосида уйғонган атомлар сонининг вақт ўтиши билан ўзгариш қонунини топинг.

Жавоб: $dn = -\alpha n\, dt$ тенгламадан $n = n_0 e^{-\alpha t}$ келиб чиқади, бу ерда n_0 — уйғонган атомларнинг бошланғич ($t = 0$) пайтдаги сони.

2) Ёруғлик чиқариб бўлиш қонунини билган ҳолда уйғонган атомларнинг ўртача яшаш вақтини аниқланг.

Кўрсатма. Ўртача яшаш вақти $\tau = \frac{1}{n_0}\int_0^\infty \alpha n_0 t e^{-\alpha t} dt$.

Жавоб: $\tau = 1/\alpha$.

242. 205-§ даги жадвал маълумотларидан фойдаланиб (қ. 724-бет) ва абсциссалар ўқига N ни, ординаталар ўқига $1/m^2$ ни мос масштабда қўйиб, (205.5) нинг графигини тузинг. Графикнинг кўриниши қандай бўлади? Шу график ёрдамида n ва R ни топинг.

Жавоб: График тўғри чизиқ бўлади, $n = 2$, $R = 109700$.

243. Протон атрофида a радиусли доиравий орбита бўйича ҳаракатланаётган электроннинг энергиясини ҳисоблаб топинг.

Жавоб: $E = -e^2/2a$.

Энергиянинг қиймати манфий ишорали бўлишини изоҳлаб беринг.

244. Электроннинг протон атрофида доиравий орбита бўйича айланиб чиқиш частотасининг

$$\omega^2 = \left(\frac{1}{T}\right)^2 = \frac{2E^3}{\pi^2 \mu e^4}$$

ифодасини келтириб чиқаринг. Ҳолат энергияси учун $E_n = \frac{hRc}{n^2}$ ифодадан фойдаланиб, электроннинг 2- ва 3-орбиталар бўйича айланиб чиқиш частотасини ҳисобланг ва уни Бор назарияси бўйича 3-орбитадан 2-орбитага ўтишга мос частота билан таққосланг.

245. Узунлиги $\lambda = 589{,}0$ нм бўлган тўлқин чиқараётган натрий атомининг уйғониш потенциалини ҳисобланг.

246. Агар бир атомли газ молекулаларининг ўртача кинетик энергияси симоб атомини уйғотиш ва уни $\lambda = 185{,}0$ нм ли резонанс чизиқ чиқаришга мажбур этиш учун етарли бўлса, газнинг температураси нимага тенг?

247. Частотаси $m \to n$ ўтишга тўғри келадиган монохроматик майдон билан ўзаро таъсирлашиш натижасидаги мажбурий чиқариш ва ютишни ҳисобга олиб, атомдаги m, n-сатҳларнинг N_m, N_n бандликларини аниқланг. Бундан ташқари, ютилган (нурлантирилган) қувватни ва ютиш (кучайтириш) коэффициентини ҳисобланг.

Жавоб: $\frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n} = \frac{N_{m0}/g_m - N_{n0}/g_n}{1 + b_{mn}\, u/\sigma}$,

$$q = \hbar\omega b_{mn} g_m u \left(\frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n}\right) = \hbar\omega g_m b_{mn} u \frac{N_{m0}/g_m - N_{n0}/g_n}{1 + b_{mn} u/\sigma},$$

$$\alpha = \frac{\lambda^2}{4}\, g_m\, a_{mn} \left(\frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n}\right) = \frac{\lambda^2}{4}\, g_m\, a_{mn}\, \frac{N_{m0}/g_m - N_{n0}/g_n}{1 + b_{mn}\, u/\sigma}.$$

Бу ерда қуйидаги белгилар киритилган:

$$1/\sigma = \left[\frac{1}{g_m W_m} + \frac{1}{g_n W_n}\left(1 - \frac{A_{mn}}{W_m}\right)\right] g_m.$$

a_{mn}, b_{mn} — Эйнштейннинг биринчи ва иккинчи коэффициентларининг спектрал зичликлари, g_m, g_n — m, n-сатҳларнинг статистик оғирликлари; W_m, W_n — m, n-ҳолатларнинг сўниш тезликлари; A_{mn} — Эйнштейннинг $m \to n$ ўтишга оид биринчи коэффициенти; N_{m0}, N_{n0} — $u = 0$ бўлгандаги бандликлар.

Кўрсатма. Қуйидаги тенгламаларга асосланинг:

$$W_m N_m = W_m N_{m0} + (b_{nm} N_n - b_{mn} N_m)\, u,$$
$$W_n N_n = W_n N_{n0} + A_{mn}\,(N_m - N_{m0}) + (b_{mn} N_m - b_{nm} N_n)\, u.$$

248. Лазердан чиқаётган Φ оқимни муҳитда жамғарилган ва мажбурий ўтишлар натижасида нурланиш энергиясига айланиши мумкин бўлган энергия орқали ифодаланг.

Жавоб: $\Phi = q_{\max} SL - cu_0 fS$.

Кўрсатма. (224.1) (225.6) — (225.8) муносабатлардан ва кучайтириш коэффициенти билан Эйнштейннинг иккинчи коэффициентининг спектрал зичлиги ўртасидаги

$$\alpha\ (\omega) = \frac{\hbar\omega}{c}\, g_m\, b_{mn}\ (\omega) \left[\frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n}\right]$$

боғланишдан фойдаланинг.

249. Фабри — Перо эталонининг хусусий тўлқин сонларини аниқланг.

Жавоб: $k_q = \frac{\pi}{L}\, q, \qquad q = 1, 2, \ldots$

Кўрсатма. Тушаётган $A \exp(i k_1 z)$ тўлқинни, эталон ичидаги $B \exp(ikz) + C \exp(-ikz)$ тўлқинни ва эталондан ўтган $D \exp(ik_1 z)$ тўлқинни комплекс шаклда ифодаланг. Агар эталон кўзгуларининг ўтказиш ва қайтиш амплитуда коэффициентларини t_1, t_2 ва ρ_1, ρ_2 билан белгиласак, B, C, D амплитудаларни топиш учун керак бўладиган тенгламалар системаси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\begin{aligned} B &= \rho_1 C + t_1 A, \\ C \exp(-ikL) &= \rho_2 B \exp(ikL), \\ D \exp(-ik_1 L) &= t_2 B \exp(ikL) \end{aligned} \qquad (1)$$

(координаталар боши биринчи кўзгуда жойлашган бўлиб, Oz ўқ кўзгулар текислигига перпендикуляр йўналган).

Тенгламаларнинг бу системасини ечиб, эталоннинг қайтариш ва ўтказиш коэффициентларини топиш мумкин (қ. 47-машқ). Агар $A = 0$ деб фараз қилсак, (1) система масаланинг хусусий ечимларини кўрсатади. $A = 0$ бўлганда (1) система бир жинсли система бўлади ва нолга тенг бўлмаган ечимларга эга бўлиш учун системанинг детерминанти нолга тенг бўлиши керак. Бу шартдан k га нисбатан

$$\rho_1 \rho_2 \exp(2ikL) = 1$$

тенглик келиб чиқади, бу тенглама фақат k комплекс бўлганда, яъни

$$k = k' + ik'' = \frac{\pi}{L} q - i\, \frac{1}{L} \ln(1/\rho_1 \rho_2)$$

бўлганда ечимга эга бўлади. k'' мавҳум қисм амплитуданинг фазода ўзгаришини ифодалайди.

250. Гаусс дастасининг иккита тўлқин фронти умумий ўққа эга бўлган икки кўзгу билан бир хил бўлиб, бу кўзгулар умумий ўқда z_1, z_2 нукталарда жойлашган ва уларнинг фокус масофалари мос равишда f_1 ва f_2. Шу дастанинг минимал радиусли кўндаланг кесимининг ўқдаги z_0 вазнятини ва шу радиуснинг a_0 қийматини ҳисоблаб топинг. Топилган формулаларни f_1 ва f_2 ўртасидаги турли муносабатлар ($f_1 = f_2$, $f_1 \to \infty$, $f_1 < 0$, $f_2 > 0$ ва ҳоказо) учун анализ қилинг.

Жавоб:

$$z_0 = z_1 + \frac{L}{2}\,\frac{2f_2/L - 1}{(f_1+f_2)/L - 1}, \tag{1}$$

$$a_0^2 = \frac{\lambda L}{4\pi}\sqrt{\left(\frac{2f_1}{L}-1\right)\left(\frac{2f_2}{L}-1\right)\left(2\,\frac{f_1+f_2}{L}-1\right)}\Big/\left(\frac{f_1+f_2}{L}-1\right)^2. \tag{2}$$

Кўрсатма. (228.1) муносабатдан ва масаланинг шартидан фойдаланиб z_0, a_0 катталиклар учун қуйидаги икки тенглама келиб чиқади:

$$2f_2 = z_2 - z_0 + \frac{\left(a_0^2\,k\right)^2}{z_2 - z_0},$$

$$-2f_1 = z_1 - z_0 + \frac{\left(a_0^2\,k\right)^2}{z_1 - z_0}.$$

Қуйидаги

$$g_1 = 1 - L/2f_1, \quad g_2 = 1 - L/2f_2 \tag{3}$$

параметрлар ёрдамида (1), (2) муносабатларни қуйидагича ёзиб оламиз:

$$a_0^2 = \frac{\lambda L}{2\pi}\sqrt{\frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{[2g_1 g_2 - g_1 - g_2]^2}},$$

$$z_0 = z_1 + L\,\frac{g_2(1-g_1)}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2}. \tag{4}$$

(4) дан ечим мавжудлигининг қуйидаги шарти келиб чиқади:

$$0 < g_1 g_2 < 1$$

ёки илгариги белгиларга ўтсак, шарт бундай ёзилади:

$$0 < (1 - L/2f_1)(1 - L/2f_2) < 1. \tag{5}$$

251. m, n индекслари 1 га фарқ қиладиган иккита ён тўлқинга мос бўлган частоталар айирмасини ҳисобланг. Буни аксиал индекснинг (q нинг) 1 га ўзгаришига мос келадиган $\Delta\omega$ билан солиштиринг.

Жавоб: $\omega_{m,\,n,\,q} \approx \omega\left[1 + \frac{1}{2}\theta_{m,\,n}^2\right]$, $\theta_{m,\,n}^2 \ll 1$, $\omega = \dfrac{\pi c}{L n_{\text{муҳ}}}\,q$,

$$\omega_{m+1,\,n+1,\,q} - \omega_{m,\,n,\,q} = \omega\left[(\lambda/a)^2(2m+1) + (\lambda/b)^2(2n+1)\right] =$$

$$= \Delta\omega\left[\frac{\lambda L}{a^2}(2m+1) + \frac{\lambda L}{b^2}(2n+1)\right],$$

$$\Delta\omega = \frac{\pi c}{L n_{\text{муҳ}}}.$$

252. Ўлчамлари ab бўлган ясси кўзгули резонатор учун дифракцион ясроф-ларининг m, n, $\sqrt{\lambda L}/a$, $\sqrt{\lambda L}/b$ катталикларга боғланишини аниқланг.

Кўрсатма. Тўлқин L узунликка тарқалгандан сўнг иккинчи кўзгу чегараларидан ташқарига энергиянинг бошланғич тўлқин фронти периметри бўйлаб ётган ва кенглиги $\sqrt{\lambda L}$ га тенг полосадан ўтаётган қисмигина чиқиши мумкин. Энергия координатага

$$\sin^2\left(\frac{\pi}{a}mx\right)\sin^2\left(\frac{\pi}{b}ny\right), \tag{1}$$

муносабат орқали боғлиқ деб ҳисоблаб тўла энергияни қуйидагича ифодалаймиз:

$$\int_0^a\int_0^b \sin^2\left(\frac{\pi}{a}mx\right)\sin^2\left(\frac{\pi}{a}my\right)dx\,dy=\frac{1}{4}ab.$$

Юқорида тилга олинган полосада концентрациялашган энергия

$$2b\int_0^{\sqrt{\lambda L}}\sin^2\left(\frac{\pi}{a}mx\right)dx+2a\int_0^{\sqrt{\lambda L}}\sin^2\left(\frac{\pi}{b}ny\right)dy\approx\frac{2\pi^2}{3}\left(\frac{m^2}{a^2}b+\frac{n^2}{b^2}a\right)(\lambda L)^{\frac{3}{2}}$$

бўлиб, бу ерда синуслар ўз аргументларига алмаштирилган. Демак, нисбий исрофлар

$$f\sim m^2\left(\sqrt{\lambda L}/a\right)^3+n^2\left(\sqrt{\lambda L}/b\right)^3 \tag{2}$$

муносабатдан топилади. Аниқ ҳисобларга биноан, пропорционаллик коэффициенти 1,03 га тенг.

Синуслар ўз аргументларига алмаштирилганда, яъни

$$\pi\frac{\sqrt{\lambda L}}{a}m\ll 1,$$

$$\pi\frac{\sqrt{\lambda L}}{b}n\ll 1$$

шарт бажарилганда юқорида чиқарилган муносабат тўғри бўлади.

Френель дифракциясини (1) турғун тўлқин ҳосил қилган ҳар бир ясси тўлқин учун анализ қилганда ҳам шу (2) натижага эга бўламиз. Ясси тўлқинлардан ҳосил бўлган дифракцион манзараларни кўшганда уларнинг фазаларни қарама-қарши эканлигини эътиборга олиш керак.

253. Лазер нурланишининг вақтга боғланишини частоталар шкаласи бўйича эквидистант равишда жойлашган ва бир хил амлитудаларга эга бўлган N типдаги тебранишларни юзага келтириш ҳоли учун аниқланг.

Жавоб: $s=NA\dfrac{\sin\left(1/2\,N\Delta\omega\right)}{\sin\left(1/2\Delta\omega\right)}\cos\left(\omega_0+\dfrac{1}{2}(N-1)\Delta\omega\right)t.$

Кўрсатма: $s=A\sum_{j=0}^{N-1}\cos\left(\omega_0+j\Delta\omega\right)t$ йиғиндида тригонометрик функцияларни комплекс кўринишда ифодаланг.

254. (232.3) формулани келтириб чиқаринг.

Кўрсатма. Қуйидаги муносабатлардан фойдаланинг:

$$P=2\pi\int_0^a S(r)r\,dr;\qquad S(r)=\frac{cn_0}{8\pi}A_0^2\left(1-r^2/a^2\right).$$

255. Кўндаланг кесимидаги ёритилганлик координатага чизиқли боғлиқ бўлган дастадаги нурнинг ρ эгрилигини аниқланг. Дастанинг l қалинликдаги қатламда θ оғиш бурчагини ва Δx силжишини ҳисоблаб топинг.

Жавоб: $\rho = \dfrac{n_2 A_0^2}{2a n_0}$; $\theta = \dfrac{n_2 A_0^2 l}{2n_0 a}$; $\Delta x = \dfrac{n_2 A_0^2}{n_0} \dfrac{l^2}{4a}$.

Кўрсатма. Нур эгрилигининг $\rho = \dfrac{d}{dx}(\ln n)$ ифодасидан фойдаланинг, бунда $\theta \ll 1$ деб ҳисобланг.

256. (233.3) формулаларни келтириб чиқаринг.

Кўрсатма. Панжаранинг

$$n_0 d (\sin \theta_m - \sin \theta_0') = m\lambda; \quad d = \frac{\lambda}{2n_0 \sin \theta_0'}$$

формуласидан ва

$$n \sin \theta' = \sin \theta$$

синиш қонунидан фойдаланинг.

257. Ангармоник молекуланинг монохроматик

$$E(t) = A \cos(\omega t + \varphi)$$

майдон ва икки монохроматик тўлқиндан иборат бўлган

$$E(t) = A_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + A_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2)$$

майдон таъсирида индукцияланган диполь моментини ҳисоблаб топинг.

Жавоб: $p = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2} E(t) \left[1 + {}^3/_4 \gamma \dfrac{(e/m)^2 \cdot}{(\omega_0^2 - \omega^2)^3} A^2\right] +$

$$+ {}^1/_2 \beta \left(\frac{e}{m} \frac{A}{\omega_0^2 - \omega^2}\right)^2 \left[\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{\cos 2(\omega t + \varphi)}{\omega_0^2 - (2\omega)^2}\right] + \frac{1}{4} \gamma \left(\frac{e}{m} \frac{A}{\omega_0^2 - \omega^2}\right)^3 \frac{\cos 3(\omega t + \varphi)}{\omega_0^2 - (3\omega)^2}, \quad (1)$$

$$p = p_1 + p_2 + \frac{\beta e^3}{m^2} B_1 B_2 \left[\frac{\cos(\Phi_1 - \Phi_2)}{\omega_0^2 - (\omega_1 - \omega_2)^2} + \frac{\cos(\Phi_1 + \Phi_2)}{\omega_0^2 - (2\omega_1 + \omega_2)^2}\right] +$$

$$+ \frac{3\gamma e^4}{4m^3} \left\{ B_1^2 B_2 \left[\frac{2\cos \Phi_2}{\omega_0^2 - \omega_2^2} + \frac{\cos(2\Phi_1 - \Phi_2)}{\omega_0^2 - (2\omega_1 - \omega_2)^2} + \frac{\cos(2\Phi_1 + \Phi_2)}{\omega_0^2 - (2\omega_1 + \omega_2)^2}\right] + \right.$$

$$\left. + B_1 B_2^2 \left[\frac{2\cos \Phi_1}{\omega_0^2 - \omega_1^2} + \frac{\cos(2\Phi_2 - \Phi_1)}{\omega_0^2 - (2\omega_2 - \omega_1)^2} + \frac{\cos(2\Phi_2 + \Phi_1)}{\omega_0^2 - (2\omega_2 + \omega_1)^2}\right]\right\}. \quad (2)$$

(2) даги p_1, p_2 катталиклар p дан (қ. (1)) ω, A нинг мос равишда ω_1, A_1 га ва ω_2, A_2 га алмаштириш ёрдамида олинади.

(2) да қуйидаги белгилар киритилган:

$$B_{1,2} = \frac{A_{1,2}}{\omega_0^2 - \omega_{1,2}^2}; \qquad \Phi_{1,2} = \omega_{1,2} t + \varphi_{1,2}.$$

258. Максвелл тенгламаларининг ечими бўладиган монохроматик (2ω частотали) ясси тўлқинларни топинг,

$$[kE] = \frac{2\omega}{c} H, \qquad [kH] = -\frac{2\omega}{c} \varepsilon(2\omega)\, E - \frac{2\omega}{c} 4\pi P_{чэ},$$

уларнинг қутбланиши чизиқли эмас бўлиши керак:

$$P_{чэ} = e\, P_0 \exp[-2i(\omega t - k_{21} r)],$$

бу ерда $e - P_{чэ}$ бўйича йўналган бирлик вектор. Бир жинсли бўлмаган системанинг хусусий ечимини излаганда k ни $2k_{21}$ га тенг деб ҳисобланг.

Жавоб:

$$E = A^d \exp[-i(2\omega t - k_{22} r)] + B \exp[-2i(\omega t - k_{21} r)],$$

$$k_{22}^2 = \left(\frac{2\omega}{c}\right)^2 \varepsilon(2\omega); \quad B = -\frac{4\pi}{\varepsilon(2\omega)} \frac{k_{22}^2 e - 4 k_{21} (k_{21} c)}{k_{22}^2 - 4 k_{21}^2} P_0;$$

A^d — ихтиёрий ўзгармас вектор.

259. $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1 > \omega_2 > \omega_1$; $n_3 > n_2 > n_1$ шартлар бажарилганда $k_3 > k_2 + k_1$ тенгсизликнинг тўғри эканлигини текширинг, бунда $k_j = \frac{\omega_j}{c} n_j$, $n_j = n(\omega_j)$.

Жавоб: Тенгсизлик $(n_3 - n_2)\omega_3 > 0 > -(n_2 - n_1)\omega_1$ га эквивалент.

260. Стокс мажбурий комбинацион сочилишининг кучайтириш коэффициентини спонтан комбинацион сочилишининг (частоталар ва бурчаклар бўйича) умумий қуввати орқали ифодаланг.

Кўрсатма. Атом m ва n ҳолатлар орасида ўтганда индукцияланган нурланиш ҳолидагидек мулоҳаза юритамиз. (223,3) ва (211.15) формулаларга биноан қуйидаги муносабатларга эга бўламиз:

$$\alpha(\omega) = {}^1/_4 \lambda^2 a_{mn}(\omega)(N_m - N_n); \quad q_{mn}^{спонт}(\omega) = \hbar\omega\, a_{mn}(\omega) N_m,$$

бу муносабатлар ёрдамида $\alpha(\omega)$ ни $q_{mn}^{спонт}(\omega)$ орқали ифодалаймиз:

$$\alpha(\omega) = \frac{\lambda^2}{4\hbar\omega}\left(1 - \frac{N_n}{N_m}\right) q_{mn}^{спонт}(\omega).$$

Кучайтириш коэффициенти билан спонтан нурланишининг спектрал зичлиги ўртасидаги бу боғланиш ҳамма радиацион процесслар учун (шу жумладан комбинацион сочилиш учун) умумийдир; бу ерда m, n ҳолатлар кўрилаётган процесс учун бошлангич ва охирги бўлган ҳолатларни билдиради.

Стокс мажбурий комбинацион сочилишида бошланғич m ҳолат уйғонмаган тебранма ҳолат бўлади, охирги n ҳолат эса уйғонган тебранма ҳолат бўлади. Агар $\hbar\omega_l \gg kT$ бўлса, $N_n/N_m \ll 1$ бўлади ва N_n/N_m ҳадни тушириб қолдириш мумкин. Комбинацион сочилишнинг қутбланганлигини ва анизотроплигини (чизиқли қутбланган уйғотувчи нурланиш) эътиборга олиб, спектрал чизиқнинг контури Лоренц шаклида деб фараз қилиб, қуйидаги муносабатни топиш мумкин:

$$\alpha_s = \frac{3}{4\pi} \frac{\lambda_s^2}{\hbar\omega_s} \frac{\Phi_s}{\Gamma} = \frac{3}{4\pi} \frac{\lambda_s^2 CI}{\hbar\omega_s \Gamma}.$$

261. Молекула (239.5) формула орқали ифодаланадиган майдон билан ўзаро таъсирлашганда унинг ядролари қиладиган мажбурий тебранишларнинг резонанс қисмини аниқланг.

Жавоб: $\xi = \xi_0 \sin(\omega_i t + \varphi - \varphi_s)$, $\xi_0 = \dfrac{\mu 4 A_s}{2 m \Gamma \omega_i}$. (1)

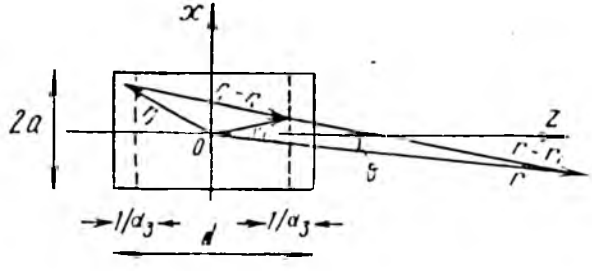
Кўрсатма. Ядроларнинг (239.4) ҳаракат тенгламасидаги мажбур этувчи куч

$$A A_s \cos[(\omega - \omega_s)t + \varphi - \varphi_s]$$

қисмга эга бўлиб, бу қисм ядролар тебраниши хусусий частоталаридек частота билан ўзгаради. Кучнинг шу қисми мажбур этиши натижасида пайдо бўлган тебранишлар (1) формула билан ифодаланади.

262. Стокс нурланиши кўп кучайтирилганда ($\alpha_s d \gg 1$) ва уйғотувчи ёруғлик дастасининг радиуси жуда кичик ($a^2 \ll \lambda d^2 \alpha_s$) бўлганда сочувчи модданинг қатлами (қатламининг қалинлиги d га тенг, қ. 46-расм) нурлантирган иккиламчи антистокс тўлқинлар синфазали қўшиладиган йўналишни топинг.

Жавоб: $4 \sin^2 \vartheta/2 \approx \vartheta^2 = 2(k_s + k_{as} - 2k)/k_{as}$, бу ерда ϑ—синфазалик йўналиши билан уйғотувчи нурланишнинг тарқалиш йўналиши орасидаги бурчак.



46-расм.

Кўрсатма. Диполь моментининг (қ. 239.7) p_{as} антистокс ташкил этувчисининг тебраниш фазаси $2\varphi - \varphi_s$ га тенг, бу ерда φ ва φ_s — уйғотувчи ва кучайтирилган Стокс тўлқинларининг сочувчи молекулалардан бири жойлашган $r_l(x_l, y_l, z_l)$ нуқтадаги фазалари. $r(x, y, z)$ кузатиш нуқтасида (қ. 46-расм) бу молекула чиқарган антистокс тўлқинининг фазаси қуйидагига тенг:

$$\psi = k_{as} |r - r_l| + 2\varphi - \varphi_s,$$

$$k_{as} = \omega_{as} n_{as}/c.$$

Уйғотувчи тўлқин z ўқ бўйлаб тарқалади, натижада

$$\varphi = k z_l, \quad k = \omega n/c$$

бўлади. r_l нуқтадаги Стокс нурланиши қатламдаги барча молекулалар чиқарган Стокс тўлқинларининг йиғиндисига тенг. Шу молекулалардан бирининг вазиятини

$r_j\,(x_j\,,\ y_j\,,\ z_j\,)$ билан белгилаймиз. j-молекуладан чиққан Стокс тўлқинининг r_l нуқтадаги фазаси қуйидагича бўлади:

$$\varphi_s = k_s\,|r_l - r_j\,|\,,\ k_s = \omega_s\,n_s/c.$$

Шундай қилиб,

$$\psi = 2kz_l + k_{as}|r - r_l\,| - k_s\,|r_l - r_i\,|.$$

Фраунгофер зонасидаги антистокс нурланишни кўриб чиқиш натижасида

$$|r - r_l\,| \approx r - r\,r_l\,/r \approx r - z_l\cos\vartheta - (x\,x_l + y\,y_l)/r$$

тенгликка эга бўламиз. $\alpha_s\,d \gg 1$ деб фараз қилганимиз учун сочувчи (ва кучайтирувчи) ҳажмининг бутун қалинлигидан ўтган Стокс тўлқинлари, яъни ҳажмининг чап чегараси яқинидаги қалинлиги $1/\alpha_s$ га тенг қатламда чиққан ва ҳажмининг қарама-қарши (ўнг томонидаги) чегараси яқинидаги шундай қалинликдаги қатламида p_{as} га тенг диполь моментини индукциялайдиган тўлқинлар энг катта интенсивликка эга бўлади. 46-расмда бу қатламлар пунктир чизиқлар билан кўрсатилган. Шунинг учун $d - (z_l - z_j\,) \sim 1/\alpha_s \ll d$ деб ҳисоблаш мумкин. Агар уйғотувчи нурланиш дастасининг $2a$ диаметри билан аниқланадиган нурланувчи соҳанинг диаметри етарли даражада кичик бўлса, у ҳолда $|r_l - r_j\,|$ ни кўндаланг координаталар даражалари бўйича ёйиш ва кўп кучайтириш шартидан фойдаланиш мумкин:

$$|r_l - r_j\,| = z_l - z_j + [(x_l - x_j\,)^2 + (y_l - y_j\,)^2]/d.$$

Шундай қилиб, юқорида айтилган мулоҳазаларни жамлаб қуйидагини топамиз:

$$\psi = k_{as}\,r + k_s z_j - k_s\,[(x_l - x_j\,)^2 + (y_l - y_j\,)^2]/d - \\ - k_{as}\,[x x_l - y y_l\,]/r + (2k - k_s - k_{as}\cos\vartheta)\,z_l\,.$$

Антистокс сочилишни ҳисоблашнинг давоми фазалари ψ бўлган иккиламчи тўлқинларни j бўйича ҳам, l бўйича ҳам жамлашга олиб келади. Лекин антистокс сочилиши индикатрисасининг сифатига оид асосий хусусиятларини юқорида айтилган жамлашни ошкор ҳолда бажармасдан билиб олиш мумкин. ψ нинг ифодасида кўндаланг x_j , y_j , x_l , y_l координаталарга боғлиқ бўлган ҳадлар ва фақат z_l га боғлиқ бўлган ҳад мавжуд бўлгани учун x_j , y_j , x_l , y_l лар ва z_l бўйича олинган йиғиндилар мустақил бўлади ҳамда охирги натижада иккита кўпайтувчи бўлади. Агар ψ нинг ифодасидаги z_l олдида турган коэффициент нолга тенг бўлса, яъни $2k - k_s - k_{as}\cos\vartheta = 0$ бўлса, z_l бўйича олинган йиғиндига мос бўлган кўпайтувчи максимал қийматга эга бўлади. Турли қатламлардан чиққан антистокс тўлқинлар кузатиш нуқтасига шу шарт билан аниқланадиган йўналиш бўйича бир хил фазали бўлиб келади (фазовий синфазлик йўналиши). Юқорида айтилган шартдан

$$2\sin\vartheta/2 \approx \vartheta = \sqrt{2\,(k_s + k_{as} - 2k)/k_{as}}$$

эканини топамиз. j бўйича олинган йиғинди 46-расмдаги ўнг қатламнинг ўлчамлари $2l_{ког} = \lambda\,d/2\,a$ бўлган (қ. 22-§) когерентлик соҳасини билдиради, l бўйича олинган йиғинди эса иккинчи кўпайтувчининг бурчакка боғлиқлигини кўрсатади. $2l_{ког} = \lambda\,d/2a < 2a$ бўлганда иккинчи кўпайтувчининг бурчакли кенглиги тўлқин узунлигининг $2l_{ког}$ га нисбатига тенг, яъни $\lambda/2l_{ког} = 2a/d$ бўлади ёки $2l_{ког} = \lambda\,d/2a > 2a$ бўлганда бурчакли кенглик тўлқин узунлигининг $2a$ га нисбатига тенг, яъни $\lambda/2a$ бўлади.

263. Голограммага тушиш бурчаклари φ_1, φ_2 бўлган тўлқинлар юборадиган иккита чексиз узоқ нуқтадан иборат бўлган буюмни голографиялашни кўриб чиқинг. Голограммадаги интерференцион манзарада интенсивликнинг тақсимотини ҳисобланг. Голограммани очувчи тўлқиннинг дифракция бурчакларини аниқланг. Буюм билан тасвирларнинг (мавҳум ва ҳақиқий) ўхшашлиги ҳақидаги масалани аниқлаштиринг. Ҳақиқий тасвирнинг йўқолиш шартларини аниқланг.

Жавоб: Интенсивликнинг голограмма текислиги бўйича тақсимланиши қуйидаги кўринишда бўлади:

$$a_0^2 + a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_0 \cos\left(\frac{2\pi}{d_1}x + \psi_1\right) + 2a_2 a_0 \cos\left(\frac{2\pi}{d_2}x + \psi_2\right) + \\ + 2a_1 a_2 \cos\left(\frac{2\pi}{d_3}x + \psi_3\right),$$

бу ерда a_0, a_1, a_2 — таянч тўлқинларнинг ва предмет тўлқинларнинг амплитудалари; ψ_1, ψ_2, ψ_3 — доимий фазалар; полосалар системаларининг d_1, d_2, d_3 даврлари қуйидагига тенг:

$$d_1 = \lambda/(\sin\varphi_0 - \sin\varphi_1);$$
$$d_2 = \lambda/(\sin\varphi_0 - \sin\varphi_2);$$
$$d_3 = \lambda/(\sin\varphi_1 - \sin\varphi_2),$$

φ_0 — таянч тўлқиннинг тушиш бурчаги. Даврлари d_1, d_2 бўлган полосалар предмет тўлқинларнинг таянч тўлқин билан интерференцияланиши натижасида пайдо бўлади; очувчи тўлқиннинг Рэлейнинг мсс панжараларидаги дифракцияси натижасида тасвирлар, яъни тарқалиш йўналишлари қуйидаги муносабат билан аниқланадиган ясси тўлқинлар пайдо бўлади:

$$\sin\theta_{m,1} = \sin\varphi_0 + m(\sin\varphi_0 - \sin\varphi_1),$$
$$\sin\theta_{m,2} = \sin\varphi_0 + m(\sin\varphi_0 - \sin\varphi_2).$$

Мавҳум ва ҳақиқий тавирлар учун $m = -1$ ва 1 га тенг. Даври d_3 бўлган панжара тарқалиш йўналишлари

$$\sin\theta_{m,3} = \sin\varphi_0 + m(\sin\varphi_1 - \sin\varphi_2),\ m = \pm 1$$

бўлган тўлқинлар ҳосил қилади.

Мавҳум тасвир буюмга ўхшайди, чунки $\theta_{-1,1} = \varphi_1$, $\theta_{-1,2} = \varphi_2$, $\theta_{-1,1} - \theta_{-1,2} = \varphi_1 - \varphi_2$. Ҳақиқий тасвир буюмга ўхшамайди, чунки $\theta_{1,1} - \theta_{1,2} \neq \varphi_1 - \varphi_2$. Ҳақиқий тасвирнинг йўқолиш шартлари қуйидагилардир:

$$|2\sin\varphi_0 - \sin\varphi_1| > 1,\ |2\sin\varphi_0 - \sin\varphi_2| > 1.$$

Агар таянч ва очувчи тўлқинларнинг φ_0 тушиш бурчаги φ_1, φ_2 лардан уларнинг ўзи бир-биридан фарқ қилгандан кўпроқ фарқ қилса, даври d_3 бўлган панжарада дифракция натижасида пайдо бўлган тўлқинлар тасвир ҳосил қиладиган тўлқинлар устига тушмайди.

264. 1) Ҳақиқий тасвирнинг кўндаланг ва бўйлама катталаштирилиши бир хил бўлиши учун буюм қандай жойлашиши кераклигини аниқланг.

2) Таянч тўлқин ясси бўлганда қўшимча тасвирнинг кўндаланг катталашишини ҳисоблаб топинг.

Жавоб: 1) $\frac{1}{r_s} = \frac{2}{k'+k}\left(\frac{k'}{r_0} + \frac{k}{r_0}\right)$; 2) $V'' = \frac{1}{1 - (k'/k)(r_s/r_0)}$.

Агар очувчи тўлқин ёйилувчи бўлса, қўшимча тасвир катталашган бўлади.

265. II текисликда пайдо бўлган интерференцион манзарадаги ёритилганликнинг тақсимоти (қ. 11.7-расм) майдон амплитудасининг буюм текислигида тақсимланишининг Фурье алмаштириши эканлигини исбот қилинг.

Кўрсатмалар. OS масофани x' билан, голограмманинг H текислигидаги ўзгарувчи координатани x билан, майдоннинг буюмдаги нисбий амплитудасини (унинг ўтказиш коэффициентини) $T(x')$ билан белгилаймиз. Интерференцион манзарадаги ёритилганликнинг буюмнинг dx' элементи таъсирида пайдо бўлган ўзгарувчан қисми майдоннинг x' нуқтадаги амплитудасига пропорционал бўлади:

$$dI(x) \propto T(x')\,dx' \cos\frac{2\pi}{\mathscr{B}}x; \quad \mathscr{B} = \lambda r_0/x',$$

бу ерда $\mathscr{B}$ — интерференция полосаларининг даври. Бутун буюмдан чиқаётган ёруғлик натижаси бўлган интенсивлик қуйидагига тенг бўлади:

$$I(x) \propto \int T(x') \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\frac{x}{r_0}x'\right)dx';$$

шуни исбот қилиш керак эди.

266. Оригиналга нисбатан M марта кичрайтирилган голограммадан репродукция олиш натижасида ҳосил бўладиган бош ва қўшимча тасвирлар вазиятини белгилайдиган муносабатларни чиқаринг.

Жавоб: Керакли муносабатлар 61-§ даги формулаларда қуйидагича алмаштиришлар қилиш натижасида пайдо бўлади: $k \to kM$, $r_0 \to r_0/M$, $r_s \to r_s/M$, $\rho_s \to \rho_s/M$, $\rho_0 \to \rho_0/M$. Хусусан,

$$V' = \frac{M}{M^2(1 - r_s^2/r_0^2) + (k'/k)(r_s/r_0)}.$$

Кўрсатма. Бу ҳолдаги $\psi(\rho)$ фазанинг ифодаси (қ. (61.3)) қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\psi(\rho) = k|r_s + \rho_s - M\rho| - k|r_0 + \rho_0 - M\rho| + k'|r_0' + \rho_s' - \rho| =$$

$$= kM|r_s/M + \rho_s/M - \rho| - kM|r_0/M + \rho_0/M - \rho| + k'|r_0' + \rho_s' - \rho|.$$

$E_2(\rho)$ ва $E_3(\rho)$ майдонларнинг 61-§ да берилган ифодаларини таққослашдан бош ва қўшимча тасвирларнинг формулаларида k ни $-k$ га алмаштирилганда улар бир-бирига айланиши кўринади:

$$E_2(\rho) = T_0 E_0^*(\rho)\; E'(\rho) E(\rho),$$

$$E_3(\rho) = T_0 E_0(\rho) E'(\rho) E^*(\rho).$$

267. Тўлқин векторлари k_0 ва k бўлган икки ясси тўлқин интерференциялашганда гебранишларнинг амплитудалари тенг бўлган нуқталарнинг геометрик ўрни $k - k_0$ векторга перпендикуляр бўлган текисликлар эканлигини кўрсатинг. Интерференцион структуранинг даврини ҳисоблаб топинг.

Жавоб: Давр

$$d = 2\pi/|k - k_0| = \lambda/(2\sin{}^1\!/_2\,\theta)$$

га тенг бўлиб, бу ерда θ — k ва k_0 векторлар орасидаги бурчак.

268. Ясси тўлқиннинг ҳажмий голограммаси олинганда (қ. 11.10-расм) $m = 1$ тартибли дифракцияланган тўлқиннинг интерференцион сўниш шартини аниқланг. Таянч тўлқин ва очувчи тўлқин голограмма сиртига перпендикуляр тушади

Жавоб: $m=1$ ва -1 тартибли тўлқинлар интенсивликларининг нисбати

$$\left[\frac{\sin\left(2kh\sin^2 {}^1/_2\,\theta\right)}{2kh\sin^2 {}^1/_2\,\theta}\right]^2$$

ифодага тенг, бу ерда h — голограмманинг қалинлиги, θ — таянч тўлқин билан предмет тўлқини орасидаги бурчак. $m=1$ тартибли тўлқиннинг сўниш шартини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$2kh\sin^2\frac{1}{2}\theta \geqslant \pi \quad \text{ёки} \quad h \geqslant \lambda/\left[2\sin\frac{1}{2}\theta\right]^2.$$

Кўрсатма. Голограммани (қ. 11.10-б расм) чексиз юпқа dz қатламларга (z ўқ голограмма сиртига перпендикуляр) хаёлан бўлиб чиқинг. Ҳар бир бундай қатламни Рэлей панжараси деб хисобланг, яъни очувчи тўлқиннинг амплитудаси $\cos(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_0)\,\boldsymbol{r}$ қонунга мувофиқ (қ. 267-машқ) модуляцияланишини ҳисобга олинг. Голограмманинг ҳамма элементар қатламларидан келаётган тўлқинларнинг интерференциясини кўриб чиқинг.

МУНДАРИЖА

Нашриётдан 3
Учинчи нашрига ёзилган сўз бошидан 5
Иккинчи нашрига ёзилган сўз бошидан 6
Биринчи нашрига сўз боши 6

МУҚАДДИМА

I боб. **Қисқача тарихий муқаддима** 7
1- §. Оптиканинг асосий қонунлари (7). 2- §. Оптика соҳасидаги назариялар тараққиётидаги бош даврлар (10).

II боб. **Тўлқинлар** 19

3- §. Тўлқин ҳосил бўлиши. Тўлқин тенгламаси (19). 4- §. Монохроматик тебранишлар ва тўлқинлар. Фурье ёйилмаси тўғрисида тушунча (23). 5- §. Электромагнитик тўлқин элтадиган энергия (30). 6- §. Тўлқинлар классификацияси. Тўлқинлар қутбланиши тўғрисида тушунча (34).

III боб. **Фотометрик тушунча ва бирликлар** 37

7- §. Асосий тушунчалар (37). 8- §. Энергетик катталиклардан ёруғликни тавсифловчи катталикларга ўтиш (45). 9- §. Ёруғлик ўлчашларида ишлатиладиган бирликлар (46). 10- §. Ёруғликка оид катталикларни ўлчаш (фотометрия) (50).

ЁРУҒЛИК ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ

IV боб. **Когерентлик** 56

11- §. Муқаддима (56). 12- §. Когерентлик тўғрисида тушунча. Тебранишлар интерференцияси (56). 13- §. Тўлқинлар интерференцияси (59). 14- §. Оптикада когерент тўлқинлар ҳосил қилиш (63). 15- §. Интерференцион схемаларнинг асосий характеристикалари (65). 16- §. Турли интерференцион схемалар (71). 17- §. Ёруғлик манбаи ўлчамларининг аҳамияти. Фазовий когерентлик (75). 18- §. Кўндаланг тўлқинлар интерференциясида қутбланишнинг роли (81). 19- §. Тўлқинлар интерференцияси ҳодисаларида кўринма парадокслар (83). 20- §. Оптик йўл узунлиги. Оптик системаларнинг таутохронизми (84). 21- §. Монохроматик бўлмаган ёруғлик дасталарининг интерференцияси (86). 22- §. Қисман когерент ёруғлик (89).

V боб. **Турғун ёруғлик тўлқинлари** 108

23- §. Турғун тўлқинларнинг ҳосил бўлиши. Винер тажрибалари (108). 24- §. Липпман методи бўйича рангли сурат олиш (113).

VI боб. **Интерференция полосаларининг локалланиши** 114

25- §. Юпқа пластинкаларнинг ранги (114). 26- §. Ньютон халқалари (119).

27- §. Ясси параллел пластинкаларда интерференция ҳодисаси. Тенг оғмалик полосалари (122).

VII боб. Интерференцион асбоблар ва интерференция ҳодисасининг қўлланилиши 126

28- §. Жамен интерферометри (126). 29- §. Майкельсон интерферометри (129). 30- §. Кўп марта бўлинган ёруғлик дасталари билан ишлайдиган интерференцион асбоблар (131). 31- §. Йўл фарқи катта бўлганда юз берадиган интерференция (137). 32- §. Интерференцион методларнинг тадқиқот ишларидаги баъзи татбиқлари (140).

ЁРУҒЛИК ДИФРАКЦИЯСИ

VIII боб. Гюйгенс принципи ва унинг татбиқлари 145

33- §. Гюйгенс — Френель принципи (145). 34- §. Зонали пластинка (151). 35- §. Натижавий амплитудани график равишда ҳисоблаш (154). 36- §. Энг содда дифракцион муаммолар (155). 37- §. Корню спирали ва ундан дифракцион масалаларни график равишда ечишда фойдаланиш (162). 38-§. Гюйгенс — Френель принципига оид мулоҳазалар (164).

IX боб. Параллел нурларда диффракция ҳодисаси (Фраунгофер дифракцияси) 168

39- §. Фраунгофернинг тешикдан ҳосил бўладиган дифракцияси (168). 40- §. Тирқиш кенглигининг дифракцион манзарага кўрсатадиган таъсири (175). 41- §. Ёруғлик манбаи ўлчамларининг таъсири (176). 42- §. Тўғри тўртбурчакли ва доиравий тешиклар туфайли ҳосил бўлган дифракция (178). 43- §. Гаусс дасталари (180). 44- §. Икки тирқишдан ҳосил бўладиган дифракция (188). 45 §. Рэлей интерферометри. Юлдузларнинг бурчакли диаметрини ўлчаш (190). 46- §. Дифракцион панжара (195). 47- §. Нурларнинг панжарага қия тушиши (201). 48- §. Фазали панжаралар (203). 49- §. Майкельсон эшелони (206). 50- §. Спектрал аппаратларнинг характеристикаси ва уларни бир-бири билан солиштириш (209). 51- §. Ёруғлик импульсини анализ қилишда спектрал аппаратнинг роли (217).

X боб. Кўп ўлчовли структураларда юз берадиган дифракцион ҳодисалар 222

52- §. Дифракцион панжара бир ўлчовли структурадир (222). 53- §. Икки ўлчовли структурада юз берадиган дифракция (223). 54- §. Уч ўлчовли структураларда юз берадиган дифракцион ҳодисалар (225). 55- §. Рентген нурларининг дифракцияси (229). 56- §. Ёруғлик тўлқинларининг ультраакустик тўлқинлар туфайли ҳосил бўлган дифракцияси (230).

XI боб. Голография 233

57- §. Муқаддима (233). 58- §. Ясси тўлқинни голографиялаш (235). 59-§. Сферик тўлқинни голографиялаш (237). 60- §. Уч ўлчовли буюмларнинг Френель голограммалари (240). 61- §. Голограмма идеал оптик системанинг элементи сифатида. Қатталашган тасвирлар олиш (246). 62- §. Фурье голограммалари (252). 63- §. Голографик системаларнинг ажрата олиш қобилияти (255) 64- §. Голографик тасвирлар сифати (257). 65- §. Ҳажмий голограммалар (Денисюк методи) (260). 66- §. Рангдор голографик тасвирлар (263). 67- §. Голографиянинг татбиқ этилиши. Голографик интерферометрия (264).

ГЕОМЕТРИК ОПТИКА (НУРЛАР ОПТИКАСИ)

XII боб. Нурлар оптикасининг асосий қонун-қоидалари 270

68- §. Муқаддима (270). 69- §. Ферма принципи (272). 70- §. Асосий таърифлар. Синиш ва қайтиш қонуни. Узаролик принципи (275). 71- §. Ёруғликнинг сферик сиртда синиши (ва қайтиши) (278). 72- §. Сферик сиртнинг фокуслари (289). 73- §. Сферик сиртда нурларнинг синишида

кичик буюмларнинг тасвирини ясаш (282). 74- §. Катталаштириш. Лагранж — Гельмгольц теоремаси (283). 75- §. Марказлаштирилган оптик система (285). 76- §. Нурларнинг линзада синиши. Линзанинг умумий формуласи (286). 77- §. Юпқа линзанинг фокус масофалари (288). 78- §. Юпқа линзада тасвир ясаш. Катталаштириш (290). 79- §. Идеал оптик системалар (291).

XIII боб. Оптик системаларнинг аберрациялари 300

80- §. Муқаддима (300). 81- §. Каустик сирт. Унинг симметриясининг характери (301). 82- §. Нурларнинг энлик дасталари туфайли ҳосил бўлган аберрациялар (301). 83- §. Ўқдан ташқарида борувчи энсиз оғма нурлар туфайли ҳосил бўлган аберрациялар (304) 84- §. Системанинг асимметрияси туфайли ҳосил бўлган астигматизм (307). 85- §. Апланатизм. Синуслар шарти (308). 86- §. Синдириш кўрсаткичининг тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиши туфайли пайдо бўладиган аберрациялар (хроматик аберрациялар) (311).

XIV боб. Оптик асбоблар 317

87- §. Дифрагмаларнинг роли (317). 88- §. Апертура диафрагмаси, кириш ва чиқиш қорачиқлари (318). 89- §. Кўриш майдонининг диафрагмаси. Люклар (321). 90- §. Фотографик аппарат (323). 91- §. Кўз — оптик система (323) 92- §. Кўзга тутиладиган оптик асбоблар (328). 93- §. Проекцияловчи қурилмалар (335). 94- §. Спектрал аппаратлар (336). 95- §. Ёруғликни сезиш. М. В. Ломоносовнинг «Тунда кўриш трубаси» (340).

XV боб. Оптик асбобларнинг дифракцион назарияси 345

96- §. Объективнинг ажрата олиш кучи (345). 97- §. Микроскопнинг ажрата олиш кучи (348). 98- §. Электрон микроскоп (356). 99- §. Қоронғи майдон методи (ультрамикроскопия). Фазовий контрастлик методи (361). 100- §. Спектрографларда дифракцион ҳодисалар (хроматик ажрата олиш кучи) (366).

ЁРУҒЛИКНИНГ ҚУТБЛАНИШИ

XVI боб. Табиий ва қутбланган ёруғлик 370

101- §. Ёруғлик тўлқинларининг кўндаланг тўлқин эканлиги (370). 102- §. Ёруғликнинг турмалин орқали тарқалиши (372). 103- §. Ёруғликнинг икки диэлектрик чегарасида қайтишида ва синишида қутбланиши (374). 104- §. Қутбланган ёруғликда электр векторининг ориентацияси (377). 105- §. Малюс қонуни (378). 106- §. Табиий ёруғлик (379).

XVII боб. Нурни иккига ажратиб синдириш ҳолидаги қутбланиш . . 381

107- §. Исланд шпатидан ёруғлик ўтишида нурнинг иккига ажралиб синиши ва қутбланиши (381). 108- §. Қутбловчи асбоблар (384).

XVIII боб. Қутбланган нурларнинг интерференцияси 388

109- §. Френельева Араго тажрибалари, бу тажрибаларнинг эластик назария учун аҳамияти (388). 110- §. Ёруғликнинг эллиптик ва доиравий қутбланиши (391). 111- §. Табиий ёруғликнинг ички структураси (394). 112- §. Эллиптик қутбланган ва доиравий қутбланган ёруғликни пайқаш ва анализ қилиш (396).

ЭЛЕКТРОМАГНИТИК ТЎЛҚИНЛАР ШКАЛАСИ

XIX боб. Инфрақизил, ультрабинафша нурлар ва Рентген нурлари . 400

113- §. Инфрақизил ва ультрабинафша нурлар (400). 114- §. Рентген нурларининг кашф этилиши, уларни ҳосил қилиш ва кузатиш методлари (403).

115- §. Рентген нурларининг ютилиши (405). 116- §. Рентген нурларининг табиати (407). 117- §. Рентген нурларининг кристалл панжарадан ҳосил бўлган дифракцияси (408). 118- §. Рентген нурларининг спектрографияси (409). 119- §. Рентген нурларининг туташ спектри. Характеристик нурлар тўғрисида тушунча (413). 120- §. Рентген нурларининг оптикаси (414). 121- §. Электромагнитик тўлқинлар шкаласи (415).

ЁРУҒЛИК ТЕЗЛИГИ

XX боб. Ёруғлик тезлиги ва уни аниқлаш методлари 418

122- §. Ёруғлик тезлигини аниқлашга бағишланган тажрибаларнинг аҳамияти ва Галилейнинг биринчи уриниши (418). 123- §. Ёруғлик тезлигини аниқлашнинг астрономик методлари (419). 124- §. Ёруғлик тезлигини лабораторияда аниқлаш методлари (423). 125- §. Ёруғликнинг фазавий ва группавий тезликлари (428).

XXI боб. Допплер ҳодисаси 433

126- §. Муқаддима (433). 127- §. Акустикада Допплер ҳодисаси (434). 128- §. Оптикада Допплер ҳодисаси (438).

XXII боб. Ҳаракатланувчи муҳит оптикаси 442

129- §. Механикада нисбийлик принципи ва Галилейнинг алмаштириш формулалари (443). 130- §. Ҳаракатланувчи муҳит электродинамикаси (445). 131- §. Махсус нисбийлик назарияси асослари (455). 132- §. Нисбийлик назариясининг алмаштириш формулалари (457). 133- §. Нисбийлик назариясининг алмаштириш формулаларидан келиб чиқадиган хулосалар (461). 134- §. Умумий хулосалар (469).

ЁРУҒЛИКНИНГ ИККИ МУҲИТ ЧЕГАРАСИ ОРҚАЛИ ЎТИБ ТАРҚАЛИШИ

XXIII боб. Ёруғликнинг икки диэлектрик чегарасида қайтиши ва синиши 472

135- §. Ёруғликнинг икки диэлектрик чегарасида қайтиши ва синиши. Френель формулалари (472). 136- §. Икки диэлектрик чегараси орқали ўтишда ёруғликнинг қутбланиши. Брюстер қонунининг аёний тасвири (482).

XXIV боб. Тўла ички қайтиш 485

137- §. Тўла ички қайтиш ҳодисаси (485). 138- §. Қайтган тўлқинни тадқиқ этиш. Эллиптик қутбланиш (486). 139- §. Синган тўлқинни тадқиқ этиш (489).

XXV боб. Металлар оптикасининг асослари 492

140- §. Металлнинг оптик хоссаларининг характеристикаси (492). 141- §. Металларнинг оптик доимийлари ва уларни аниқлаш (494).

АНИЗОТРОП МУҲИТЛАР ОПТИКАСИ

XXVI боб. Кристаллар оптикасининг асослари 498

142- §. Анизотроп муҳитлар (498). 143- §. Анизотроп муҳитнинг оптик хоссалари (503). 144- §. Тўлқин сирти ва нормаллар сирти (506). 145- §. Бир ўқли ва икки ўқли кристаллар (509). 146- §. Анизотроп муҳитларда Гюйгенс чизмалари (512). 147- §. Ёруғликнинг бир ўқли кристалларда тарқалишига доир экспериментал маълумотлар (517). 148- §. Кристалл пластинкаларнинг ранглари ва қутбланган нурларнинг интерференцияси (519). 149- §. Фазовий дисперсия эффектлари. Куб кристалларнинг оптик анизотропияси (525).

XXVII боб. Суюқлик анизотропияси 529

150- §. Муқаддима (529). 151- §. Деформацияларда пайдо бўладиган анизотропия (529). 152-§. Электр майдонида нурнинг иккига ажралиб сиқилиши (Керр ҳодисаси) (531). 153- §. Магнит майдонида нурнинг иккига ажралиб сиқилиши (Коттон—Мутон ҳодисаси) (541).

МОЛЕКУЛЯР ОПТИКА

XXVIII боб. Ёруғликнинг дисперсияси ва абсорбцияси 542

154- § Максвеллнинг электромагнитик назариясидаги қийинчиликлар (542). 155- §. Ёруғликнинг дисперсияси. Кузатиш методлари ва хулосалар (544). 156- §. Дисперсия назариясининг асослари (551). 157-§. Ёруғликнинг ютилиши (абсорбцияси) (569). 158- §. Спектрал чизиқларнинг кенглиги ва нурланиш сўниши (576).

XXIX боб. Ёруғликнинг сочилиши 580

Ёруғликнинг оптик жихатдан бир жинсли бўлмаган муҳит орқали ўтиши (580). 160- §. Ёруғликнинг молекуляр сочилиши (587). 161- §. Ёруғликнинг молекуляр сочилиш спектрлари (597). 162- §. Ёруғликнинг комбинацион сочилиши (605).

XXX боб. Қутбланиш текислигининг айланиши 612

163- §. Муқаддима (612). 164- §. Кристалларда қутбланиш текислигининг айланиши (614). 165- §. Айлантириш қобилиятини топиш методларини аниқлаштириш (615). 166- §. Аморф моддаларда қутбланиш текислигининг айланиши (617). 167- §. Сахариметрия (619). 168- §. Қутбланиш текислиги айланишининг назарияси (620). 169- §. Қутбланиш текислигининг магнит майдони таъсирида айланиши (624).

XXXI боб. Зееман ҳодисаси 627

170- §. Зееман ҳодисасининг моҳияти (627). 171- §. Зееман ҳодисасининг элементар назарияси (629). 172- §. Зееманнинг аномал (мураккаб) эффекти (639). 173- §. Зеемаппинг тескари эффекти. Бу эффект билан Фарадей ҳодисаси ўртасидаги муносабат (634). 174- §. Штарк ҳодисаси (636).

ЁРУҒЛИКНИНГ ТАЪСИРЛАРИ

XXXII боб. Фотоэлектр эффекти 639

175- §. Муқаддима (639). 176- §. Фотоэффект қонунлари (641). 177- §. Эйнштейн тенгламаси. Ёруғлик квантлари гипотезаси (645). 178- §. Ёруғлик квантлари ҳақидаги гипотезанинг фотоэффект ҳодисаларида асосланиши (646). 179- §. Фототок кучининг ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиши (651). 180- §. Ички фотоэффект (655). 181- §. Фотоэлементлар ва уларнинг қўлланилиши (656).

XXXIII боб. Комптон ҳодисаси 659

182- §. Комптон ҳодисасининг моҳияти ва унинг қонунлари (659). 183- §. Комптон ҳодисасининг назарияси (661). 184- §. Допплер эффекти ва ёруғлик квантлари гипотезаси (664).

XXXIV боб. Ёруғликнинг босими 667

185- §. Ёруғликнинг босимини тажрибада ўрганиш (667). 186- §. Ёруғлик босимининг фотонлар назариясида талқин этилиши (671). 187- §. Ёруғлик босимининг баъзи бир космик ҳодисалардаги роли (672).

XXXV боб. Ёруғликнинг химиявий таъсирлари 673

188- §. Муқаддима (673). 189- §. Фотохимиянинг асосий конунлари (675). 190- §. Сенсибилланиш ва фотохимиявий реакциялар (678). 191- §. Фо-

тография асослари (679). 192- §. Фотографик пластинкаларни сенсибиллаштириш (681). 193- §. Кўзнинг ёруғлик сезиши (682).

ИССИҚЛИК НУРЛАНИШИ

XXXVI боб. Иссиқлик нурланиши қонунлари 691

194- §. Иссиқлик нурланиши (691). 195- §. Иссиқлик нурланиши ва Прево қоидаси (694). 196- §. Кирхгоф конуни (695). 197- §. Кирхгоф қонунининг татбиқи. Абсолют қора жисм (699). 198- §. Қора бўлмаган жисмларнинг нурланиши (702). 199- §. Стефан — Больцман қонуни (703). 200- §. Виннинг силжиш қонуни (705). 201- §. Нурланишнинг Планк топган формуласи (707).

XXXVII боб. Иссиқлик нурланиши қонунларининг қўлланилиши . . 710

202- §. Оптик пирометрия (710). 203- §. Ёруғлик манбалари (716).

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

XXXVIII боб. Атом ва молекулаларнинг нурланиши. Спектрал қонуниятлар 721

204- §. Чизиқ-чизиқ спектрлар (721). 205- §. Спектрал қонуниятлар (723). 206- §. Атомнинг Ж. Ж. Томсон ва Резерфорд таклиф этган моделлари (728). 207- §. Бор постулатлари (731). 208- §. Водород атоми (733). 209- §. Резонанс нурланиш (737). 210- §. Уйғонган ҳолатнинг давом этиш вақти (739). 211- §. Атомнинг квант назариясида радиацион процесслар. Планк формуласининг Эйнштейн усули билан чиқарилиши (741). 212- §. Нурланишнинг қиздириш ёрдамида уйғотилиши (753). 213- §. Молекулаларнинг кўринувчан ва ультрабинафша соҳалардаги полосали спектрлари (755). 214- §. Молекулаларнинг инфрақизил спектрлари (760).

XXXIX боб. Фотолюминесценция 762

215- §. Молекулаларнинг флуоресценцияси (762). 216- §. Суюқлик ва қаттиқ жисмларнинг фотолюминесценцияси. Люминесценциянинг спектрал таркиби. Стокс қоидаси (764). 217- §. Фотолюминесценциянинг давом этиш вақти (769). 218- §. Люминесценциянинг таърифи ва давом этиш вақтининг мезони (772). 219- §. Вавилов — Черенков нурланиши (773). 220- §. Кристалл фосфорлар (777). 221- §. Люминесцент анализ (778).

ЛАЗЕРЛАР, ЧИЗИҚЛИ БЎЛМАГАН ОПТИКА

XL боб. Оптик квант генераторлари 781

222- §. Когерент манбалар тўпламининг электромагнитик тўлқинлар нурлантириши (783). 223- §. Муҳитда тарқалаётган нурланишнинг ютилиши ва кучайиши (785). 224- §. Тўйиниш эффекти (788). 225- §. Оптик квант генераторининг ишлаш принципи (790). 226- §. Ёқутли оптик квант генераторнинг тузилиши ва ишлашининг таърифи (796). 227- §. Узлуксиз ишловчи гелий-неон лазери (803). 228- §. Оптик квант генераторларининг нурланиш спектри (806). 229- §. Оптик квант генераторлари ҳосил қиладиган майдоннинг конфигурацияси (813). 230- §. Ёруғликнинг ўта қисқа импульсларини генерациялаш (823). 231- §. Буёқ моддали лазерлар (828).

XLI боб. Чизиқли бўлмаган оптика 832

232- §. Ўз-ўзини фокуслаш (833). 233- §. Ўз-ўзини дифракциялаш (837). 234- §. Тўлқинлар группасининг чизиқли бўлмаган муҳитда тарқалиши (848). 235- §. Чизиқли бўлмаган дисперсия назариясининг асослари (846). 236- §. Каррали, йиғиндили ва айирмали гармоникаларни генерациялаш (851). 237- §. Чизиқли бўлмаган оптикада тўлқинларнинг қайтиши (860). 238- §. Чизиқли бўлмаган параметрик ҳодисалар (864). 239- §. Ёруғликнинг мажбурий комбинацион сочилиши (868).

Машқлар 875

На узбекском языке

ГРИГОРИЙ САМУИЛОВИЧ ЛАНДСБЕРГ

ОПТИКА

Учебное пособия для студентов физических специальностей ВУЗов

Перевод с русского пятого издания изд-ва «Наука» 1976 г.

Ташкент — «Ўқитувчи» — 1981

Таржимонлар: *А. Тешабоев, Р. Сайдалиев, М. Обидов*
Редакторлар: *М. Пўлатов, Р. Сайдалиев*
Бадиий редактор: *З. Мартинова*
Техредакторлар: *Т. Грешникола, Н. Комиссарова*
Корректорлар *Д. Эргашева, Ф. Мирзахмедова*

ИБ № 1440

Теришга берилди 27. 02. 1980 й. Босишга рухсат этилди 8.05. 1981. Формати 60X90¹/₁₆. Тип. қоғози № 3. Гарнитура «Литературная». Кегли 10.8 шпонсиз. Юқори босма усулида босилди. Шартли б. л. 59,0. Нашр. л. 60,4. Тиражи 6000. Зак № 2284. Баҳоси 2 с. 40 т.

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент, Навоий кўчаси, 30. Шартнома 375—79.

Ўзбекистон ССР нашриётлар, полиграфия ва китоб савдоси ишлари Давлат комитети Тошкент «Матбуот» полиграфия ишлаб чиқариш бирлашмасининг полиграфия комбинати. Тошкент, Навоий кўчаси, 30. 1981 й.

Полиграфкомбинат Ташкентского полиграфического производственного объединения «Матбуот» Государственного комитета УзССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Ташкент, ул. Навои, 30.