

Ф. А. КОРОЛЕВ

# ФИЗИКА КУРСИ

ОПТИКА,  
АТОМ ВА ЯДРО  
ФИЗИКАСИ



РУСЧА ИККИНЧИ, ҚАЙТА ИШЛАНГАН  
НАШРИДАН ТАРЖИМА

*СССР Маориф министрлиги  
педагогика институтларининг  
физика-математика факультетлари  
студентлари учун ўқув қўлланма  
сифатида рухсат этган*

«ЎҚИТУВЧИ» НАШРИЁТИ

Тошкент—1978

Ушбу китоб педагогика институтларининг физика ва физика-математика факультетлари студентлари учун умумий физика курсининг янги программаси асосида ёзилган ўқув қўлланмасидир.

*На узбекском языке*

**ФЕДОР АНДРЕЕВИЧ КОРОЛЕВ**

**КУРС ФИЗИКИ**

**ОПТИКА, АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА**

*Пособие для студентов педагогических институтов*

Перевод с русского 2 го переработанного издания, издательство «Просвещение» М., 1974

*Издательство „Ўқитувчи“  
Ташкент — 1978*

Таржимонлар: *Ж. Тошхонова, Б. Мирзахмедов, М. Пўлатов*  
Редакторлар: *М. Пўлатов, М. Шерматова, М. Усмонов*  
Бадий редактор *Е. И. Соин*  
Техредактор *Т. Золотилова*  
Корректор *Д. Нуриддинова*

ИБ № 659

Теришга берилди 23.02. 1978 й. Босишга рухсат этилди 27.11.1978 й. Формати 60x90<sup>1/16</sup>. № 3 тип. қоғози. Кегли 10 шпонсиз. Юқори босма усулида босилди. Шарт и б. л. 38,5+0,25 рангли вкл. Нашр. л. 36,93+0,21 рангли вкл. Тиражи 15000. Зак. № 2131. Баҳоси 1 с. 40 т.

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент, Навоий кўчаси, 30. Шартнома 330—77.

Ўзбекистон ССР нашриётлар, полиграфия ва китоб савдоси ишлари Давлат комитети Тошкент «Матбуот» полиграфия ишлаб чиқариш бирлашмасининг полиграфия комбинати. Тошкент, Навоий кўчаси, 30. 1978 й.

Полиграфкомбинат Ташкентского полиграфического производственного объединения «Матбуот» Государственного комитета УзССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Ташкент, Навои, 30.

К 69602—№287 120 — 78  
353 04) 78

## РУСЧА ИККИНЧИ НАШРИГА СЎЗ БОШИ

1962 йилда Москвадаги «Учпедгиз» нашриёти педагогика институтлари учун «Оптика, атом ва ядро физикаси» деб номланган ўқув қўлланмасини нашр қилган эди. Ушбу китобда ҳам ўша мақсад кўзда тутилган. Лекин бу 1962 йилдаги нашридан анча фарқ қилади. Биринчидан, СССР Маориф министрлиги тасдиқлаган физика программаси 1962 йилда нашр қилинган китоб планидан кўп жиҳатдан фарқ қилади. Иккинчидан, 1962 йилдан бошлаб ўтган вақт давомида оптика, атом ва ядро физикаси ва айниқса, элементар зарралар физикаси жуда тез тараққий этди. Оптикада прогресс асосан лазерлар физикаси, чизиқли бўлмаган оптика соҳаси ва уларнинг кўп сонли татбиқлари ва ҳ. к. ларда юз берди. Асримизнинг эллигинчи йилларида юзага келган когерент оптика ёруғлик ҳақидаги таълимотнинг турли бўлимлари орасида бош ўринни эгаллади ва бу ҳол фаннинг шу соҳасига тегишли ҳозирги замон дарсликлари ҳамда ўқув қўлланмаларининг мазмунига таъсир этмай қолиши мумкин эмас эди. Бундан ташқари, оптика ва радиофизика орасида амалда чегара қолмади. Бу эса вужудга келган шароитга аниқ ёндашишни талаб қиларди. Физиканинг юқорида айтиб ўтилган иккала бўлими методларининг қўлланиш соҳаларини аниқлашга боғлиқ бўлган қатор муҳим масалалар пайдо бўлади. Қатор тушунча ва таърифларга аниқлик киритиш зарур бўлиб қолади. Терминлар масаласида муаллиф яқинда ушбу масала бўйича чиқарган тавсиявий тўпламига асосланади.<sup>1</sup> Атом ва ядро физикасида ҳам катта ижобий ўзгариш юз берди. Бошқариладиган термоядро реакциялари муносабати билан юқори температурали плазма физикаси ва трансурани элементларнинг синтези бўйича интенсив ишлар олиб борилмоқда, элементар зарралар физикаси гуркираб ривожланмоқда. Оғир элементар зарралар систематикаси бу соҳадаги фундаментал қонуниятларни тушунишимизга ёрдам беради.

<sup>1</sup> «Физикавий оптика». Тавсия этиладиган терминлар тўплами, 74-нашр, Ф. А. Королев таҳрири остида. М., «Наука», 1968.

Янги кашфиётлар асосида янгидан-янги техникавий проблема-лар ва уларни қўллаш, хусусан, космик фазони забт этишдек ни-ҳоятда муҳим соҳага қўллаш масалалари пайдо бўлмоқда. Бунинг учун электромагнит нурланишни бошқарувчи қонунларни, атом ва ядро физикаси қонунларини, шунингдек элементар зарралар физи-касини билиш биринчи даражали аҳамиятга эга.

Муаллиф олдида курс программасининг бўлимлари бўйича тра-дицион материалларни баён қилиш билан бирга фаннинг ҳозирги за-мон ютуқларини ҳам маълум даражада ёритиб боришдек ниҳоятда қийин вазифа туради. Муаллиф бунга қанчалик эришганини баҳо-лашни китобхонга ҳавола қилади. Сўзсиз, китобни у ёки бу хато ва камчиликлардан ҳоли деб бўлмайди.

Муаллиф танқидий мулоҳазалар айтишни ёки фойдали масла-ҳатлар беришни лозим топганларнинг барчасига самимий миннат-дорчилик изҳор этади.

*Муаллиф*



# I

## ОПТИКА

### КИРИШ

#### 1- §. Оптика предмети

Одатда, оптика предметини аниқлаш проблемасини «ёруғлик» тунчасини аниқлаш проблемасига кўчирган ҳолда оптика ёруғлик ҳақидаги таълимот деб таърифланади. Қисқа қилиб, ёруғлик — кўриш сезгиларининг сабабчиси деб таърифланади. Электромагнит майдон ҳақидаги таълимот тараққиёти ёруғликнинг электромагнит назариясининг қарор топишига олиб келдики, бу назарияга кўра ёруғлик вакуумда  $c = 299\,793$  км/сек тезлик билан тарқаладиган тез ўзгарувчи электромагнит майдондан иборат экан. Кўзга кўринадиган ёруғликка тегишли электромагнит тўлқинлар  $0,4—0,76$  мкм интервалдаги узунликларга эга бўлади. Табиийки, электромагнит тўлқинлар спектри фақат шу соҳа билан чегараланиб қолмасдан, балки тўлқин узунлигининг 0 дан  $\infty$  гача бўлган барча соҳасини эгаллайди ва демак, спектрнинг кўзга кўринадиган қисми унинг жуда кичик бир улушини ташкил этади, холос. Лекин барча электромагнит нурланишлар (радиотўлқинлар, кўзга кўринадиган нурлар, инфрақизил, ультрабинафша, рентген ва гамма нурлар)нинг табиати бир хил ва улар бир-бирларидан тебраниш частоталари билан фарқланувчи электромагнит тўлқинлар бўлганлиги сабабли, оптикавий нурланишларнинг оптикага тегишли бўлган интервали қандай аниқланади деган муаммо вужудга келади. Электромагнит тўлқинлар орасидаги бу фарқ, ёруғликнинг квант назарияси нуқтаи назаридан, у ёки бу нурланишни ҳосил қилувчи фотонлар энергияларининг миқдорига боғлиқ. Оптикавий нурланишлар соҳасини электромагнит тўлқинлар нурлагичларнинг табиатига қараб ажратиб олишга ҳаракат қилиш мумкин эди. Лекин бунинг иложи бўлмади. Чунки атомлар, молекулалар, элементар зарра ва конденсацияланган моддалар чиқарадиган нурлар спектрнинг радиотўлқинлардан тортиб, то гамма нурларгача бўлган шундай кенг диапазонини ташкил этиши мумкин эканки, натижада оптикавий нурланишлар соҳасини нурлагичлар табиатига қараб чегаралаб бўлмади. Буни электромагнит спектрни қабул қилгичлар табиатига қараб ҳам бажариш мумкин эмас.

Оптика учун фан сифатида нима энг характерли деган савол туғилади. Бу энг характерли деганимизнинг мазмуни шундан ибо-

ратки, оптикавий усулларда амалда доим у ёки бу тасвир ҳосил қилинади. Тасвирнинг ҳосил бўлиши ўз навбатида кўзгулар, линзалар, призмалар, дифракцион панжаралар ва шу каби элементлардан ташкил топадиган оптикавий системалар ёрдамида аниқ йўналтирилган электромагнит тўлқинлар дастасини ҳосил қилиш билан боғлиқ. Телескоп, микроскоп, спектроскоп каби турли оптикавий асбоблар ушбу элементларнинг комбинацияси ҳисобланади. Барча бундай оптикавий системалар аниқ йўналтирилган нурлар дастасини ҳосил қилиш қобилиятига, яъни фокуслаш ва тасвир ҳосил қилиш хусусиятига эга. Улар бу хусусиятга электромагнит тўлқин фронтининг  $D$  чизиқли ўлчамлари  $\lambda$  электромагнит тўлқин узунлигидан кўп марта катта бўлганда, яъни  $\frac{\lambda}{D} \ll 1$  шарт бажарилганда эга бўлади. Ҳозирги замон техникасида етарли даражада аниқ йўналтирилган  $0,1 \text{ \AA}$  дан  $1 \text{ см}$  гача диапазондаги спектрга эга бўлган (буюмларнинг «тасвири»ни олиш мумкин бўлган) электромагнит тўлқинлар оқими ҳосил қиладиган системаларни яратиш мумкин.

Шундай қилиб, оптика бўлимига тўлқин узунлиги  $0,1 \text{ \AA}$  дан  $1 \text{ см}$  гача бўлган электромагнит спектр диапазонини киритиш мутлақо ўринлидир. У вақтда бундан кейин кенг маънодаги «ёруғлик» сўзини ишлатганимизда  $0,1 \text{ \AA} - 1 \text{ см}$  диапазондаги тўлқин узунлигига эга бўлган барча тарқалаётган электромагнит майдонларни назарда тутамиз.

Лекин шуни таъкидлаб ўтиш лозимки, ҳозирги вақтда радиолокация, радиоастрономия ва ҳ. к. ларда қўлланилувчи анча узун тўлқинлар, яъни метр тартибидаги ва ундан узун тўлқинлар учун ҳам нурланишларнинг етарли даражада йўналтирилган оқимини ҳосил қилиш мумкин. Аммо бундай ҳолларда эришиладиган йўналтирилганлик, етарлича аниқ «тасвир» ҳосил қилиш учун зарур бўлган йўналтирилганликка нисбатан анча кам бўлади. Олдиндан шуни айтиб ўтамизки, оптикавий нурланишлар соҳасини бундай ажратишнинг ўзини шартли деб тушуниш лозим. Фан тараққиёти физиканинг турли бўлимлари ўртасига кескин чегара қўйиш мумкин эмаслигини ва шунингдек, физиканинг турли чегарадош бўлимлари усулларининг қўлланиш соҳалари бир-бирини қоплашини кўрсатди. Бу эса уларнинг ўзаро бойишига олиб келади. Юқорида айтилганларнинг барчасини ҳисобга олган ҳолда оптика предмети-нинг асосий мазмунини аниқлаймиз. Бунга ёруғликнинг табиати; ёруғликнинг нурланиш, сочилиш ва ютилиш процессларида намоён бўладиган модда ва ёруғликнинг ўзаро таъсири; ёруғликнинг тарқалиши, ёруғлик нури дасталарини ҳосил қилиш ва оптикавий асбоблар киради. Оптикавий диапазондаги электромагнит тўлқинлар ҳозирги вақтда маълум бўлган барча модда турлари билан ўзаро таъсирлаша олгани сабабли ўрганишнинг оптикавий усуллари гоят универсал эканлигини таъкидлаб ўтамиз. Бу эса ёруғлик ҳақидаги таълимотни модда тузилиши ҳақидаги таълимотнинг фундаментал бўлимига айлантириб қўяди.

## 1-§. Ёруғлик ҳақидаги таълимот тараққиётининг тарихий обзори

Қадимги асрларда оптика. Оптика бошланғич тасаввурлари жуда қадимда пайдо бўлган фанлар жумласига киради. У ўзининг кўп асрли тарихи давомида узлуксиз тараққий этди ва ҳозирги вақтда кашф қилинаётган янги ҳодиса ва қонунлар билан борган сари бойиб, фундаментал физика фанларидан бирига айланиб қолди.

Оптиканинг энг асосий проблемаси — ёруғликнинг табиати ҳақидаги масаладир. Ёруғликнинг табиати ҳақидаги бошланғич тасаввурлар қадимги асрларда пайдо бўлган. Антик мутафаккирлар ёруғлик ҳодисаларининг моҳиятини кўриш сезгиларига асосланиб тушунишга уринганлар. Қадимги индуслар кўз «олов табиат»га эга деб ўйлаганлар. Грек философи ва математиги Пифагор (эр. ав. 582—500 йй.) ва унинг ўқувчиларининг фикрича, кўздан буюмларга қараб «қайноқ буғланишлар» чиқади ва шу сабабли кўриш сезгилари пайдо бўлади. Бундай қарашлар ўзининг кейинги ривожида аниқ шакл олиб, Евклид (эр. ав. 300 йй.) тараққий эттирган кўриш нурлари назарияси сифатида майдонга келди. Бу назарияга кўра кўздан «кўриш нурлари» тарқалиб, уларнинг учлари жисмларга бориб тегиши билан кўриш сезгиси ҳосил бўлади. Евклид — ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиши ҳақидаги таълимотнинг асосчиси. У ёруғликни ўрганишга математикани қўллаб, ёруғликнинг кўзгулардан қайтиш қонунини яратди. Бу ерда шуни айтиб ўтиш лозимки, ёруғликнинг кўзгулардан қайтишининг геометрик назариясини яратишда ёруғликнинг пайдо бўлиш табиати муҳим аҳамиятга эга бўлмай, балки унинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш хоссаси муҳимдир. Евклид яратган қонуниятлар ҳозирги замон геометрик оптикасида ҳам сақланиб қолган. Евклидга ёруғликнинг синиши ҳам маълум эди. Анча кейин шунга ўхшаш қарашларни Птолемей (эр. 70—147 йй.) тараққий эттирди. У ёруғликнинг синиш ҳодисаларини ўрганишга катта аҳамият берди; хусусан, Птолемей ёруғликнинг тушиш ва синиш бурчакларини кўп ўлчади, аммо синиш қонунини яратишга муваффақ бўлмади. Птолемей осмон ёриткичларининг ҳолати ёруғликнинг атмосферада синиши натижасида ўзгаради деб топди.

Ботиқ кўзгуларнинг таъсири Евклиддан бошқа қадимги олимларга ҳам маълум эди. Китобларда Архимед (эр. ав. 287—212 йй.) ғояси асосида қўёш нурларини ботиқ кўзгулар ситемаси ёрдамида тўплаб, рим кемаларига йўналтириш натижасида душман флоти ёндириб юборилганлиги ҳақида ёзилади. Эмпедокл (эр. ав. 492—432 йй.) олға қараб маълум одим ташлади: у нурланувчи жисмлардан кўзга қараб, кўзлардан эса жисмларга қараб нурланиш оқими йўналади деб ҳисоблаган. Бу оқимлар учрашганда кўриш сезгиси ҳосил бўлади. Машҳур грек философи, атомистиканинг асосчиси Демокрит (эр. ав. 460—370 йй.) кўриш нурлари ҳақидаги тасаввурни бутунлай рад этади. Демокритнинг фикрича, кўриш буюмлардан чиқаётган майда атомларнинг кўз сиртига келиб тушиши

*туфайли юзага келади.* Кейинчалик Эпикур (эр. ав. 341—270 йй.) бундай қарашларнинг тарафдори бўлди. Машҳур грек философи Аристотель (эр. ав. 384—322 йй.) ҳам «кўриш нурлари назарияси»нинг ашаддий душмани бўлган. У кўриш сезгисининг сабаби инсон кўзидан ташқарида ётади деб ҳисоблаган. Аристотель ранглар ёруғлик ва қоронғиликнинг қўшилиш натижаси деб тушунтиришга уринди. Аристотель кузатилаётган жисм ва кўз оралиғидаги муҳитга катта аҳамият берди. Бу ерда шуни айтиб ўтиш лозимки, қадимги мутафаккирларнинг дунёқарашлари асосан табиат ҳодисаларини оддий кузатишларгагина асосланган эди. Антик физика экспериментал тадқиқотлардан иборат зарур пойдеворга эга эмас эди. Шунинг учун қадимгиларнинг ёруғликнинг табиати ҳақидаги таълимоти абстракт характерга эга бўлган. Шундай бўлишига қарамай, гарчи бу дунёқарашларнинг кўпчилиги буюк фаразлар бўлса-да, улар, сўзсиз, оптиканинг келгуси тараққиётига катта таъсир кўрсатган.

**Ўрта асрлардаги оптика.** Схоластиканинг ҳукмронлик даври. Антик давлатларнинг ҳалокатига олиб келган қўлдорлик жамиятининг емирилиши қадимги аср маданий мероси кўпгина қисмининг бузилишига сабаб бўлди. Натижада илм-фаннинг барча соҳалари, шу жумладан, физика илми ҳам тушкунликка учради. Айниқса, олдин антик фан тараққий этган территорияларда христиан черковининг ҳукмронлиги туфайли ноқулай шароитлар вужудга келди. Фалсафада христиан динининг ақидаларини асос қилиб олган схоластика ҳукмронлик қила бошлади. Черковнинг ҳукмронлиги, инквизициянинг эгалик қилиши, ёлғон фаннинг тарқалиши ва дунёни материалистик тушунтиришга схоласт-олимлар, инквизиция намояндалари томонидан қаттиқ қаршилик кўрсатилиши — буларнинг ҳаммаси ҳақиқий илмнинг тараққий этишига жуда ноқулай шароит туғдирди. Ўрта асрнинг бошланғич даврида (эр. 150—770 йй.) оптика соҳасида бирор бир жиддий иш қилинмади. Эрамининг еттиюзинчи йилларидан бошлаб фан тараққиёти арабларда кузатила бошланди.

**Араб физиги Альхазен (1038)** ўз илмий ишларида оптиканинг қатор масалаларини тараққий эттирди. У кўзни, ёруғликнинг синишини, ботиқ кўзгуларда ёруғликнинг қайтишини ўрганиш билан шуғулланди. Альхазен ёруғликнинг синишини ўрганишда, Птолемейга қарама-қарши ўлароқ, ёруғликнинг тушиш ва синиш бурчаклари пропорционал эмаслигини исботлади. Бу эса синиш қонунини топиш мақсадида ўтказиладиган кейинги тадқиқотларга тўртки бўлди. Альхазенга сферик шиша сегментларнинг катталаштириш қобилияти маълум эди. Альхазен кўриш нурлари назариясини инкор этиб, ёруғликнинг табиати ҳақидаги масала бўйича тўғри позиция тутган. У нурланувчи буюмнинг ҳар бир нуқтасидан нурлар чиқади ва кўзга етиб келиб, кўриш сезгисини ҳосил қилади, деган тасаввурга асосланган. Альхазен ёруғлик чекли тарқалиш тезлигига эга-деб ҳисоблаган. Бу эса ёруғлик табиатини тушунишда қўйилган катта қадам бўлган. Альхазен Қуёш ва Ойнинг горизонтда

зенитдагига нисбатан катта бўлиб кўринишини сезгининг алданиши деб тўғри тушунтирган.

Фаннинг ўрта асрлар давридаги тараққиёти учун шароит жуда ҳам оғир эди. Философ-схоластлар фан черков таълимотининг ҳақиқат эканлигини исбот қилиши керак, деб ҳисоблар эдилар. Араб илм-фан прогрессив бошланишининг нуфузи, антик мутафаккирларнинг меҳнатлари христиан черковининг кўзга кўринган намояндалари томонидан қаршиликка учради. Шунинг учун бу давр шу билан характерлики, унда ёруғликнинг табиати тўғрисида илмий тадқиқотлар деярли бўлмаган. Илмий ишлар, асосан, нурларнинг кўзгулардан қайтишидаги ва линзалардан ўтишидаги йўлини ўрганиш бўйича олиб борилган. Бу йўналиш ўрта асрлар давридан Уйғониш даврига ўтиш даврида ҳам сақланиб қолади. Масалан, Роджер Бэкон (1214—1294) ёруғликнинг параболик кўзгулардан қайтишини текширди, кўзгуларнинг сферик абберрациясини ўрганди, ботиқ кўзгу бош фокусининг ўрнини аниқлади. Шунингдек, Р. Бэкон кўзнинг анатомияси ва физиологияси билан ҳам шуғулланди. У заиф кўрадиган кишиларга буюмларга йиғувчи линзалар орқали қараши маслаҳат берган. Кўп ўтмай кўзойнак ихтиро қилинган (1285).

XIV аср инквизициянинг фандаги прогрессив оқимларнинг ҳар қандай янгиликларини астойдил таг-томири билан йўқ қилишга интилиши билан характерланади. Шунинг учун бу юз йилликнинг оптика соҳасидаги натижаларга ҳам камбағаллиги ҳеч кимни ҳайратда қолдирмайди.

**Уйғониш даври.** XIV асрдан бошлаб, то XVII асрнинг иккинчи яримларигача бўлган давр Ғарбий Европа учун феодализмдан капиталистик ишлаб чиқариш усулига ўтиш даври ҳисобланади. Колумбнинг Американи очиши, китоб босишнинг ихтиро қилиниши, дунёнинг гелиоцентрик системасининг Коперник томонидан асосланиши каби қатор йирик кашфиётлар умумий прогрессга асос бўлди. Секин-аста экономика, техника, маданият, санъатда умумий жонланиш юз берди, прогрессив дунёқаровчиларнинг черков схоластлари билан кураши кучайди. Илм-фан соҳасида аста-секин табиатни ўрганишнинг экспериментал усули устун кела бошлади. Бу даврда оптикада қатор буюк кашфиётлар ва ихтиролар қилинди. Кўзойнакларнинг таъсирини Франциск Мавролик (1494—1575) етарли даражада тўғри тушунтириб берди. Мавролик, шунингдек, ботиқ линзалар нурларни йиғмай, балки тарқатишини топган. У кўзнинг қорачиғи унинг асосий қисмини ташкил этишини аниқлаб, узоқни ва яқинни кўрадиган кўзлар бўлишининг сабаби — кўз қорачиғида нурнинг нормал синмаслигининг натижасидир, деб хулоса чиқаради. Мавролик қуёш нурларининг кичик тирқишлардан ўтганида кузатиладиган Қуёш тасвирининг юзага келиш сабабини тўғри талқин қилди. Бундан кейинги ишлар италиялик Порт (1538—1615) нинг номи билан боғлиқ. У 1589 йилда келажакда ихтиро қилинадиган фотоаппаратнинг прообразини—обскур-камерани кашф

қилди. Бир неча йиллардан кейин асосий оптикавий асбоблар — микроскоп ва кўриш трубалари ихтиро қилинди.

Микроскопнинг ихтиро қилиниши (1590) голланд оптик-масте-ри Захарий Янсен номи билан боғланган. Кўриш трубаларини голланд оптиклари Захарий Янсен, Яков Мециус ва Ганс Липперсгейлар деярли бир вақтда (1608—1610) ясай бошлаганлар. Бу оптикавий асбобларнинг ихтиро қилиниши кейинги йилларда астрономия ва биологияда йирик кашфиётларга олиб келди. Немис физиги ва астрономи И. Кеплер (1571—1630) оптикавий асбоблар ва физиологик оптика назарияларига тегишли фундаментал ишларни бажарди. Шу сабабли, уни тўғридан-тўғри физиологик оптика асосчиси деб аташ мумкин. Кеплер ёруғликнинг синишини ўрганиш устида кўп ишлади. Лекин синиш қонунини у эмас, балки, гарчи адабиётда эълон қилмаган бўлса ҳам, голландиялик олим Виллеборд Снеллиус (1591—1628) аниқлаган. Синиш қонунининг ҳозирги таърифини француз математиги ва философи Ренэ Декарт (1596—1650) берган. Декарт ёруғлик процессларининг табиати масалаларига кўп эътибор берди. Унинг фикрича, ёруғлик нурланувчи жисмларнинг уларни ўраб олган муҳитга кўрсатадиган босимидан иборат. Бу босим алоҳида зарралар — «борлиқ шарчалари» дан ташкил топган муҳит орқали кўзга узатилиб, кўриш сезгисини уйғотади. Бунда Декарт ёруғлик босимларини бир онда тарқалади, деб ҳисоблаган.

Геометрик оптиканинг ривожини учун француз олими Пьер Ферма (1601—1665) номи билан аталадиган Ферма принципи катта аҳамиятга эга бўлди. Бу принципга кўра, ёруғлик икки нуқта орасида тарқалганда шундай йўл бўйлаб тарқаладики, бу йўлни ўтиш учун минимум вақт сарфланади. Демак, Ферма Декартнинг фикрига қарама-қарши ўлароқ, ёруғликнинг тарқалиш тезлиги чекли деб ҳисоблаган. Машҳур италия физиги Галилей (1564—1642) ёруғлик ҳодисаларини ўрганиш бўйича системали равишда ишламаган бўлса-да, оптикада фанга ажойиб натижалар берган ишлар бажарди. Галилей кўриш трубасини такомиллаштирди ва уни биринчи бўлиб астрономияга қўллаб, Коперникнинг гелиоцентрик системасига асосланган Коинот тузилиши ҳақидаги янги қарашларни асослашга олиб келган буюк кашфиётлар яратди. Галилей яратган кўриш трубасининг катталаштириши 30 га тенг бўлиб, биринчи ихтиро қилинган кўриш трубаларидан кўп марта катта эди. Галилей ўзи яратган кўриш трубаси ёрдамида Ой сиртидаги тоғ ва кратерларни кўра олди, Юпитер планетасининг йўлдошларини, Сомон йўлининг юлдуз структурасини ва ҳ. к. ларни аниқлади. Галилей ёруғлик тезлигини ер шароитида ўлчашга уринди, лекин бу мақсад учун ўша вақтда мавжуд бўлган экспериментал воситаларнинг мукаммаллашмагани сабабли, муваффақиятга эриша олмади. Бундан чиқадигани, Галилей ёруғликнинг чекли тарқалиш тезлигига эга жанлиги ҳақида тўғри тасаввурга эга бўлган. Шунингдек, Галилей кўёш доғларини ҳам кузатган. Кўёш доғларини биринчи бўлиб Галилей кашф этганлигини иезуит-олим Патер Шейнер (1575—

1650) инкор қилган. Лекин бу олимнинг ўзи ҳам Кеплер схемаси бўйича ясалган кўриш трубаси ёрдамида қуёш доғларини ва қуёш факелларини бир неча бор аниқ кузатган. Шейнер ишларида шу нарса алоҳида аҳамиятга эга бўлдики, у кўриш трубасининг оқулярини кўз билан яхши кўриш масофасидан каттароқ масофага суриб, уни проекцион асбобга айлантирди. Бу эса Қуёш тасвирини экранда ҳосил қилишга ва уни бир вақтнинг ўзида бир нечта кишига турли хил катталаштиришларда намоён қилишга имконият туғдирган.

Бошқа бир олим-иезуит Марк Антоний де Доминис (1566—1624) ранглар ва камалакнинг табиати билан қизиқиб қолиб, бу ҳодисаларни тушунтириш учун ёруғликнинг сув билан тўлдирилган шиша шарларда синишини ўрганди.

Ўша даврда эришилган энг катта муваффақият Гримальди (1618—1663) томонидан ёруғлик дифракциясининг кашф қилиниши эди. У ёруғликнинг ингичка тирқишлардан ёки ношаффоф экран четларидан ўтганида тўғри чизиқ бўйлаб тарқалишдан четланишини аниқлаган эди. У дифракцияни кузатиш бўйича қўйилган тажрибаларнинг турларини ўзгартириб, Қуёш билан ёритилаётган экрандаги иккита тирқишдан ўтаётган ёруғлик дасталарининг қўшилишига оид бевосита тажриба ўтказишга эришди ва тажрибада ёруғ ва қоронғи йўлларнинг ўзаро алмашилиб келишини кузатди. Шундай қилиб, ёруғлик дасталари қўшилганида баъзи ерларда ёруғликнинг кучайиши эмас, балки унинг сусайиши вужудга келиши аниқланди. Кейинчалик бу ҳодиса интерференция номи билан атала бошланди. Гримальди ёруғлик тўлқинсимон ҳаракатдан иборат деб қарагандагина, юқорида кузатилган ҳодисаларни тушунтириш мумкин деган хулосага келди. Жисмларнинг ранглари ҳақидаги масалага келганда ҳам, у ранглар — оқ ёруғликнинг таркибий қисми деб тўғри фикр айтган. У турли жисмларнинг турли рангларда бўлишини жисмларнинг ўзларига келиб тушган ёруғликни ўзгартирган ҳолда қайтариши билан тушунтиради. У ранглар ҳақида умумий мулоҳаза юритиб, рангларнинг бир-биридан фарқи ёруғлик тебранишларининг частоталаридаги фарқ (Гримальди терминологияси бўйича, ёруғлик моддасининг тебраниш тезлигидаги фарқ) натижасида келиб чиқади, деган фикрни айтади. Лекин Гримальди ёруғликнинг табиати ҳақида бирор изчил фикрга кела олгани йўқ. Шундай қилиб, кўриб турибмизки, ёруғлик табиати ҳақидаги масала экспериментал кашфиётлар унинг учун замин тайёрлаган замоноқ оёққа турган. Шундан кейинги даврда фундаментал назарий ва экспериментал тадқиқотлар ўтказилдики, улар ёруғлик процессларининг табиати ҳақида биринчи илмий асосланган хулосалар яратишга олиб келди. Шу даврда ёруғлик ҳодисаларини бир-бирига зид бўлган икки қараш орқали тушунтириш, яъни ёруғлик — корпускуляр ҳодиса ва ёруғлик тўлқин табиатига эга, деб тушунтириш тенденцияси алоҳида бир куч билан намоён бўлди. Табиатнинг объектив ҳодисаларининг узлукли ва узлуксиз хусусиятларини акс эттирувчи икки назария орасидаги кураш та-

бий равишда материя ва унинг ҳаракатининг диалектик моҳиятини қарама-қаршилиқлар бирлиги сифатида акс эттирди.

**Оптиканинг XVII ва XVIII асрлардаги тараққиёти.** Ньютоннинг ёруғлик ҳақидаги корпускуляр назарияси. Ёруғликнинг Гюйгенс яратган тўлқин назарияси. XVII аср фан, техника ва ишлаб чиқаришнинг турли соҳаларидаги навбатдаги тараққиёт билан характерланади. Бу даврда математика жуда тез тараққий эта бошлади. Европанинг турли мамлакатларида олимларни бирлаштирувчи жамият ва академиялар ташкил этилади. Бу эса кенг омманинг илм-фандан баҳраманд бўлишига ва фанда халқаро алоқаларни ўрнатишга имкон беради. XVII асрнинг иккинчи ярмида табиат ҳодисаларини экспериментал ўрганиш усули узил-кесил галаба қозонди.

Бу даврнинг йирик кашфиётлари буюк инглиз физиги ва математиги Исаак Ньютон (1643—1727) номи билан боғланган. Ёруғликнинг призмадаги дисперсияси (1666) Ньютоннинг оптикадаги йирик экспериментал кашфиёти ҳисобланади. Ньютон оқ ёруғлик дастасининг уч ёқли призмадан ўтишини текшириб, оқ ёруғлик узлуксиз спектр ҳосил қилувчи чексиз кўп рангли нурлар тўпламидан иборат эканлигини аниқлади. Бу тажрибалар асосида оқ ёруғлик мураккаб нурланишдан иборат деган хулоса чиқарилди. Ньютон тескари тажриба ҳам ўтказди: у оқ ёруғликнинг призмадан ўтиши натижасида ҳосил бўлаётган рангли нурларни линзалар ёрдамида йиғиб, қайтадан оқ ёруғлик ҳосил қилди. Ниҳоят, Ньютон спектрнинг асосий ранглирига бўялган бир нечта секторларга бўлинган доирани айланма ҳаракатга келтириш йўли билан ранглари аראштириш тажрибасини ўтказди. Диск тез айланганда ҳамма ранглар тутшиб кетиб, оқ ёруғлик манзарасини вужудга келтирган.

Ньютон бу фундаментал тажрибалар натижаларини ранглар назарияси асосига қўйди. Бу назарияни ундан олдин яшаган олимларнинг бирортаси ҳам ярата олмаган эди. Ранглар назариясига кўра, жисмнинг ранги спектрнинг жисм қайтара оладиган нурлари билан аниқланади; бошқа нурларни жисм ютади.

Ньютон юқоридаги кашфиётларга олиб келган ишлар билан бир қаторда ёруғликнинг дифракцияси ва интерференцияси устида ҳам иш олиб борган. У «Ньютон ҳалқалари» деб ном олган қонуний интерференцион манзарани майдонга келтирувчи шундай ажойиб тажрибани амалга оширдик, натижада интерференция ҳодисаларидаги миқдорий муносабатларни аниқлашга имконият туғилди. Ёруғлик ҳодисаларини тушунтириш учун Ньютон ёруғлик нурланувчи жисмлардан тарқалаётган ҳаддан ташқари майда зарралардан иборат деб қабул қилган. Шундай қилиб, Ньютон — ўзи оқиш назарияси деб атаган, ёруғликнинг корпускуляр назариясининг асосчисидир. Ньютон ёруғлик зарралари турли ўлчамларга эга, яъни ёруғлик спектрининг қизил қисмига тегишли зарралар йирикроқ, бинафша нурларга тегишли зарралар майдароқ бўлади деб ҳисоблаган. Бу чегаравий ҳоллар орасида оралиқ ўлчамдаги зарралар ётадики, улар рангларнинг узлуксиз спектрини вужудга кел-



тиради. Оқиш назарияси спектр рангларида ташқари, ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалишини ҳам яхши тушунтиради. Лекин бу назария қайтиш ва синиш, интерференция ва дифракция ҳодисаларини тушунтиришда жуда катта қийинчиликларга учради. Оқиш назариясини бу фактлар билан боғлаш учун Ньютон турли бўш асосланган қўшимча гипотезаларга таянишга мажбур бўлди. Лекин шунга қарамай, оқиш назарияси фанда бутун XVIII аср ва XIX асрнинг биринчи чораги давомида, яъни тўлқин назарияси уни сиқиб чиқармагунча ҳукмрон бўлди.

Ёруғликнинг тўлқин назариясини инглиз физиги Роберт Гук (1635—1703) ва голландиялик олим Христиан Гюйгенс (1629—1695) ишлаб чиқдилар.

Гук ёруғлик манбани ўраб олган фазода сферик тўлқинлар сифатида тарқалувчи тез тебранма ҳаракатлар (импульслар) дан иборат деб ҳисоблайди. Бу тебранишлар алоҳида муҳитда, яъни бутун коинотни тўлдириб турган эфир деб аталувчи муҳитда тарқалади. Гук ёруғлик тўлқинларини кўндаланг тўлқинлар қаторига киритган; буни кейинчалик Френель тасдиқлаган. Гук, шунингдек, юпқа пластинкаларнинг рангларини текшириш билан ҳам кўп шуғулланган ва уларни тўлқин назарияси асосида тушунтиришга уринган, лекин бу тушунтиришни охирига етказа олмаган.

X. Гюйгенс ҳозиргача унинг номи билан юритиб келинаётган принцип яратдики, бу принцип тўлқин ҳаракатни батафсил кинематик анализ қилишга ва бу соҳада турли қонуниятлар яратишга имкон берди. Гюйгенс ўзи таърифлаган принцип асосида қайтиш ва синиш қонунларини тушунтирди. У, ҳатто ёруғликнинг кристалларда содир бўладиган иккиланма синишини ҳам тушунтира олди. Бу ҳодиса даниялик олим Эразм Бартолин (1625—1698) томонидан 1669 йилда кашф қилинган бўлиб, олимлар орасида катта қизиқиш уйғотган. Гюйгенс, ёруғликнинг иккиланма синишини ўрганиш жараёнида ёруғликнинг кристаллардаги қутбланиш ҳодисасини очди, лекин бу ҳодисани тушунтира олмади. Гюйгенс ҳам Р. Гукка ўхшаб ёруғлик бутун борлиқни қоплаган эфирда — майда материяда тўлқин сифатида тарқалади деб ҳисоблаган. Лекин ёруғлик тўлқинларини Гюйгенс бўйлама тўлқин деб ҳисоблаган ва шунинг учун ҳам у қутбланиш ҳодисасини тушунтириб бера олмаган; у, шунингдек, ранглар назариясини беролмади ва ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалишини тушунтиролмади.

Ёруғликнинг Гюйгенс яратган тўлқин назарияси мана шу барча камчиликлари туфайли Ньютоннинг оқиш назариясига қарши туролмади, натижада Ньютон назарияси бутун XVIII аср давомида ва XIX асрнинг бошларида ҳукм сурди.

Оқиш назариясига буюк математик Леонард Эйлер (1707—1783) қарши чиққан. У ҳаётининг кўп қисмини Петербургда Россия Фанлар Академиясида ишлаб ўтказган.

Улуғ рус олими Михаил Васильевич Ломоносов (1711—1765) ёруғликнинг тўлқин назариясининг изчил тарафдори бўлиб, у ёруғлик эфирнинг тебранма ҳаракатидан иборат деб ҳисоблаган. Лекин,

хатто шундай буюк олим ҳам оқиш назариясининг ҳукмронлигини бўшаштира олмади. XVII ва XVIII асрлардаги оптика соҳасидаги йирик кашфиётлар қаторига ёруғлик тезлигини ўлчаш ҳам киради. Бу катталикини даниялик астроном Олаф Ремер (1644—1710) Юпитер йўлдошларининг тутилишини кузатиш натижасида (1675) ҳисоблаган бўлса, инглиз астрономи Жемс Брайдлей (1693—1762) эса уни юлдузлар абберрацияси катталигига қараб (1728) аниқлаган. Шу даврда спектрларни ўрганиш бўйича ажойиб кашфиётлар яратилган эди. Бу соҳадаги биринчи кузатишлар швед химиги Карл Шеел (1742—1786) га тегишли бўлиб, у 1777 йилда инфрақизил нурларни топди. Инглиз астрономи Фридрих Вильгельм Гершель (1738—1822), спектрнинг турли соҳаларидаги температурани ўлчаб (1800), кўзга кўринадиган спектрнинг қизил чегарасидан ўтганда термометр температуранинг кўтарилганлигини кўрсатишини сезган. Гершель ўзи ўтказган тажрибалари асосида кўзга кўринмайдиган иссиқлик нурлари мавжуд ва улар ёруғлик нурларига айнан ўхшаш, деб хулоса чиқарган.

1801 йилда немис физиги Риттер (1776—1810) ультрабинафша нурлар мавжудлигини уларнинг хлорли кумушга химиявий таъсиридан топди. Шунга ўхшаш тадқиқотлар айна пайтда инглиз физиги Волластон (1766—1828) томонидан ўтказилган. Бу кашфиётлар нурланиш билан боғлиқ бўлган процесслар ҳақидаги тасавурларнинг анчагина кенгайишига олиб келди.

Лекин ёруғликнинг ягона назарияси йўқлиги туфайли янги очилаётган фактларни тушунтиришнинг иложи бўлмади. Шунинг учун ҳам экспериментал кашфиётлар тарқоқ характерга эга бўлиб, ўша вақтда ҳукмрон бўлган оқиш назарияси уларни қувватламади.

**XIX аср оптикиси. Ёруғлик тўлқин назариясининг галабаси.** XIX аср саноат ишлаб чиқаришининг тез суръатларда ўсиши билан характерланади. Капиталистик ишлаб чиқаришнинг кенг қўламдаги ривож мураккаб машиналар, қуроллар ва двигателларни талаб қила бошлади. Шунинг учун XIX аср физиканинг техникавий прогресснинг илмий фундаменти сифатида гуркираб тараққий этиш даври бўлганлиги ажабланарли ҳол эмас. XIX асрда энергия ва унинг бир турдан иккинчи турга айланишлари ҳақидаги таълимот тараққий этади, энергиянинг сақланиш қонуни шаклланади, модда тузилишининг атом-молекуляр назарияси ишлаб чиқилади, электр ва магнетизм таълимоти (бу таълимот кейинчалик физиканинг барча бошқа соҳаларида туб ўзгаришлар ясашга олиб келди) ривожлана бошлайди. XIX аср яна шу билан характерланадики, бу даврда физиканинг турли бўлимлари энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунлари ҳамда модданинг атом тузилиши ҳақидаги, электр ҳақидаги таълимотларига асосланган ҳолда секин-аста материя ва ҳаракат ҳақидаги изчил бир бутун таълимотга бирлаша бошлади.

XIX аср физикаси тарихида тўлқин назариясининг галабаси буюк воқеа бўлиб ҳисобланди. Бу ўринда инглиз физиги Томас Юнгнинг (1773—1829) хизматлари катта. У тўлқинлар интерференцияси (1802) ҳақидаги асосий қондаларни ишлаб чиқди. Бу билан

Юнг юпқа пластинкаларнинг рангини (хусусан, Ньютон ҳалқаларини) тушунтириш имкониятига эга бўлди. Лекин Юнг ёруғлик тўлқинларини бўйлама деб ҳисоблаб, нотўғри фикр юритганлиги сабабли, ёруғликнинг қутбланишини тушунтириб беролмади. Ёруғлик тўлқин назариясининг ғалабаси буюк француз физиги Френель (1788—1827) номи билан чамбарчас боғлиқ. У Гюйгенс принципини қайта жонлантириб, уни Юнг ишлаб чиққан интерференция принципи билан бирлаштирди. Шунга асосланиб, у ёруғлик дифракциясининг изчил математикавий назариясини яратди ва тўлқин назарияси асосида ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалишини тушунтирди. Булардан ташқари, Френель қатор ажойиб экспериментларни амалга оширдик, улар оқиш назариясини бутунлай рад этиб, тўлқин назариясини тўла тасдиқлади. Френель оқиш назарияси устидан энг қийин масалада — ёруғликнинг қутбланиш ҳодисасини тушунтиришда ғалаба қозонди. Шу мақсадда Френель ва унинг энг яқин сафдоши Араго (1786—1853) қутбланган нурларнинг интерференцияси бўйича қатор илмий ишлар ўтказдилар; шулар асосида улар ёруғлик тебранишлари бўйлама эмас, балки фақат кўндаланг бўлиши мумкин деган хулосага келдилар.

Лекин ёруғликнинг Френель ишлаб чиққан тўлқин назарияси қанчалик катта муваффақиятларга эришганига қарамай, ўша даврдаги кўпчилик физиклар ёруғлик тебранишларининг кўндаланг эканлиги ҳақидаги фикрлар мутлақо эҳтимолдан узоқ деб ҳисоблардилар, чунки бу ҳолда эфирни эластик қаттиқ жисм хусусиятига эга деб қараш лозим бўлар эди. Бу қийинчиликлар, ҳатто ўша даврнинг энг буюк олимлари (Лаплас, Пуассон ва бошқалар)ни ҳам довдиратиб қўйди. Натижада тўлқин назариясининг тарафдорлари оқиш назариясининг тарафдорларига нисбатан камчиликни ташкил этар эди. Шундай бўлишига қарамай, 1830 йилдан кейин оқиш назарияси аста-секин назардан қолиб, тўлқин назарияси эса кўпчилик томонидан тан олина бошланди.

Оптика соҳасида ёруғликнинг тўлқин назарияси асосида ўтказилган қатор машҳур ишлар тўлқин назариясининг тутган ўрнини янада мустаҳкамлади. Немис физиги Фраунгофер (1787—1826) дифракцион панжара (1821) ихтиро қилди ва шу дифракцион панжара ёрдамида Қуёш спектрининг қоронғи чизиқларига тўғри келувчи тўлқин узунликларни аниқлади. 1835 йилда немис физиги Шверд (1792—1871) тўлқин назарияси асосида дифракцион панжаралар назариясини ишлаб чиқди. Француз физиги Бабине (1794—1872) 1829 йилдаёқ ёруғликнинг маълум тўлқин узунлигини узунлик бирлигининг эталони сифатида қабул қилишни таклиф қилган эди.

Француз физиги Коши (1789—1857) дисперсиянинг тўлқин назариясини эфирнинг атом тузилиши тасавури асосида ишлаб чиқди. Француз олими Дагерр (1789—1851) нинг фотографияни ихтиро қилиши (1833) ҳам шу даврга киради.

1834 йилда инглиз физиги Эри (1801—1892) нуқтавий манбанинг тасвири ўрнида идеал линза ҳосил қилган ёруғ дифракцион доирача

ўлчамини ҳисоблаб чиқди. Бу ҳисоблаш ўз моҳияти билан линзаларнинг ажрата олиш қобилиятининг чегарасини аниқлаб берди. 1874 йилда немис физиги Аббе (1840—1905) тўлқин назариясига асосланиб, микроскоп назариясини яратди ва унинг ажрата олиш қобилиятининг чегарасини топди. Инглиз физиги Релей (1842—1910) бу ишларни тараққий эттирди, хусусан, призмали спектроскоп ажрата олиш қобилиятининг назариясини яратди (1879).

Немис физиги Кирхгоф (1842—1887) 1882 йилда Френель назариясидаги баъзи камчиликларни бартараф этишга имкон берувчи Гюйгенс.— Френель принципининг аниқ математик ифодасини топди. Кирхгоф теоремаси дифракция назариясининг математик фундаменти бўлиб хизмат қилди. Ёруғлик тўлқин назариясининг келгуси тараққиётидаги катта муваффақиятлари америкалик машҳур физик Майкельсон (1852—1931) номи билан боғлиқ. У икки нурли интерферометр ясаб, унинг ёрдамида метр эталонини ёруғлик тўлқини узунлигида ўлчашни амалга оширди (1894). Спектрал чизиқларнинг ўта нозик структурасини биринчи бўлиб Майкельсон текширди (1894—1900). Кейин маълум бўлдики, бу ўта нозик структура атом ядросининг тузилиши ва химиявий элементларнинг изотопик структураси билан узвий боғлиқ экан.

Француз физиклари Фабри (1867—1945) ва Перо (1863—1925) кўп нурли интерферометр (1899) ихтиро қилдилар. Ихтирочилар номи билан юритиладиган бу интерферометр метрология ва интерференцион спектроскопияда кенг қўлланиб келинмоқда, ҳозирги вақтда эса Фабри—Перо интерферометри оптикавий квант генераторлари (лазерлар)да резонатор вазифасини ўтайди. Немис физиклари Люммер (1860—1925) ва Герке (1878—1960) кўп нурли интерферометр ихтиро қилдилар. Уни Люммер—Герке пластинкаси деб аталди. У узоқ вақт спектрал чизиқларнинг ўта нозик структурасини текширишда ишлатиб келинди.

1890 йилда немис физиги Винер турғун ёруғлик тўлқинларини ҳосил қилди.

Юқорида кўрсатиб ўтилган кашфиётлар ва ихтиролар фақат ёруғликнинг тўлқин назарияси тараққиётидаги энг аҳамиятли моментлар ҳисобланади, холос. Жуда кўп бошқа тадқиқотлар биринкетин юзага келдики, уларнинг мажмуаси ёруғлик тўлқин назариясининг тантанасига олиб келган деб қараш мумкин.

Лекин юқорида кўрсатиб ўтилган давр давомида кашф қилинган флюоресценция, фосфоресценция ва шунингдек, ёруғликнинг нурланиши ва ютилиши каби қатор ҳодисаларни ёруғликнинг тўлқин назарияси билан тушунтириш мумкин бўлмади.

**XIX асрда ёруғликнинг механикавий назариялари.** Ёруғликнинг тўлқин назарияси зиммасида ёруғликнинг эластик назариясини, яъни ёруғликнинг ёруғлик элтувчи эфирда кўндаланг тўлқин сифатида тарқалиши ҳақидаги тасаввурга асосланган ёруғлик ҳодисалари назариясини асослашдек ғоят қийин вазифа турар эди. Бу вазифани ҳал этишда эфирнинг ҳаракатдаги жисмлар билан ўзаро таъсирлашуви ҳақида қатор масалалар пайдо бўлади. Фре-

нель ривожлантирган назария шундай натижаларга олио келдики, буларга кўра эфир ҳаракатдаги жисмга қисман эргашади деб қабул қилиш лозим эди. Француз физиги Физо (1819—1896) интерференцияга асосланиб, ёруғликнинг оқаётган сувдаги тезлигини ўлчаш имконини берувчи тажрибани амалга оширди. Бу тажриба Френель тасаввурларини тасдиқлар эди. 1850 йилда француз физиги Фуко (1819—1868) Араго идеясига асосланган ҳолда ёруғликнинг сувдаги тезлигини ўлчаб, тўлқин назарияга мос келувчи натижага эришди, яъни ёруғликнинг сувдаги тезлиги ҳаводагига қараганда кичик бўлишини топди.

Ёруғликнинг ҳаводаги тезлигини Фуко, Физо, Корню, Майкельсон, Юнг ва Форбслар ўлчадилар. Ўлчашлар умуман бир-бирига мос келган, яъни  $300\,000\text{ км/сек}$  га яқин бўлган натижани берди. Френелнинг иши ёруғликнинг эластик назариясини ёки бошқача айтганда, ёруғликнинг тўлқин хусусиятини тўғри ифодаловчи эфирнинг эластик моделини асослашга бағишланган биринчи иш ҳисобланади. Унинг яратган назарияси шаффоф моддалардан қайтган ва синиб ўтган ёруғлик интенсивлиги учун тўғри қонунлар берган. У нурнинг иккиланма синиш қонуниятларини тўғри акс эттирган. Френель яратган қонунлар тажрибалар натижалари билан жуда яхши мос келди ва келгусида ҳар қандай янги назария тўғрилигининг критерийси бўлди. Френелнинг ишлари 1824 йилда Навье (1785—1836), 1828 йилда Пуассон (1781—1840), 1830 йилда Коши, 1838 йилда Грин (1793—1841) ва бошқалар ишлаб чиққан эластик назариянинг тараққиёти учун туртки бўлиб хизмат қилди. Ёруғликнинг эластик назариясининг катта қийинчиликларидан бири шундаки, назарияда эластик муҳитда кўндаланг тўлқинлар билан бирга, албатта, бўйлама тўлқинлар ҳам вужудга келади деган фикр мавжуд бўлиб, бу эса оптикавий ҳодисаларда кузатилмайди. Назарияни шу фактга мос келтириш мақсадида турли тадқиқотчилар турли-туман одатдан ташқари фаразлар қилдилар. Френель ўз назариясида эфир абсолют сиқилмайди деб қабул қилган. Бу билан у эфир синдирувчи муҳитда вакуумдагига нисбатан катта зичликка эга деган яна бир ноаниқ тахмин қилган. Шунингдек, нурнинг иккиланма синиш назариясини яратишда эфирнинг кристаллардаги эластиклиги улардаги йўналишларга боғлиқ деб фараз қилишга тўғри келди. Френель ёруғлик тебранишлари қутбланиш текисликларига перпендикуляр текисликда юз беради деб ҳисоблаган. Гарчи Френель кашф қилган ёруғлик процессларини бошқарувчи қонунлар тажриба билан жуда яхши мос тушган бўлса ҳам, Френелнинг ёруғликнинг эластик назариясини асослаш мақсадида ўйлаб топган қатор гипотезалари мутлақо ихтиёрый эди. Шунинг учун ўша даврнинг кўпчилик машҳур олимлари: Коши, Грин, Ф. Нейман (1798—1895), Мак-Келлог (1809—1847), В. Томсон (Кельвин, 1824—1907), Кирхгоф, Кеттелер, Рэлей ва бошқалар бу проблемани, чегаравий шартларни қатъий назарда тутган ҳолда эластик назария методларидан фойдаланиб, бошқача ҳал этиш йўлини топишга уринганлар. Ёруғликнинг эластик назариясининг улар ўйлаб топган

турли вариантлари назарияга фақат унча ишончли бўлмаган турли-туман тахминларни киритиш билангина тажрибага мос келтирилган. Масалан, Коши ёруғлик эластик назариясининг уч хил вариантыни ишлаб чиқди. Биринчи вариантда (1830) у ёруғлик тебранишлари қутбланиш текислигига параллел ҳолда содир бўлади деб фараз қилган. Иккинчи вариантда (1836) Коши биринчи вариантга қарши бўлган нуқтаи назарда турган. Иккала назария ҳам тажрибага мос келмайдиган натижаларга олиб келган. Коши бу иккала вариантда эфирнинг барча моддалардаги зичлиги ўзгармас, эластиклик эса турли қийматларга эга бўлади деб фараз қилган. Коши назариянинг учинчи вариантыда (1839) эфир абсолют сиқилувчан деб ҳисоблаган. Лекин бу вариантга мос келган муҳит турғун бўлмаган.

1835 йилда Мак-Келлог ва Ф. Нейман эфирнинг ҳамма моддадаги зичлиги бир хил, эластиклик бир моддадан иккинчи моддага ўтишда ўзгаради, ёруғлик тебранишлари қутбланиш текислигида юз беради, деган тахминларни киритган ҳолда ёруғликнинг эластик назариясининг янги вариантыни ишлаб чиқдилар. Улар ўз назарияларида бўйлама тўлқинларни ҳисобга олмадилар. Натижада уларнинг назариялари Френель топган қайтиш қонунларини берди.

Грин ёруғлик назариясини чегаравий шартларни қатъий назарда тутган ҳолда яратишга уринди. Лекин у ёруғликнинг соф эластик назарияси мақсадга олиб келмаслигига ишонч ҳосил қилди. Мак-Келлог 1837 йилда бошқа йўлдан борди, яъни у эфир фақат эластик ротацион деформациялар юз берадиган муҳитдан иборат, деб фараз қилди. Бундай муҳит ҳаракат тенгламасининг математик кўриниши кейинчалик Максвелл яратган электромагнит назария тенгламалари билан ўхшаш бўлган. Ёруғликнинг механикавий назарияси асосида ёруғлик дисперсиясининг турли хил назариялари яратилди. Бу масала билан Коши, Ф. Нейман, Буссинеск (1842—1929), Зельмейер, Кеттелер, Гельмгольц (1821—1894) ва бошқалар шуғулланганлар. Резонанс принципини биринчи бўлиб татбиқ қилган Зельмейер назарияси (1871) энг катта қизиқиш уйғотган. Зельмейер назарияси аномал дисперсияни тушунтира олиш даражасида эди. Лекин унда тебранаётган атомлар йўқотадиган энергия ҳисобга олинмаган. Бу камчиликни Гельмгольц бартараф этди.

Ёруғликнинг эластик назариясини яратган буюк олимларнинг беқиёс меҳнати, шубҳасиз, катта натижалар берди. Лекин улар ягона физикавий концепцияга таянмаган эдилар. Шунинг учун электромагнит назариянинг майдонга келиши механикавий назарияларга бўлган қизиқишни тезда пасайтирди, чунки оптикавий ҳодисаларни тушунтира олган исталган механикавий назария электр ҳодисаларини ҳам тушунтириши лозим эди. Бундай вазифани эса механикавий назария ҳал қилиб беролмас эди.

**Ёруғликнинг электромагнит назарияси.** Физиканинг бошқа бўлимлари билан бирга XIX асрда электр ва магнит ҳодисалар ҳақидаги таълимот ҳам интенсив ривожлана бошлади. 1831 йилда буюк инглиз физиги М. Фарадей (1791—1867) электромагнит индукцияни ихтиро қилди. Бу кашфиёт электр ва магнетизм ҳақидаги таълимот-

нинг бошланиш даври бўлди. Қатор буюк физиклар, биринчи навбатда инглиз физиги Максвелл (1831—1879) Фарадей кашфиётини тараққий эттирди ва тўлдирди. Максвелл 1865 йилда электр ва магнетизм таълимотида Максвелл тенгламалари деб номланган асосий қонунларни яратдики, механикада Ньютон қонунлари қандай роль ўйнаса, бу соҳада ушбу қонунлар ҳам шундай роль ўйнайди. XIX аср ўрталарида яратилган кашфиётлар сўзсиз ёруғликнинг электромагнит назариясини яратишда ёрдам берди. Булардан электр ва магнит ҳодисаларнинг оптикавий ҳодисалар билан узвий боғлиқлиги келиб чиқади. 1845 йилда Фарадей магнит майдонда қутбланиш текислигининг айланишини кашф қилди. Шунингдек, электростатик бирликларда ўлчанган ток кучининг электромагнит бирликларда ўлчанган ток кучига нисбати сон жиҳатдан ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига тенглиги аниқланди.

Максвелл тенгламалари модда зарралари, шу жумладан эркин электр зарядлар бўлмаган фазони эгаллаган электромагнит майдондаги процессларни тавсифлаш имконини берди. Электромагнит майдон фазода ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига тенг бўлган тезлик билан тўлқин тарзида тарқалиши Максвелл тенгламаларидан бевосита келиб чиқди. Шундай қилиб, Максвелл электромагнит тўлқинларнинг бўш фазода—вакуумда тарқалиши мумкинлигини олдиндан назарий равишда айтди ва ёруғликнинг электромагнит назариясини яратди. Бу назарияга кўра, ёруғлик жуда кичик тўлқин узунлигига эга бўлган электромагнит тўлқинлардан иборат. Кўзга кўринадиган ёруғлик учун бу тўлқинлар спектрнинг 0,38—0,76 мкм интервалида ётади. Ёруғликнинг электромагнит назариясидан модданинг нур синдириш кўрсаткичининг квадрати сон жиҳатдан модданинг диэлектрик синдирувчанлигига тенг эканлиги келиб чиқади. Назарияда олдиндан айтилган бу фикр Больцманнинг (1844—1906) қатор моддалар билан олиб борган ишларида тасдиқланган. Лекин Максвелл назарияси дисперсияни тушунтира олмади.

Ёруғликнинг Максвелл шакллантирган электромагнит назарияси яратилганидан 23 йил кейин буюк немис физиги Герц (1857—1894) электромагнит тўлқинларни эркин фазода экспериментал равишда ҳосил қилишга муяссар бўлди. 1895 йилда машҳур рус физиги А. С. Попов (1859—1905) радиотелеграфни ихтиро этди. Шу даврда буюк рус физиги П. Н. Лебедев (1866—1912) электромагнит тўлқинларни генерациялаш, қабул қилиш ва хусусиятларини ўрганишга доир йирик тадқиқотлар ўтказди.

Лебедев 1899 йилда ёруғликнинг қаттиқ жисмларга босимини кашф қилди ва ўлчади, бир оз кейинроқ эса (1908) ёруғликнинг газларга бўлган босимини ўлчади.

Ёруғликнинг электромагнит назарияси физиканинг иккита йирик—электр ва оптика бўлимини бирлаштирди. Максвеллнинг фикрича, электромагнит тўлқинлар алоҳида муҳитда — эфирда тарқалади. Шундай қилиб, бу муҳит фақат ёруғлик процессларини элтувчи бўлмай, балки умуман электромагнит майдондаги барча процессларни элтадиган муҳит бўлиб чиқди. Ёруғликнинг электро-

магнит назарияси Френелнинг қайтган ва синган ёруғлик интенсивлиги формуласини, нурнинг иккиланма синишини ифодаловчи формула ва бошқа қатор формулаларни ҳеч қийинчиликсиз қатъий хулосалаш имконини берди. Бунда бу назария ҳеч қандай қўшимча гипотезаларга муҳтож бўлмай фақат Максвелл тенгламалари билан электр ва магнит кучларнинг чегаравий шартлариغا асосланди.

Электр ҳақидаги таълимотнинг кейинги тараққиёти электронларнинг кашф этилишига ва электрон назариянинг яратилишига олиб келди. Электрон назариянинг асосий қоидалари Максвелл тенгламаларини умумлаштириб (1895), электроннинг макроскопик назариясидаги электр ўтказувчанлик, диэлектрик сингдирувчанлик ва ҳ. к. лар каби формал константаларнинг физикавий талқинини берган буюк голланд физиги Г. А. Лоренцга (1853—1928) тааллуқлидир. Электронлар назариясига асосланиб дисперсиянинг электрон назарияси, атом ва молекулалардан ёруғлик нурланишининг электрон назарияси яратилди ва нурланиш, ютилиш, сочилиш ва бошқа оптикавий процесслар билан боғланган жуда кўп оптикавий ҳодисаларнинг талқини берилди. Лоренцнинг электрон назарияси қатъий асослангунига қадар Гельмгольц дисперсия назариясини ривожлантирди (1893). Бунда у атомларнинг ичида электронлари бўлиб, улар ҳам эркин, ҳам мажбурий тебрана олади; электронларнинг мажбурий тебранишлари моддага келиб тушаётган ёруғлик тўлқинларининг электр майдони таъсирида содир бўлади деб, фарз қилди.

Атом ичида тебранадаган электронлар ҳақидаги тасаввур айнақса нурланиш ва ёруғликнинг моддада тарқалиши ҳақидаги таълимотнинг барча келгуси тараққиёти учун жуда яхши самара берди. Голланд физиги Зееман (1865—1943) 1896 йилда очган кашфиёт, яъни кучли магнит майдонга киритилган манба спектрал чизиқларининг бўлиниш ҳодисаси бунинг биринчи энг яққол тасдиқи бўла олди. Бу ҳодисанинг электрон назариясини Лоренц яратди. Зееманнинг кашфиёти оптиканинг *магнитоптика* деб аталувчи бўлимининг юзага келишининг бошланиши бўлди.

1875 йилда инглиз физиги Керр (1824—1907) ташқи электр майдонга киритилган моддаларда нурнинг иккиланма синишини кашф этди. Электр майдоннинг спектрга таъсирини анча кейин— 1913 йилда немис физиги Штарк (1874—1957) очди. Ёруғликнинг нурланиши ва уларнинг ташқи электр майдонга жойлаштирилган моддаларда тарқалиш ҳодисаларининг мажмуаси оптиканинг *электрооптика* деб номланган бўлимини ташкил этади.

Электрон назария тезланишли ҳаракатланаётган зарядларнинг, шу жумладан, атом ва молекулаларнинг ичида ҳаракатланаётган электронларнинг электромагнит тўлқинлар нурлашини тушунтиришга имкон берди.

Ҳаракатдаги жисм оптикиси интенсив тараққий этди. Бу соҳага Бродлей кашф этган ёруғлик абберрацияси, Допплер эффекти, ҳаракатдаги шаффоф моддада ёруғлик тезлиги қисман ўзгаради деб



ҳисобловчи Физо ҳодисаси ва ҳ. к. каби энг муҳим ҳодисалар киради. Ер ҳаракатининг ёруғлик тезлигига таъсири билан боғлиқ бўлган масалалар алоҳида қизиқиш уйғотади. Уша давр физиклари электромагнит-тўлқинлар эфир деб аталувчи алоҳида муҳитда тарқалади деб ҳисоблаганлари сабабли, барча бу проблемалар битта, яъни ҳаракатдаги модда ва эфирнинг ўзаро таъсири проблемасига мужассамланган эди. Френель ёруғликнинг эластик назариясини ишлаб чиқишда моддадан ташқарида мавжуд бўлган эфир абсолют сиқилмайди ва ҳаракатдаги жисмларга эргашмайди, деган фаразга асосланган эди. Модда ичида бўлган эфир қисман унга эргашади. Бу назария ёруғлик аберрацияси ва Физо ҳодисасини тушунтира олди.

Стокс 1845 йилда Френель гипотезасига қарама-қарши бўлган гипотезани илгари сурди. У эфир ҳаракатдаги жисмларга тўла эргашади, деб ҳисоблади. Г. Герц бу ғоя асосида ҳаракатдаги жисмларда юз берадиган электромагнит процессларнинг изчил назариясини ривожлантирди. Лекин Герц назарияси экспериментал фактларга зид бўлиб чиқди ва рад этилди. Буюк немис физиги М. Планк (1858—1947) эфир моддалар яқинида қуюқлашади, деган фикр билан эфирнинг тўла эргашиб гипотезасини ёқлашга уринди. Лекин Планк гипотезаси ижобий натижалар бермади. Лоренцнинг электрон назарияси ҳам эфир моддаларга эргашмайдиган абсолют ҳаракатсиз муҳит деган фикрга асосланган эди. Электрон назарияга асосланган натижалар экспериментал фактларга мос келди ва, шундай қилиб, абсолют ҳаракатсиз эфир ҳақидаги гипотезани тасдиқлади. Бу гипотезадан тажриба йўли билан Ернинг эфирга нисбатан ҳаракатини («эфир шамолини») сезиш мумкин, деган хулоса келиб чиқади.

Майкельсон 1881 йилда ўзи яратган интерферометр ёрдамида тажриба ўтказди. 1887 йилда бу тажриба такомиллаштирилган асбобда такрор ўтказилди. Лекин тажрибалар салбий натижа берди, яъни ҳеч қандай «эфир шамоли»ни аниқлаш мумкин бўлмади. «Эфир шамоли»ни бошқа, оптикавий бўлмаган воситалар ёрдамида аниқлаш учун бўлган уринишлар ҳам муваффақиятсиз чиқди. Бу фактни тушунтиришга биринчи бўлиб Лоренц ва Фиц-Жеральдлар уриниб кўрдилар. Уларнинг гипотезасига кўра, эфирга нисбатан ҳаракатланаётган барча жисмлар ўз ҳаракатлари йўналишида узунликлари бўйича маълум нисбатда қисқаради. Лекин бу гипотеза ҳам ҳаракатдаги жисм оптикиси ва электродинамикасида вужудга келган барча зиддиятларни бартараф қилолмади. Шунчалик кўп сондаги қарама-қарши фактларнинг мавжудлиги Лоренцнинг фазо ва вақт масштаблари жисмнинг ҳаракат тезлигига боғлиқ ва Галилей алмаштиришларига нисбатан принципиал янги бўлган координата ва вақт алмаштиришларини яратишига олиб келди.

Буюк немис физиги А. Эйнштейн (1879—1955) Лоренц тенгламаларига асосланиб, 1905 йилда янги нисбийлик принципини яратдики, унга асосан фазо ва вақт ҳаракатланаётган жисмлар билан узвий боғлиқ деган тасаввур ҳосил бўлади.

*Шундай қилиб, биз XX аср бўсағасида оптиканинг тараққиёти физика фанининг асосий, энг фундаментал қоидаларининг тубдан ўзгаришига олиб келганлигининг шоҳиди бўламиз.*

**XX аср оптикasi.** XIX аср охири ва XX аср бошлари қатор физикавий ҳодисаларнинг кашф этилиши билан характерланадики, бу ҳодисалар пировард натижада *табиатуносликда энг янги революцияга олиб келди.* Шундан сўнг фазо ва вақт, модданинг тузилиши ҳақидаги ўрнашиб қолган тасаввурлар ўз кучини йўқотди. Ҳаракат тезлигига боғлиқ бўлган электромагнит масса ҳақидаги тасаввур пайдо бўлди. Физикларнинг, ҳатто энг буюкларининг ҳам материалистик философия, диалектик материализм ҳақида тасаввурга эга бўлмаганлиги ва кўпчилик вақтда стихияли-материалист бўлганликлари физика фанини инқирозга олиб келди. Идеалист философлар вужудга келган вазиятдан фойдаланиб, физикани астойдил идеализм гирдобига итариб, «материя йўқ бўлди» деб эълон қилдилар. Австриялик физик ва философ Мах ҳамда унинг идеалистик оқим издошларининг зўр бериб уринишлари натижасида физиклар орасида бу оқим тарафдорларининг сони орта борди.

Физикадаги инқироздан қутилиш йўлини В. И. Ленин ўзининг 1908 йилда чиққан «Материализм ва эмпириокритицизм» деб номланган гениал асарида кўрсатди. Унда махизм ва бошқа субъектив идеализм қаттиқ танқид қилинган эди.

1895 йилда немис физиги Рентген (1845—1923) X- нурлар деб атаган (ҳозирги вақтда рентген нурлари деб аталувчи), кўзга кўринмайдиган, лекин кучли сингувчанлик хусусиятига эга бўлган нурларни кашф этди. Немис физиги М. Лауэ 1912 йилда рентген нурларининг кристаллардаги дифракциясини кашф қилди ва шунинг билан рентген нурлари ёруғлик нурларига ўхшаш, яъни кўзга кўринадиган ёруғлик нурларига нисбатан минг маротаба қисқа бўлган электромагнит тўлқин эканлигини исбот қилди. Фақат бир йил ўтгандан кейин, яъни 1896 йилда француз физиги Анри Беккерель (1852—1908) радиоактивлик ҳодисасини очдики, у кейинчалик ҳозирги замон атом ва ядро физикасини дунёга келтирди. 1900 йил ёруғликнинг табиати ҳақидаги таълимот даври бўлди. Шу йили машҳур немис физиги Макс Планк ёруғликнинг нурланиш ва ютилиш процессини тушунтиришга имкон берадиган ёруғликнинг квант назариясини яратди. Планк ўзининг янги тасаввурлари асосида абсолют қора жисмнинг нурланиш қонунини назарий асослаб берди.

Квант назарияси ёруғликнинг классик электромагнит тўлқин назариясига қарама-қарши ўлароқ, ёруғликнинг нурланиш ёки ютилиш процесси узлукли бўлади, деган тасаввурга асосланади. Нурланиш пайтида жисмнинг уйғонган зарраси электромагнит энергия квантини (унинг чекли порциясини) чиқаради, ютилишда эса тескари процесс— энергия квантининг ютилиши содир бўлади. Шундай қилиб, янги назария ёруғликнинг корпускуляр назарияси бўлиб чиқди. Бунда шундай вазият юзага келди: кўпгина процессларни ёруғликнинг электромагнит тўлқин назарияси билан жуда яхши тушунтириш мумкин бўлса, бошқа бир процесслар эса фақат квант

(корпускуляр) назарияси асосида тушунтиришни тақозо қилди. *Тўлқинлар ва зарралар дуализми* номини олган бу ҳол материалистик диалектиканинг қарама-қаршиликлар бирлиги ва кураши қонунининг ёрқин тасдиғи бўлди. 1905 йилда Эйнштейн фақат ёруғликнинг нурланиши эмас, балки унинг тарқалиши ҳам корпускуляр тарзда, алоҳида ёруғлик зарралари — фотонлар тарзида юз беради деган гипотезани айтди. Лекин ёруғлик квант назариясининг яратилиши ва ёруғлик зарралари — фотонлар ҳақидаги тасаввур соф корпускуляр назарияга қайтиш эмас эди. Квантлар назариясида тўлқин тасаввурлар ҳам сақланиб қолган: энергия кванти миқдор жиҳатдан ёруғликнинг тебранишлар частотаси орқали аниқланади.

Квант назарияси тўлқин тасаввур асосида тушунтириб бўлмаган кўпгина ҳодисаларни тушунтириш имконини берди. Бунга ёруғликнинг нурланиши ва ютилиши, флюоресценция, фотохимия, фотоэффект ҳодисалари ва бошқа шуларга ўхшаш ҳодисалар киради. Ёруғликнинг фотоэлектрик таъсирини 1887 йилда Герц пайқаган бўлиб, уни 1888 йилдан бошлаб Гальвакс ўргана бошлади. Лекин фотоэффектни ўрганишда фотоэффект қонунларини яратган буюк рус физиги Столетов (1839—1896) ўтказган фундаментал тадқиқотлар (1888 й.) айниқса катта роль ўйнади.

1905 йилда Эйнштейн микродунёда энергиянинг сақланиш қонунига асосланиб, фотоэффектни квант назарияси асосида талқин этди. Даниялик буюк физик Нильс Бор (1885—1962) нинг илмий ишлари ёруғлик квант назариясининг тараққиётида навбатда қўйилган фундаментал қадам ҳисобланади. У 1913 йилда атом тузилиши ва атом нурланишининг квант назариясини яратди.

Квант назариясининг тараққиёти (Зоммерфельд, Гунд, Уленбек, Гаудсмит ишлари) атом спектрларини, яъни эркин атомларнинг нурланиш спектрларини тушунтириш имконини берди. Шунингдек, молекулалар ва конденсияланган моддаларнинг нурланиш спектрларини ҳам квант назарияси асосида тушунтириш мумкин бўлди.

Атом нурланиши ва спектри назарияси билан параллел ҳолда атом тузилиши назарияси ва Менделеев элементлар даврий системаси назарияси яратилди. Атомлар нурланиши квант назариясининг ривожланишида буюк совет физиги Д. С. Рождественский (1876—1940) ва унинг шогирдлари А. Н. Теренин (1896—1967), С. Э. Фриш, А. В. Фок ва бошқаларнинг атом тузилиши, энергетик сатҳларнинг уйғониши, сатҳларнинг ўта нозик структураси ва ҳ. к. ларга доир кўпгина қатор назарий ва экспериментал ишлари катта аҳамиятга эга бўлди. Ёруғлик квант назариясининг ажойиб натижалари ёруғликнинг икки ёқлама — тўлқин ҳамда корпускуляр табиатини тўла тан олишга олиб келди. Бундан ташқари, бу қоида моддани ташкил этувчи микрзарралар табиатида ҳам шунга ўхшаш ҳодиса ўринли бўлиши керак, деган фикрга олиб келди.

1924 йилда француз физиги Луи де Бройль ҳар бир зарра ҳаракатига *материя тўлқинлари* деб ном олган тўлқин процесси мос келади деган фикрни айтди. 1927 йилда Америка физиклари Девиссон

ва Жермерлар электронлар дифракциясига оид тажриба ўтказишга ва шу билан электронларнинг тўлқин хусусиятига эга эканлигини аниқ кўрсатишга муваффақ бўлдилар. Бундан кейинги кўпчилик экспериментал ва назарий тадқиқотлар микродунёдаги барча зарраларда тўлқин ва зарра дуализми мавжудлигини кўрсатди. 1927—1928 йилларда йирик физик-назариётчилар де Бройл, Гейзенберг, Шредингер, Дирак ва бошқалар нурланиш, ютилиш, сочилиш ва ёруғлик ҳамда модданинг ўзаро таъсирига тегишли бошқа процеслар билан боғлиқ бўлган кўпгина ҳодисаларнинг батафсил назарий тафсилотини беришга имкон туғдирган *микродунё ҳодисаларининг квант назарияси—квант механикаси, сўнгра эса квант электродинамикасини* яратдилар. Бу масалада буюк совет физиги С. И. Вавилов (1891—1951) нинг тадқиқотлари алоҳида аҳамиятга эга. У 1938 йилда ёруғлик нурланишининг квант флюктуациясини кашф этди ва уни батафсил ўрганди. Унинг бу тадқиқотлари ёруғликнинг энг янги квант назариясининг ажойиб тасдиғи ҳисобланади. Америкалик физик Комптоннинг 1923 йилдаги кашфиёти, яъни фотонларнинг электронлар билан тўқнашиши натижасида фотонларнинг эркин электронларда тўлқин узунлиги ўзгарган ҳолда сочилиши ҳозирги замон оптикиси проблемалари билан узвий боғлиқ. *Комптон эффекти* деб ном олган бу ҳодиса энергия ва импульснинг сақланиш қонунига бўйсунган ҳолда юз беради.

1928 йилда ҳиндистонлик физик Раман ёруғликнинг суюқликлардаги молекуляр сочилиш ҳодисасини очди. Бунда ҳам сочилган ёруғликнинг частотаси ўзгаради. Совет физиклари Л. И. Мандельштам (1879—1944) ва Г. С. Ландсберг (1890—1957) лар ҳам Рамандан беҳабар ёруғликнинг кристаллардаги сочилишини ўрганиш вақтида шундай ҳодисани очганлар. *Ёруғликнинг комбинацион сочилиши* деб ном олган бу ҳодиса ҳам ёруғликнинг квант назарияси билан тушунтирилади.

1934 йилда совет физиги П. А. Черенков муҳитда ёруғлик тезлигидан катта тезлик билан ҳаракатланувчи электронларнинг оптикавий нурланишини кузатди. Совет физиклари И. Е. Тамм ва И. М. Франклар бу ҳодисани назарий жиҳатдан тушунтириб бердилар.

Оптиканинг XX асрдаги ривожини модда тузилиши таълимотининг тараққиёти билан чамбарчас боғлиқ. XX аср биринчи ярмининг охири ва унинг иккинчи ярми шу билан характерланадики, бу даврда ядро физикаси атом энергетикаси, элементар зарралар физикаси, майдоннинг квант назарияси, фотонли ва электрон-позитронли вакуум назарияси, тезлатгичлар физикаси ва техникаси жуда тез суръатлар билан ривожланди. Шу билан бирга оптикада экспериментал воситалар: спектрларнинг автоматик регистрацияси, спектрал анализ методлари, юқори ажрата олиш кучига эга бўлган кўп нурли интерферометрия ва спектроскопия ва ҳ. к. лар интенсив ривожлана бошлади. Буларнинг ҳаммаси оптиканинг келажак тараққиётини маълум даражада аниқлаб берди. XX аср биринчи ярмининг охирида, айниқса, унинг иккинчи ярмида оптикани физика-

нинг биринчи ўринларидан бирига олиб чиққан янги буюк кашфиётлар яратилди.

**XX аср иккинчи ярмида оптика.** XX аср иккинчи ярмининг бошланишида оптикадаги энг йирик кашфиётлардан бири—синхротрон нурланишнинг очилишидир. Буни 1944 йилда совет физиклари Д. Д. Иваненко ва И. Я. Померанчуклар олдиндан назарий айтган эдилар. Улар ўз ишларида юқори энергияли электронлар ҳалқали тезлаткичларда орбита бўйлаб ҳаракат қилганларида электромагнит тўлқинлар тарқатишларини кўрсатиб бердилар. Бу олдиндан айтилган фикр тез орада экспериментда тасдиқланди (Блюитт, Полак ва бошқалар, 1946—1947). Бу нурланишни совет физиклари Д. Д. Иваненко, Е. А. Соколов, Л. А. Арцимович, И. Я. Померанчук ва бошқалар назарий тадқиқ қилдилар.

Синхротрон нурланишни атрофлича экспериментал тадқиқ этиш 1954—1965 йиллар даврига тўғри келиб, уни ушбу дарсликнинг муаллифи ўз ходимлари билан биргаликда бажарди. Бу нурланишнинг бурчакка боғлиқлиги, қутбланиши ва бошқа характеристикалари ўрганилган. Муаллифнинг ўз ходимлари билан бажарган ишларида электронлар ва уларнинг ўзларидан нурлаган фотонлар билан ўзаро таъсирларининг характери аниқланган. Бу ўзаро таъсирлар иккита мустақил эффект сифатида кузатилган. Бу эффектлардан бирини 1952 йилда А. А. Соколов ва И. М. Тернов олдиндан айтган эдилар. Улар юқори энергияли ҳалқали тезлаткичларда орбита бўйлаб ҳаракатланадиган электронлар ёруғлик нурланишнинг квант назариясини яратдилар. Бу назарияга кўра, фотонларнинг нурланиши электронларнинг мувозанат орбиталари яқинида уларнинг тебранишини уйғотишга олиб келиши лозим. Совет физиклари А. А. Коломенский ва А. Н. Лебедевлар назарий тадқиқотлари (1956) нинг кўрсатишича, электронлардан фотонларнинг нурланиш пайтида, шунингдек, электронлар тебранишларининг радиацион сўниши ҳам юз бериши лозим. Бу иккала эффект 1959 йилда муаллифнинг ходимлари билан СССР ФА нинг физика институтининг 700 Мэв энергияли электрон тезлаткичда олиб борган ишларида экспериментал кузатилган. Синхротрон нурланиш шунинг учун ҳам катта қизиқиш уйғотадики, унинг спектри радиотўлқинлардан тортиб, то юмшоқ рентген нурланишигача бўлган ораликда ётади. Шу муносабат билан бу нурланиш қаттиқ жисмларнинг вакуумда ультрабинафша нурланишни қайтариш ва ютиш спектрини ўрганишга муваффақиятли қўллана бошланди.

XX асрнинг 30- йилларидач бошланган майдон квант назариясининг интенсив тараққиёти физиклар эътиборини электрон-позитронли ва фотонли вакуумга жалб этди. Вакуумнинг атомдаги электронлар билан ўзаро таъсири ва бунда атом сатҳларининг силжиши олдиндан назарий айтилган эди. Бу силжишни 1947 йилда америкалик физиклар Лемб ва Ризерфордлар радиоспектроскопия ёрдамида аниқладилар.

Лемб ва Ризерфордлардан кейин фотонли ва электрон-позитронли вакуумнинг таъсирида атомлар сатҳининг силжиши юқори аж-

рата олиш кучига эга бўлган оптикавий спектроскопия методи билан текширилди.

Атом энергетик сатҳларига вакуумнинг таъсирини ўрганиш билан бир қаторда энергетик сатҳларнинг изотопик силжишини ўрганиш бўйича назарий ва экспериментал тадқиқотлар олиб борилди. Атом ядросининг қобиқ модели яратилиши билан бу ишларга қизиқиш уйғонди. Бу моделни ишлаб чиқишда 1932 йилдан бошлаб кўпчилик йирик физиклар: СССР да — Д. Д. Иваненко, И. П. Селинов, А. П. Знойко, М. А. Левитская, С. А. Шукарев, А. А. Соколов ва бошқалар, чет элда — Эльзассер, Нордгейм, Майер ва бошқалар иштирок этди. Бу модель XX асрнинг 50- йилларида тугалланган ҳолга келди.

Юқори ажрата олиш кучига эга бўлган спектроскопия методлари радиоспектроскопия билан бир қаторда ядроларнинг магнит, механикавий, электр, квадрупол моментлари юзага келтирадиган эффектларга ва, шунингдек, ядро ҳажмига боғлиқ бўлган кўпчилик муҳим масалаларни ҳал қилишга имкон берди. Урушдан кейинги йилларда атом ва молекуляр спектроскопия, люминесценция, спектрал анализ, оптикавий асбобсозлик ва ҳ. к. ларга тегишли ишлар кенг кўламда ривож топди. 1954 йилда буюк аҳамиятга эга бўлган кашфиёт очилди, яъни совет физиклари Н. Г. Басов, А. М. Прохоров ва улар билан бир вақтда америкалик физик Ч. Таунс когерент электромагнит нурланишнинг квант генераторини яратдилар. Бундай генератор асосида индукцияланган нурланиш, яъни атомлар, молекулалар ёки бошқа квант системаларининг маълум частотали ташқи нурланиш таъсирида пайдо бўладиган нурланиши ётади. Бошланғич вақтда бундай генератор радио диапазонида яратилган бўлиб, *мазер* номини олган.

Кашфиёт муаллифлари томонидан ўтказилган назарий анализ когерент генерация методларини оптикавий диапазонга кўчириш мумкинлигини кўрсатди. Хром ионлари қаришмасидан актив моддасифатида фойдаланиладиган ёқутли биринчи импульсли оптикавий когерент генераторни Мейман 1960 йилда ясади ва у *лазер* номини олди. 1961 йилда Жаван, Беннет ва Эрриотлар гелий ва неон газлари аралашмаси билан узлуксиз ишлайдиган биринчи лазер ясадилар. Басов ва унинг ходимлари ярим ўтказгичли лазерларни яратиш имкониятларини асослашга катта ҳисса қўшдилар.

Шундай қилиб, электромагнит нурланиш физикасининг *квант радиофизикаси* ёки *квант электроникаси*, шунингдек, *когерент оптика ва чизиqli бўлмаган оптика* деб номланган янги бўлимлари пайдо бўлди. Ҳозирги вақтда физиканинг бу бўлимлари кенг кўламда ривож топмоқдаки, унинг ривожланиш интенсивлигини фақат атом ядроси, элементар зарралар физикаси ва майдоннинг квант назарияси тараққиёти билан солиштириш мумкин. Мазерлар ва лазерлар космик алоқа, радио-ва оптикавий локация, учувчи аппаратларни радио-ҳамда оптикавий бошқариш ва ҳ. к. лар учун жуда катта имкониятлар яратиб берди. Лазер ва мазерлар физикасининг кейинги тараққиёти фақат илмий-техникавий революцияни тезлатувчи янги

техникавий изланишларгагина олиб келмай, балки ёруғлик табиатининг принципиал масалалари билан боғлиқ бўлган янги кашфиётларнинг очилишига ҳам олиб келади дейишга асос бор.

## I боб

### ЁРУҒЛИКНИНГ ЭЛЕКТРОМАГНИТ НАЗАРИЯСИ

#### 3-§. Диэлектрикларда электромагнит тўлқинлар

Ёруғликнинг электромагнит назарияси ёруғлик тўлқинларининг бўш фазодаги электромагнит тўлқинларнинг айнан ўзи эканлигини асослади. Электромагнит тўлқинлар тез ўзгарувчи электр ва магнит майдонлардан иборат бўлиб, улар тарқатувчи манба ва ўзлари тарқалаётган муҳитнинг хусусиятларига боғлиқ равишда у ёки бу қонун бўйича ўзгаради.

Ёруғликнинг электромагнит назарияси ҳозирги замон физика терминологиясига кўра майдоннинг классик (ноквантавий) назарияси ҳисобланади. У кўпгина оптикавий ҳодисаларни тўғри тавсифлаб беради. Шунинг учун биз баёнимизни классик назариядан, ёруғликнинг уни электромагнит тўлқин сифатида намоён қилувчи асосий хоссаларини ўрганишдан бошлаймиз.

Электромагнит тўлқинлар вужудга келиши учун фазонинг бирор соҳасида электр зарядлари тезланишли ҳаракат қилаётган бўлиши керак. Бунда вужудга келган электр майдон ўзгариши индукция ҳодисаси туфайли фазонинг шу соҳасида ва унинг атрофида ўзгарувчан магнит майдонни вужудга келтиради. Ўзгарувчан магнит майдон эса ўз навбатида ўзгарувчан электр майдонни вужудга келтиради ва ҳ. к. Шундай қилиб, ўзгарувчан электромагнит майдон фазонинг бирор жойида пайдо бўлиб, унинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига маълум тезлик билан тарқалади. Электромагнит майдоннинг бўш фазодаги ушбу тарқалиш процесси электромагнит тўлқинни ифодалайди. Электромагнит тўлқинларнинг тарқалиши Максвелл тенгламаларига бўйсунди. Электромагнит тўлқинларнинг тарқалишини ҳарактерловчи асосий қонуниятни аниқлаш учун муҳитни идеал бир жинсли диэлектрик деб ҳисоблаймиз (яъни ёруғликнинг сочилиш ва ютилиш ҳодисаларини назарга олмаймиз), тўлқинларни эса ясси монохроматик тўлқинлар деб ҳисоблаймиз. Бу деган сўз, тўлқин fronti ёки бошқача айтганда, ўзгармас фаза сирти текисликдан иборат ва у чегараланмаган, тебранишлар эса қатъий аниқ бир частотада содир бўлади, демакдир.

Максвелл тенгламалари бир жинсли изотроп муҳит учун вектор шаклида қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$c \operatorname{rot} \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (3.1)$$

$$c \operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (3.2)$$

бу ерда  $c$  — ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига тенг бўлган ўзгармас катталиқ,  $\varepsilon$  ва  $\mu$  эса мос равишда муҳитнинг диэлектрик ва магнит сингдирувчанликлари бўлиб, улар айти пайтда константа ҳисобланади. (3.1) ва (3.2) тенгламалар координата шаклида қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\left. \begin{aligned} c \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) &= -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t}, \\ c \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) &= -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t}, \\ c \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) &= -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t}, \end{aligned} \right\} (3.3)$$

$$\left. \begin{aligned} c \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) &= \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t}, \\ c \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) &= \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t}, \\ c \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) &= \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t}. \end{aligned} \right\} (3.4)$$

бу ерда  $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$  —  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  векторларнинг координата ўқларига нисбатан компоненталари.

Тўғри бурчакли  $x, y, z$  координаталар системасини танлаб олиб,  $\vec{E}$  электр майдон кучланганлик вектори  $y$  ўқиға параллел йўналган деб ҳисоблаймиз.

Бу ҳолда  $E = E_y, E_x = 0, E_z = 0$  бўлади. Тўлқинлар ясси бўлгани сабабли,  $E$  кучланганлик  $z$  га боғлиқ бўлмайди, яъни

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = 0.$$

У ҳолда (3.3) нинг биринчи тенгламасидан  $\frac{\partial H_x}{\partial t} = 0$  га эга бўламиз, демак, магнит майдон кучланганлигининг  $H_x$  ўзгарувчан ташкил этувчиси йўқ. Айти ҳолда биз фақат ўзгарувчан майдон билан қизиқаётганлигимиз учун  $H_x = 0$  деб олишимиз мумкин. Шунга ўхшаб, (3.3) нинг иккинчи тенгламасига асосан  $H_y = 0$  деб ҳисоблай оламиз. Бинобарин, фақат  $H_z$  компонентагина нолга тенг эмас. Шундай қилиб,

$$\begin{aligned} E &= E_y, & E_x &= 0, & E_z &= 0, \\ H &= H_z, & H_x &= 0, & H_y &= 0 \end{aligned}$$



ва Максвелл тенгламалари қуйидаги кўринишга келади:

$$\begin{aligned} c \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t}, \\ c \frac{\partial H_z}{\partial x} &= -\epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

$E$  ва  $H$  нинг фақат биттадан компоненталарига эга бўлганимиз сабабли,  $y$  ва  $z$  индексларни тушириб қолдириб (3.5) тенгламаларни қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$\begin{aligned} c \frac{\partial E}{\partial x} &= -\mu \frac{\partial H}{\partial t}, \\ c \frac{\partial H}{\partial x} &= -\epsilon \frac{\partial E}{\partial t}. \end{aligned} \quad (3.5')$$

Шундай қилиб, ясси тўлқинларнинг ўзгарувчан электромагнит майдонида электр ва магнит майдонлар ўзаро перпендикуляр бўлади.

(3.5') нинг биринчи тенгласидан  $x$  бўйича хусусий ҳосила оламиз:

$$c \left( \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \right) = -\mu \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial H}{\partial t} \right) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial H}{\partial x} \right)$$

ва тенгликнинг ўнг томонидаги  $\frac{\partial H}{\partial x}$  ни унинг (3.5') нинг иккинчи тенгласидаги ифодаси билан алмаштирамиз, у вақтда

$$c \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\epsilon \mu}{c} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$$

ёки

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{c^2}{\epsilon \mu} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = 0 \quad (3.6)$$

га эга бўламиз. Шунга ўхшаш алмаштиришларни (3.5') нинг иккинчи тенгласи учун бажариб,

$$\frac{\partial^2 H}{\partial t^2} - \frac{c^2}{\epsilon \mu} \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = 0 \quad (3.7)$$

ифодани топамиз.

Демак, электр ва магнит майдон ушбу ҳолда тўлқин тарқалиш процессини ифодаловчи айнан битта дифференциал тенгламага бўйсунди. Бундай тенглама [масалан, (3.6)] нинг энг оддий ечими

$$E = E_0 \sin \omega \left( t \pm \frac{x}{v} \right) \quad (3.8)$$

кўринишдаги тенглама бўлади. Бу ифода, агар қавсда «минус» ишора турган бўлса,  $x$  ўқи бўйлаб унинг мусбат қийматлари йўналишида тарқалаётган ясси монохроматик тўлқин (яъни битта тебраниш частотасига эга бўлган тўлқин), агар қавсда «плюс» ишора турган бўлса,  $x$  ўқи бўйлаб унинг манфий қийматлари йўна-

лишида тарқалаётган ясси монохроматик тўлқин тенгламасини беради.

(3. 8) ифода (3. 6) дифференциал тенгламани қаноатлантиришини кўрсатамиз. Бунинг учун  $E$  дан  $t$  ва  $x$  бўйича иккинчи тартибли хусусий ҳосила оламиз:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\omega^2 E, \quad \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\frac{\omega^2}{v^2} E.$$

Бу ҳосила қийматларини (3. 6) тенгламага қўйиб, агар

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (3. 9)$$

бўлса, у ушбу тенгламани қаноатлантиришини топамиз. Бу ерда  $v$  тўлқиннинг  $x$  ўқи бўйлаб тарқалиш тезлиги эканлигини кўрсатиш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, агар  $x$  ўзгарувчан катталик бўлиб,  $t = \text{const}$  бўлса,  $E$  кучланганлик синус қонуни бўйича ўзгаради.  $t$  ўзгарувчан катталик бўлиб,  $x = \text{const}$  бўлганда ҳам шу ҳол юз беради. Агар биз  $E$  нинг бирор берилган қийматини  $t$  ва  $x$  ўзгарувчан бўлганда кузатмоқчи бўлсак, унда (3. 8) ифоданинг аргументини ўзгармас, яъни

$$t \pm \frac{x}{v} = \text{const} \quad (3. 10)$$

деб ҳисобламоғимиз зарур. У ҳолда (3.10) ни  $t$  бўйича дифференциаллаб

$$v = \mp \frac{dx}{dt} \quad (3. 11)$$

га эга бўламиз. Демак,  $v$  тўлқиннинг исталган нуқтасининг мусбат ёки манфий  $x$  йўналишда тарқалиш тезлигини ифодалайди.

(3. 9) ифода тўлқиннинг муҳитда тарқалиш тезлиги, диэлектрик ва магнит сингдирувчанликлар ( $\epsilon$ ,  $\mu$ ) ва ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги ( $c$ ) ни ўзаро боғлайди.

Вакуумда  $\epsilon = 1$ ,  $\mu = 1$ , шунинг учун (3. 9) ифодадан

$$v = c \quad (3. 12)$$

келиб чиқади, яъни *электромагнит тўлқинларнинг вакуумда тарқалиш тезлиги  $c$  га тенг*. Бу Максвеллнинг ёруғлик тўлқинлари электромагнит тўлқинларнинг айнан ўзидир, дейишига асос бўлди.

$\frac{c}{v}$  нисбат  $n$  га (модданинг абсолют синдириш кўрсаткичига) тенг бўлганлиги сабабли (3. 9) муносабатдан

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (3. 13)$$

эканлиги келиб чиқади. Энди (3. 8) тенглама билан ифодаланадиган ясси монохроматик тўлқинни характерловчи катталықларнинг физикавий маъносини аниқлаймиз. Бунда  $E_0$  амплитуда,

$$\Phi = \omega \left( t \pm \frac{x}{v} \right) \quad (3. 14)$$

катталиқ эса тўлқин фазаси деб аталади.

$\Phi$  нинг қиймати  $2\pi$  га ўзгарганда  $E$  катталиқ  $E_0$  ва  $-E_0$  ораллигидаги барча қийматларини қабул қилиб, ўзининг бошланғич қийматини қайтадан қабул қилган бўлади. Агар  $t$  моментда кучланганлик  $x$  нуқтада  $E$  қийматни қабул қилган бўлса, шу қийматнинг ўзини яна  $T$  вақт ораллиғи ўтгандан кейин қабул қилади.  $T$  вақт ораллиғи қуйидаги тенгликдан аниқланади:

$$\Phi + 2\pi = \omega \left[ (t + T) \pm \frac{x}{v} \right],$$

бу ерда

$$\Phi = \omega \left( t \pm \frac{x}{v} \right).$$

Бундан

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (3. 15)$$

га эга бўламиз.  $T$  катталиқ (тўлқин электр майдонининг тебраниш даврини ифодалайди. Ўз навбатида

$$v = \frac{1}{T} \quad (3. 16)$$

катталиқ 1 секунддаги тебранишлар сонини, яъни тўлқин электр майдонининг тебраниш частотасини аниқлайди,

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (3. 17)$$

катталиқ эса циклик частота бўлиб, у  $2\pi$  секунддаги тебранишлар сонига тенгдир.

Тўлқин фазаси координата бошидан тўлқин бўйлаб узоқлашиб борган сари камайиб боради (берилган вақт momenti учун). Тўлқиннинг фазовий даврини

$$\Phi - 2\pi = \omega \left( t - \frac{x + \lambda}{v} \right)$$

тенгламадан аниқлаймиз, бу ерда

$$\Phi = \omega \left( t - \frac{x}{v} \right).$$

Бу иккала муносабатдан

$$\lambda = \frac{2\pi v}{\omega} = \frac{2\pi v}{\frac{2\pi}{T}} = Tv \quad (3. 18)$$

ифодага эга бўламиз,  $\lambda$  катталиқ тўлқин узунлиги деб аталади; у тўлқиннинг ихтиёрый нуқтасининг тебраниш даврига тенг бўлган вақтда босиб ўтган масофасига тенг бўлади.

Агар  $E$  нинг (3. 8) даги қийматини (3. 5') нинг биринчи тенгламасига олиб бориб қўйсақ,

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{c\omega}{\mu v} E_0 \cos\omega \left( t - \frac{x}{v} \right) \quad (3.19)$$

ни оламиз. Агар биз

$$H = H_0 \sin\omega \left( t - \frac{x}{v} \right) \quad (3. 20)$$

деб олсак, бу (3.19) тенглама қаноатлантирилиши мумкин; бу ерда

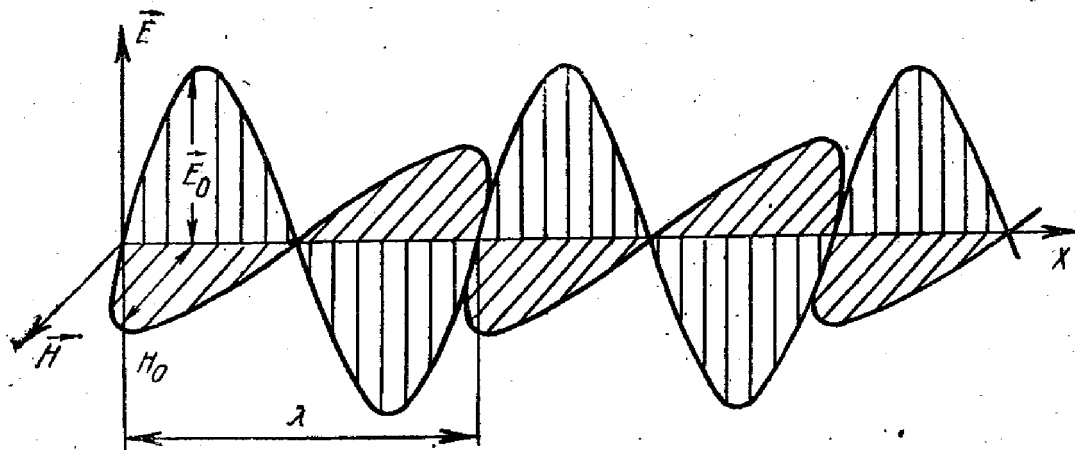
$$H_0 = E_0 \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}. \quad (3. 21)$$

Шундай қилиб, югурувчи электромагнит тўлқинда электр ва магнит тўлқинларнинг фазалари мос тушади. (3. 21) муносабатни вектор шаклида ёзиш мумкин:

$$\sqrt{\epsilon} \vec{E} = \sqrt{\mu} [\vec{H} \vec{n}]. \quad (3. 22)$$

Бу ерда квадрат қавслар вектор кўпайтмани билдиради,  $\vec{n}$  — тўлқиннинг тарқалиш йўналишидаги бирлик вектор; у тўлқин сирти (бизнинг мисолимизда  $x$  ўқиға тик бўлган текисликлар) га ўтказилган нормални ифодалайди.

Югурувчи ясси электромагнит тўлқиннинг график тасвири 1-расмда келтирилган. Тўлқин сирти бошқа — сферик, цилиндрик,



1-расм.

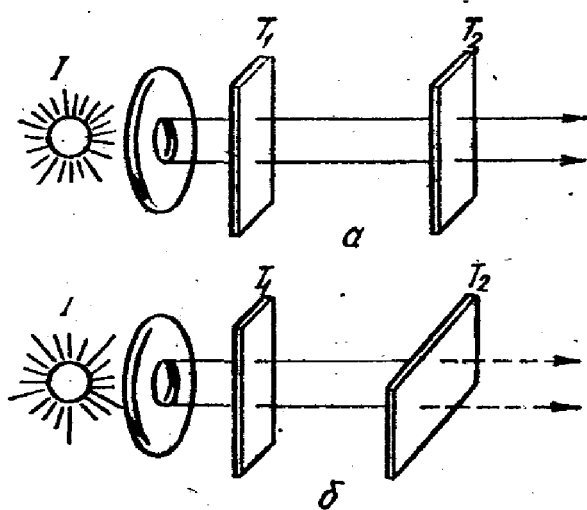
эллипсоид ва ҳ. к. шаклларни ҳам олиши мумкин. Умумий ҳолда тўлқин сирти шундай нуқталарнинг геометрик ўрнидан иборатки, бу нуқталарда тўлқин фазалари бутун сирт бўйлаб ўзгармас бўлади. Топилган (3.13) муносабат  $\epsilon$  ва  $\mu$  лар берилган тўлқин узунлигига мос частота учун олинганда аниқ бажарилади. Агар  $\epsilon$  ва  $\mu$  нинг статик ўлчашлардан олинган қийматларидан фойдаланилса, (3.13) муносабат қаноатлантирилмаслиги ҳам мумкин.  $\epsilon$ ,  $\mu$  ва  $n$  катталикларнинг ёруғлик тебраниш частотасига боғлиқлиги дисперсия назариясида берилади.

#### 4-§. Табиий ва қутбланган ёруғлик

Атом, молекула, тезланишли ҳаракатланаётган электронлар ва ҳ. к. каби модданинг уйғонган зарралари ёруғликнинг элементар нурлагичлари ҳисобланади. Ёруғликнинг макроскопик манбалари эса жуда кўп сондаги элементар нурлагичлардан ташкил топган бўлиб, бу нурлагичлар жуда кўп ҳолларда бир-бирларига боғлиқ бўлмаган ҳолда ёруғлик чиқаради. Бунда айрим электромагнит нурлагичлар чиқараётган электромагнит тўлқинларнинг фазаси тез хаотик ўзгаради. Элементар нурлагичлардан чиқаётган ёруғлик тўлқинларининг  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  векторларининг йўналиши ҳам шундай тез ва хаотик ўзгаради. Бунинг натижасида ёруғликнинг макроскопик манбалари натижавий нурланишларининг тўлқин фазалари ва  $\vec{E}$  ҳамда  $\vec{H}$  векторлар йўналишлари ҳам худди шундай хаотик ўзгаради. *Электр ва магнит майдон кучланганликлари векторининг йўналиши фазода тартибсиз ўзгарадиган ёруғлик (бу ҳол кўпчилик табиий ёруғлик манбаларида учраб туради) қутбланмаган ёки бошқача айтганда, табиий ёруғлик деб аталади*

Қутбланмаган ёруғлик нурлайдиган манбалардан ташқари, қутбланган нурланиш (ёруғлик) берадиган манбалар ҳам мавжуд. Бундай нурланишнинг электромагнит тўлқинлари шу билан фарқ қиладики, уларда электр ва магнит майдон тебранишларининг йўналиши ё ўзгармас сақланади, ё маълум қонун асосида ўзгаради (айланма ҳаракат қилади). *Бундай тўлқинлар қутбланган тўлқинлар деб аталади.* Бу ҳолларда *қутбланган ёруғлик* термини қўлланади. Қутбланган ёруғлик нурловчи нурлагичлар қаторига, масалан, магнит майдонга киритилган уйғонган газлар ёки буғлар киради. Бундай ёруғлик манбаларида спектрал чизиқлар қутбланган бўлади. Лазерлар ва бошқа баъзи манбалар ҳам шунингдек қутбланган ёруғлик бера олади. Қутбланган ёруғликни турли қутбловчи асбоблар ёрдамида табиий ёруғликдан ҳам ҳосил қилиш мумкин. Қутбланган ёруғликда  $\vec{E}$  векторнинг тебраниш йўналишига ва тўлқиннинг тарқалиш йўналишига (тўлқин сиртига ўтказилган  $\vec{n}$  нормалнинг йўналишига) параллел бўлган текисликни биз *қутбланиш текислиги* деб атаймиз. Ҳозирги вақтда *ёруғликнинг қутбланиши* термини икки хил маънода ишлатилади. Биринчидан, бу термин табиий ёруғликдан қутбланган ёруғлик ҳосил қилишни билдирса, иккинчидан, ёруғликнинг қутбланишига боғлиқ бўлган барча ҳодисалар тўпламини билдиради.

Табиий ёруғликни турмалин кристали пластинкасидан ўтказиш натижасида қутбланган ёруғлик ҳосил бўлишига оид оддий бир тажрибани кўриб ўтайлик. Бунинг учун бир қирраси кристалнинг оптикавий ўқи деб аталувчи ўққа параллел қилиб кесилган иккита турмалин пластинкаси олинади. Табиий ёруғлик тарқатувчи  $I$  оддий ёруғлик манбаи (чўғланма лампа) дан тарқалаётган ёруғлик дастаси йўлига битта  $T_1$  турмалин пластинкаси қўйилади. Бу плас-



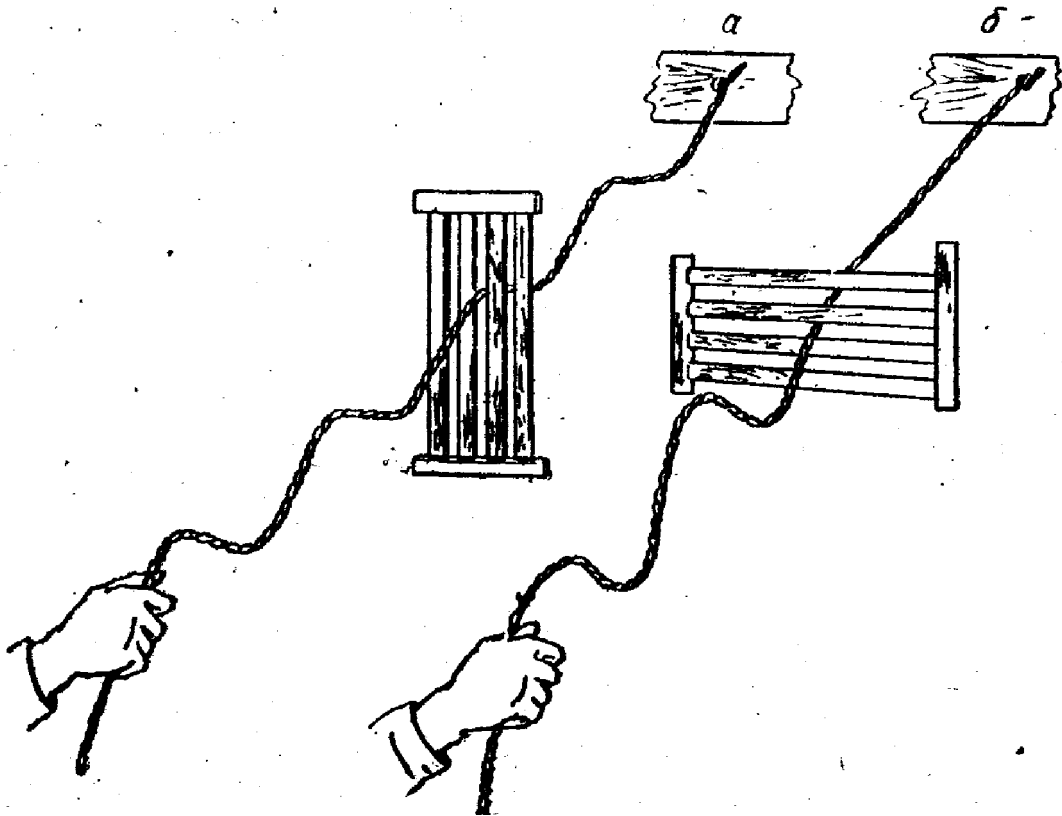
2- расм.

тинка ушбу ҳолда ёруғликка нисбатан шаффоф (2- расм). Агар  $T_1$  пластинкани ёруғлик нури йўналиши атрофида айлантирсак, пластинкадан ўтган ёруғликда интенсивликнинг бирор ўзгариши сезилмайди. Лекин агар  $T_1$  пластинкадан ўтган нурлар йўлига иккинчи худди шундай  $T_2$  пластинкани уларнинг оптикавий ўқлари параллел бўладиган қилиб қўйсак (2-а расм), бу ҳолда ҳам ёруғлик  $T_1$  ва  $T_2$  пластинкалардан ўтади. Бунда ёруғликнинг иккинчи пластинка сиртидан қайтиши ва

бир оз ютилиши натижасида ёруғлик сўзсиз, маълум даражада сусаяди. Энди агар иккинчи пластинкани нур атрофида айлантира бошласак, иккала пластинкадан ўтаётган ёруғликнинг секин-аста сусая боришини сезиш мумкин. Бурилиш  $90^\circ$  га етганда, яъни  $T_1$  ва  $T_2$  пластинкаларнинг оптикавий ўқлари ўзаро тик бўлганда пластинкалар ёруғликни мутлақо ўтказмай қўяди (2-б расм). Бу тажриба, табиий ёруғлик манбаидан келаётган ёруғлик билан турмалин пластинкасида ўтган ёруғлик ўз хоссалари билан бир-биридан фарқ қилишини кўрсатади. Табиий ёруғликда ёруғлик тўлқинининг электр ва магнит майдон кучланганлик векторлари ўз йўналишларини узлуксиз равишда хаотик ўзгартиради. Шу туфайли уларнинг тебраниш йўналишларидан бирортасини афзал деб ажратиб қараш мумкин эмас.

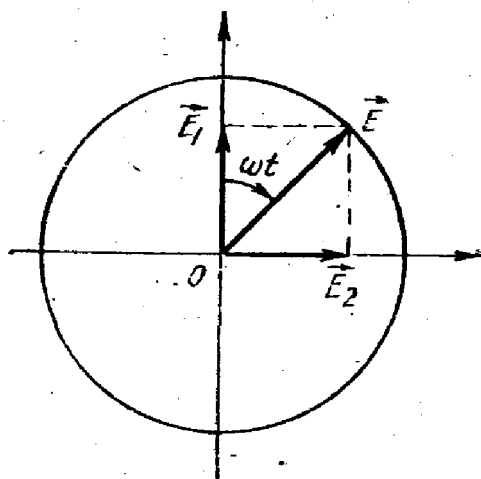
Турмалин кристаллари электр майдон кучланганлик векторининг тебраниш йўналиши кристалнинг оптикавий ўқи йўналиши билан мос тушадиган ёруғлик тўлқинларини ўтказиб юбориш ва аксинча, электр кучланганлик вектори кристалнинг оптикавий ўқига тик бўлган ёруғлик тўлқинларини эса ютиш қобилиятига эга. Турмалин пластинкасида ўтган ёруғлик қутбланган ёки тўғрироғи, ясси-қутбланган бўлади.

Қутбланган ёруғликнинг турмалин пластинкасида ўтиш ҳодисасини механикавий моделда яққол тушунтириш мумкин. Лекин буни айнан тушуниш ярамайди. 3- расмда тортилган арқонда вужудга келтириляётган тўлқинларнинг панжарадан ўтиш схемаси тасвирланган. Агар тебраниш панжара стерженларига параллел ҳолда содир бўлаётган бўлса (3-а расм), тўлқинлар панжарадан семалол ўтади. Аксинча, агар панжарани шундай бурсакки, стерженларнинг йўналиши тебраниш йўналишига тик бўлса, тўлқин панжарадан ўтмайди (3-б расм). Панжарадаги стерженларнинг йўналишини турмалин кристалл пластинкасидаги оптикавий ўқларнинг йўналишига ўхшатиш мумкин.

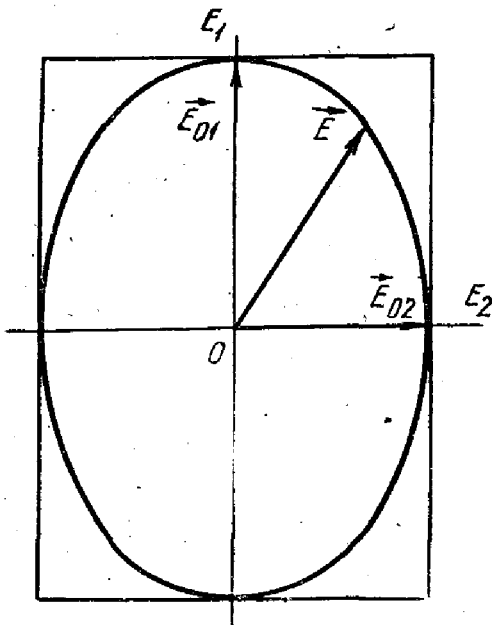


3- расм.

Ёруғликнинг чизиқли қутбланиши билан бир қаторда қутбланишнинг бошқа турлари — эллиптик ва доиравий қутбланишлар ҳам мавжуд. Ниҳоят, кўпчилик ҳолларда қутбланган ва қутбланмаган ёруғликлар аралашмасидан иборат бўлган қисман-қутбланган ёруғлик ўринли бўлади. Ёруғликнинг доиравий қутбланишида  $\vec{E}$  электр майдон кучланганлик вектори (шунингдек,  $\vec{H}$  магнит майдон кучланганлик вектори ҳам) ёруғликнинг тарқалиш йўналиши атрофида секундига ёруғликнинг тебраниш частотасига тенг бўлган айланиш сони билан айланади (4-расм). 4-расмда ёруғлик чизма текислигига тик йўналишда тарқалаётир. Агар ёруғлик кузатувчи томонга тарқалаётганда электромагнит майдон вектори соат стрелкаси бўйлаб айланса, бундай ёруғлик нури ўнг доира бўйлаб қутбланган деб аталади. Агар айланиш кўзатишнинг айна шу шароитида соат стрелкасига тескари бўлса, ёруғлик чап доира бўйлаб қутбланган деб аталади.



4- расм.



5- расм.

Айлана бўйлаб ҳаракатни ўзаро перпендикуляр йўналишдаги иккита гармоник тебранишнинг қўшилиши деб қараш мумкин. Майдон кучланганлик векторларини тегишли равишда  $\vec{E}_1$  ва  $\vec{E}_2$  деб белгилайлик (5- расмга қ.), бунда:

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= \vec{E}_{01} \cos \omega t, \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_{02} \sin \omega t,\end{aligned}\quad (4.1)$$

( $\vec{E}_{01}$  ва  $\vec{E}_{02}$  — мос равишда вертикал ва горизонтал ўқ бўйича тебранишларнинг вектор амплитудалари,  $\omega = 2\pi\nu$  — тебранишнинг циклик частотаси,  $\nu = \frac{1}{T}$  — 1 сек даги тебранишлар сони). У ҳолда

натижавий тебраниш учун тенгламани вектор шаклида

$$\vec{E} = \vec{E}_{01} \cos \omega t + \vec{E}_{02} \sin \omega t \quad (4.2)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Агар  $|\vec{E}_{01}| = |\vec{E}_{02}|$  бўлса, у ҳолда  $\vec{E}$  векторнинг учи айлана чизади. (4.2) тенглама ўнг доира бўйлаб қутбланган ёруғлик тўлқинига тааллуқли. Чап айлана бўйлаб қутбланган ёруғлик

$$\vec{E}' = \vec{E}_{01} \cos \omega t - \vec{E}_{02} \sin \omega t \quad (4.3)$$

тенглама орқали ифодаланади.

$\vec{E}_{01}$  ва  $\vec{E}_{02}$  вектор амплитудалар орасидаги муносабатни уларнинг модуллари тенг бўлган вақтда  $\vec{n}$  ва  $\vec{E}_{01}$  векторларнинг вектор кўпайтмаси сифатида ёзиш мумкин:

$$\vec{E}_{02} = [\vec{E}_{01} \vec{n}]. \quad (4.3')$$

$E_{01}$  вектор амплитудани  $E_0$  орқали белгилаймиз, у ҳолда (4.2) ва (4.3) тенгламалар

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_0 \cos \omega t + [\vec{E}_0 \vec{n}] \sin \omega t, \\ \vec{E}'' &= \vec{E}_0 \cos \omega t - [\vec{E}_0 \vec{n}] \sin \omega t\end{aligned}\quad (4.3'')$$

кўринишга келади. Ҳамма вектор амплитудаларнинг модуллари ўзаро тенг, яъни:

$$|\vec{E}| = |\vec{E}'| = |\vec{E}_{01}| = |\vec{E}_{02}| = |\vec{E}_0| = E_0, \quad (4.4)$$

бу ерда  $E_0$  — вектор  $\vec{E}_0$  ва бошқа векторларнинг скаляр қиймати.



Агар (4.1) нинг иккала ифодасини квадратга ошириб, қўшиб ва зарур алмаштиришларни бажарсак,

$$\frac{E_1^2}{E_0^2} + \frac{E_2^2}{E_0^2} = 1 \quad (4.5)$$

тенглама ҳосил бўлади. (4.5) тенглама  $E_1$  ва  $E_2$  координатлардаги айлана тенгламасини ифодалайди. Бу тенгламадаги  $E_1$  ва  $E_2$  лар  $\vec{E}_1$  ва  $\vec{E}_2$  векторларнинг скаляр қийматларидир.

Шундай қилиб, доиравий қутбланган ёруғликни биз иккита чиқиқли қутбланган ёруғлик тўлқинларининг йиғиндиси кўринишида тасвирладик.

Агар  $|\vec{E}_{01}| \neq |\vec{E}_{02}|$  бўлса, (4.2) ва (4.3) тенгламалар эллиптик қутбланган ёруғликни беради, чунки бу ҳолда  $\vec{E}$  векторнинг учи эллипс чизади. (4.1) нинг иккала ифодасини квадратга ошириб, биринчисини  $E_{01}^2 = |\vec{E}_{01}|^2$  га, иккинчисини  $E_{02}^2 = |\vec{E}_{02}|^2$  га бўлиб ва ҳосил бўлган ифодаларни қўшсак,

$$\frac{E_1^2}{E_{01}^2} + \frac{E_2^2}{E_{02}^2} = 1 \quad (4.6)$$

тенгламани оламиз. Бу — эллипснинг  $E_1$  ва  $E_2$  координаталардаги каноник тенгламасидир. 5-расмда (4.6) тенглама билан ифодаланувчи эллипс тасвирланган. Умумий ҳолда  $\vec{E}_1$  ва  $\vec{E}_2$  учун ифодалар

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= \vec{E}_{01} \cos \omega t, \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_{02} \cos (\omega t - \delta) \end{aligned} \quad (4.7)$$

кўринишда ёзилиши мумкин. Бу ерда  $\delta$  —  $\vec{E}_1$  ва  $\vec{E}_2$  векторлар орасидаги фаза фарқи. У вақтда натижавий майдон

$$\vec{E} = \vec{E}_{01} \cos \omega t + \vec{E}_{02} \cos (\omega t - \delta) \quad (4.7')$$

вектор билан аниқланади. Энди

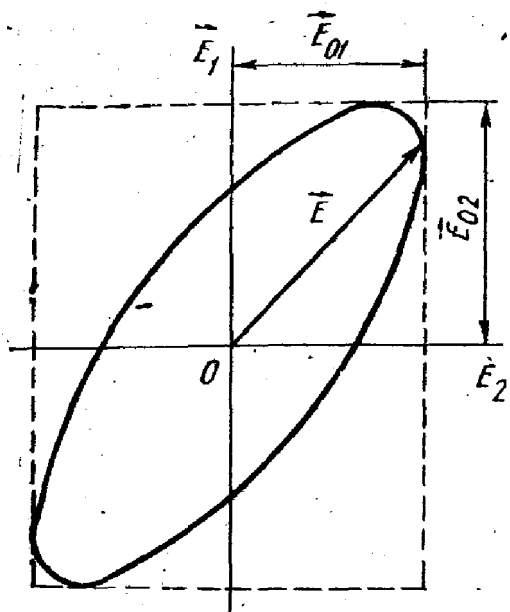
$$\begin{aligned} \frac{E_1}{E_{01}} &= \cos \omega t, \\ \frac{E_2}{E_{02}} &= \cos \omega t \cos \delta + \sin \omega t \sin \delta \end{aligned} \quad (4.8)$$

каби алмаштиришлар бажариб,

$$\frac{E_2}{E_{02}} - \frac{E_1}{E_{01}} \cos \delta = \sin \omega t \sin \delta \quad (4.9)$$

га эга бўламиз. (4.8) нинг биринчи ифодасини  $\sin \delta$  га кўпайтириб, уни ва (4.9) ифодани квадратга ошириб туриб қўшсак,

$$\frac{E_1^2}{E_{01}^2} + \frac{E_2^2}{E_{02}^2} - 2 \left( \frac{E_1}{E_{01}} \right) \left( \frac{E_2}{E_{02}} \right) \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (4.10)$$



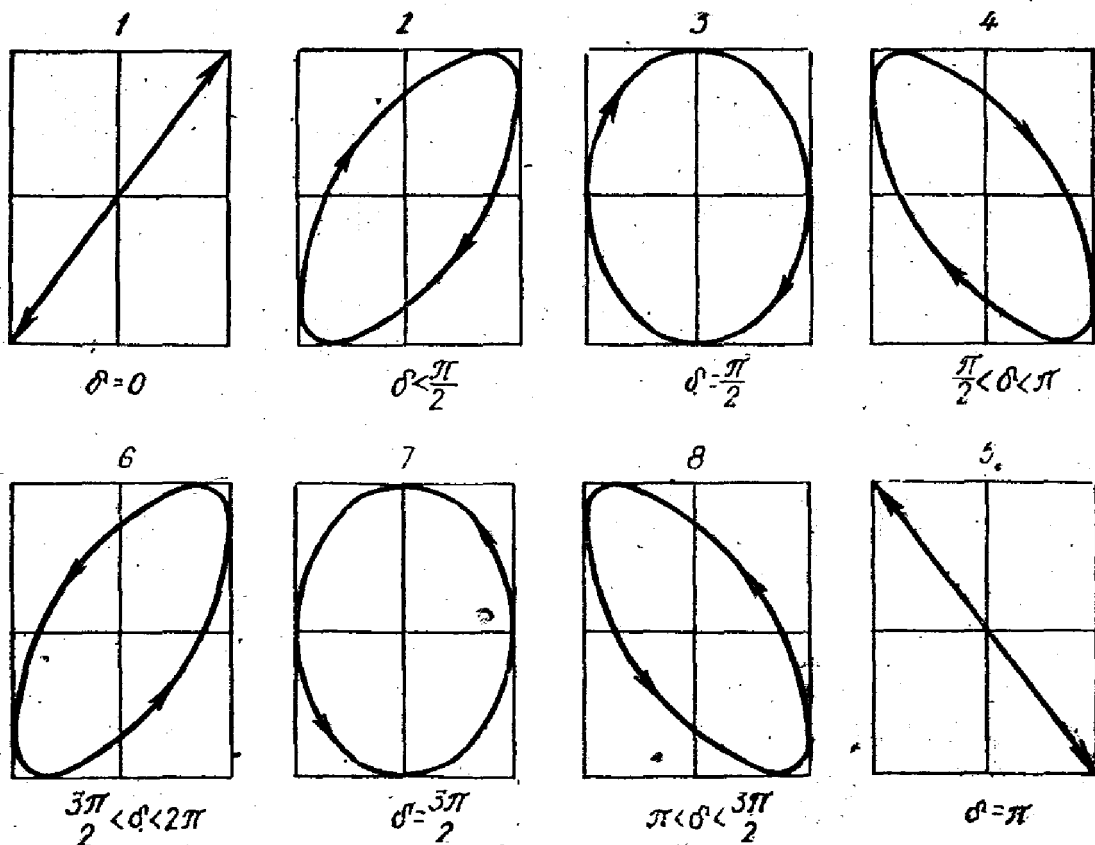
6- расм.

ни ҳосил қиламиз. (4. 10) тенглама  $2E_{01}$  ва  $2E_{02}$  томонли тўғри тўртбурчак ичига чизилган эллипснинг  $\vec{E}_1$  ва  $\vec{E}_2$  координаталардаги тенгламасини ифодалайди (6- расм).  $\vec{E}_1$  ва  $\vec{E}_2$  векторларнинг йиғиндисини ифодаловчи  $\vec{E}$  электр векторнинг учи нурга перпендикуляр бўлган текисликда эллиптак траектория чизади. Айланиш частотаси, худди доиравий қутбланишдагидек,  $\nu$  ёруғлик тебранишлари частотасига тенг.

Агар  $\delta = \frac{\pi}{2}$  ёки  $\delta = (2m + 1) \frac{\pi}{2}$

бўлса, ( $m$  — бутун сон), у ҳолда  $\sin \delta = \pm 1$ ,  $\cos \delta = 0$  бўлади. Бу ҳолда эллипснинг (4.10)

тенгламаси (4. 6) каноник кўринишга келади.  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  векторларнинг айланиш йўналиши  $\delta$  га боғлиқ бўлади. Агар  $0 < \delta < \pi$  бўлса, айланиш соат стрелкасининг ҳаракат йўналиши бўйича



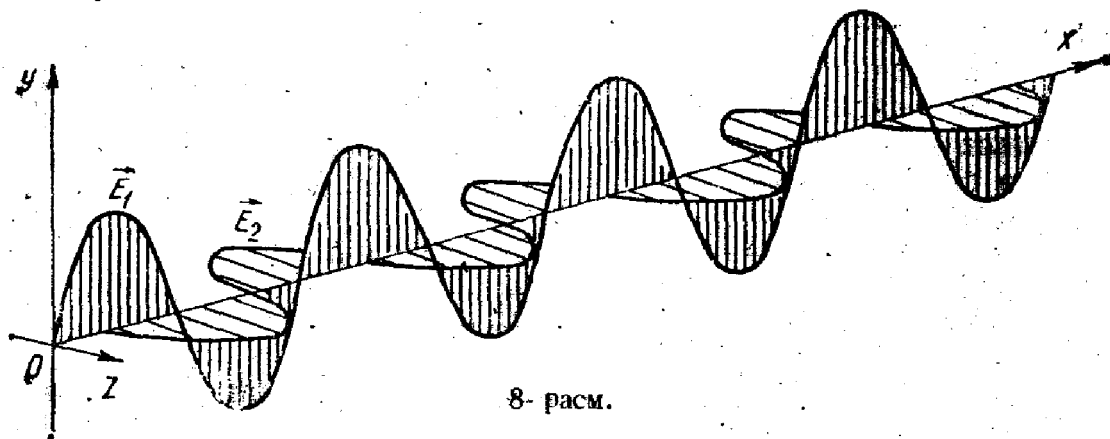
7- расм.

бўлади. Агар  $\pi < \delta < 2\pi$  бўлса, айланиш соат стрелкасининг ҳаракатига қарши йўналишда бўлади. 7-расмда эллиптик қутбланишнинг турли ҳоллари келтирилган.  $E_{01} = E_{02}$  ва  $\delta = \frac{\pi}{2}$  ёки  $\delta = (2m + 1)\frac{\pi}{2}$  бўлганда ( $m$  — бутун сон) эллипс айлана шаклини олади. Шунини алоҳида айтиб ўтиш лозимки, агар  $\delta \neq \frac{\pi}{2}$  ёки  $\delta \neq (2m + 1)\frac{\pi}{2}$  бўлса, у ҳолда ҳатто  $E_{01} = E_{02}$  бўлганда ҳам ёруғлик эллипс бўйича қутбланган бўлади.  $\delta = 0$  ёки  $\delta = m\pi$ ,  $\sin\delta = 0$  бўлганда эллипс ҳам

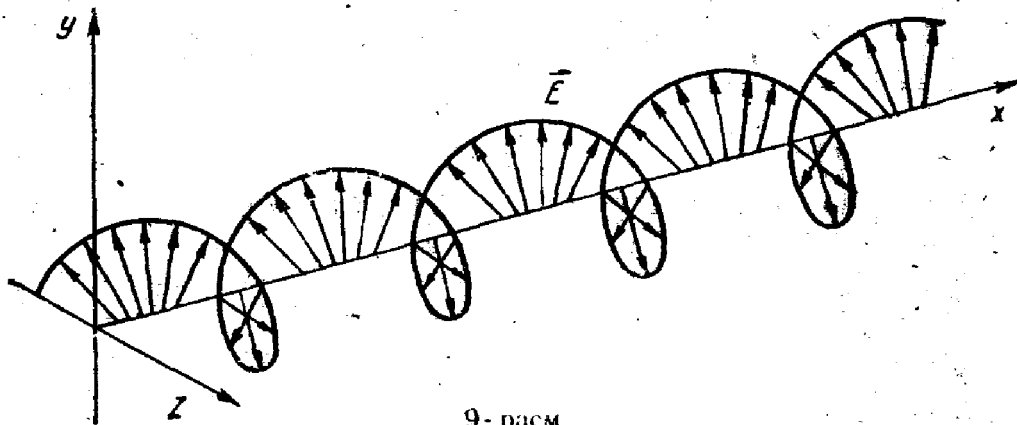
$$\frac{E_1}{E_{01}} \pm \frac{E_2}{E_{02}} = 0 \quad (4.11)$$

тенглама билан аниқланадиган тўғри чизиққа айланиб қолади. Бу ҳоҳда натижавий ёруғлик тўлқини чизиқли қутбланган бўлади.

8- расмда бир йўналишда тарқалаётган, иккита ўзаро перпендикуляр йўналишда қутбланган ва бир-биридан  $\frac{\pi}{2}$  фазага фарқ қилувчи иккита электромагнит тўлқиннинг график тасвирлари келтирилган. Бу икки тўлқин электр кучланганлик вектори нур атрафида айланаётган тўлқинга, яъни айлана ёки эллипс бўйлаб қутб-



8- расм.



9- расм.

ланган тўлқинга эквивалентдир. Бу икки тўлқиннинг натижавий электр майдони фазода 9- расмда кўрсатилгандек ўзгаради.  $\vec{E}$  векторларнинг учларини бирлаштирувчи чизик винтсимон чизик бўлиб,  $x$  тарқалиш йўналиши унинг ўқи вазифасини ўтайди.

Арқонда (3- расмга қ.) айланма тебранишларнинг вужудга келиши бу тур қутбланишнинг механикавий ўхшаши бўлиб хизмат қилади. Бу ҳолда арқоннинг ҳаракати 9- расмдаги  $\vec{E}$  векторларнинг учини бирлаштирувчи винтсимон чизик кўринишида тасвирланган бўлар эди.

Янглишишлардан холи бўлиш мақсадида, қуйидагига эътибор бериш лозим. Табиий ёруғликни асбоблар ёрдамида иккита ўзаро перпендикуляр текисликларда чизикли қутбланган ёруғликка ажратиш мумкин. Аммо уларни қайта қўшганда эллиптик ёки айлана бўйлаб қутбланган нур ҳосил бўлмайди. Бу табиий ёруғликдаги турли қутбланиш йўналишига эга бўлган нурларнинг ўзгармас фаза фарқига эга эмаслиги билан тушунтирилади. Аксинча, бу фаза фарқлари хаотик ўзгаради. Шунинг учун табиий ёруғликдан олинган бу икки қутбланган ёруғликни қайта қўшганда қутбланган эмас, балки табиий ёруғлик олинади.

Иккита чизикли қутбланган тўлқин ёрдамида доиравий ва эллиптик қутбланган ёруғлик олиш мумкин бўлгани каби, иккита доиравий қутбланган ёруғлик тўлқинлари ёрдамида чизикли ва эллиптик қутбланган ёруғлик ҳосил қилиш мумкин. Фараз қилайлик, амплитудалари  $E_1^0 = |\vec{E}_1^0|$  ва  $E_2^0 = |\vec{E}_2^0|$  бўлган қарама-қарши айланиш йўналишига эга бўлган иккита доиравий қутбланган ёруғлик тўлқинлари бир йўналишда тарқалаётган бўлсин.

Ҳар бир доиравий қутбланган ёруғлик тўлқинини

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= \vec{E}_1^0 \cos \omega t + [\vec{E}_1^0 \vec{n}] \sin \omega t, \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_2^0 \cos \omega t - [\vec{E}_2^0 \vec{n}] \sin \omega t.\end{aligned}\quad (4.12)$$

тенгламалар кўринишида ёзиш мумкин. Бу ерда  $\vec{E}_1^0$  ва  $\vec{E}_2^0$  — биринчи ва иккинчи тўлқинларнинг вектор амплитудалари. Биринчи тўлқин ўнг айлана бўйлаб, иккинчи тўлқин эса чап айлана бўйлаб қутбланган. (4.12) тенгламаларни қўшиб,

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = (\vec{E}_1^0 - \vec{E}_2^0) \cos \omega t + [(\vec{E}_1^0 - \vec{E}_2^0) \vec{n}] \sin \omega t \quad (4.13)$$

ифодага эга бўламиз. Агар бунда  $\vec{E}_1^0 = \vec{E}_2^0$  бўлса, тўлқинлар қўшилганда тебраниш амплитудаси қўшилувчи тўлқинлар амплитудаларининг йигиндисига тенг бўлган ва

$$\vec{E} = (\vec{E}_1^0 + \vec{E}_2^0) \cos \omega t \quad (4.14)$$

тенглама билан тавсифланувчи чизикли қутбланган тўлқин ҳосил бўлади.

Агар  $\vec{E}_1^0 \neq \vec{E}_2^0$  бўлса, (4.13) тенглама эллиптик қутбланган тўлқинни тавсифлайди. Ҳақиқатан ҳам, (4.13) ни компоненталар бўйича ёзсак,

$$\begin{aligned} E_y &= (E_1^0 + E_2^0) \cos \omega t, \\ E_z &= (E_1^0 - E_2^0) \sin \omega t \end{aligned} \quad (4.15)$$

га эга бўламиз. Бунда  $E_y$  ва  $E_z$  мос равишда вертикал ва горизонтал йўналишлар бўйича бўлаётган тебранишларни ифодалайди, (4.16) тенгламани келтириб чиқаришдагидек амаллар бажариб,

$$\frac{E_y^2}{(E_1^0 + E_2^0)^2} + \frac{E_z^2}{(E_1^0 - E_2^0)^2} = 1 \quad (4.16)$$

тенгламани ҳосил қиламиз. (4.16) тенглама томонлари  $2(E_1 + E_2)$ ,  $2(E_1^0 - E_2^0)$  бўлган тўғри тўртбурчак ичига чизилган эллипснинг  $E_y$ ,  $E_z$  координаталардаги каноник тенгламасини ифодалайди.

Юқорида айтилганларга асосан, ёруғликнинг чизиқли ҳақда доиравий қутбланишларининг ҳар иккаласини ҳам бир хилда асосий, қолганларини эса ҳосилавий қутбланиш деб олиш мумкин.

## 5- §. Оптикавий спектр

XIX аср ўрталарида қатор тадқиқотчилар, шу жумладан, Кирхгоф ва Бунзен химиявий элементларнинг газлари ва буғлари ёруғлик чиқаришини ва бу ёруғлик спектроскопдан ўтгандан кейин спектроскоп тирқишининг ингичка рангли тасвирларини беришини аниқладилар. Улар спектрал чизиқлар деб аталди. Ҳар бир шундай спектрал чизиқ монохроматик ёруғлик нурланишига мансуб бўлади. Аслида эса бу монохроматиклик жуда тақрибийдир. Ҳар ҳолда, агар спектрал чизиқларни монохроматик ёруғлик тўлқинига мос келади деб ҳисобласак, у ҳолда бу тўлқин учун

$$E = E_0 \cos(\omega t - \varphi) \quad (5.1)$$

ифодани ёза оламиз.

(5.1) тенглама билан характерланадиган нурланиш, агар  $u \rightarrow -\infty$ ,  $+\infty$  вақт интервалида давом этса, идеал монохроматик тўлқинни ифодалайди. Аслида ҳар бир нурланишнинг давомийлиги чекли қийматга эга; бу эса ҳар бир спектрал чизиқ идеал монохроматик нурланишдан эмас, балки жуда тор интервалда частота бўйича узлуксиз ўзгарувчи нурланишларнинг зич тўпламидан иборат эканлигини кўрсатади. Бундай нурланиш *квазимонохроматик* нурланиш деб аталади. Аммо уларни шартли равишда (5.1) типдаги тенглама билан характерлаш мумкин. Турли жисмларнинг, шу жумладан, сийраклашган газ ва буғларнинг нурланиши ҳам бир нечта шундай шартли монохроматик нурланишлардан иборат бўлади, буни математик жиҳатдан қуйидагича ифодалаш мумкин:

Агар  $\vec{E}_1^0 \neq \vec{E}_2^0$  бўлса, (4.13) тенглама эллиптик қутбланган тўлқинни тавсифлайди. Ҳақиқатан ҳам, (4.13) ни компоненталар бўйича ёзсак,

$$\begin{aligned} E_y &= (E_1^0 + E_2^0) \cos \omega t, \\ E_z &= (E_1^0 - E_2^0) \sin \omega t \end{aligned} \quad (4.15)$$

га эга бўламиз. Бунда  $E_y$  ва  $E_z$  мос равишда вертикал ва горизонтал йўналишлар бўйича бўлаётган тебранишларни ифодалайди, (4.16) тенгламани келтириб чиқаришдагидек амаллар бажариб,

$$\frac{E_y^2}{(E_1^0 + E_2^0)^2} + \frac{E_z^2}{(E_1^0 - E_2^0)^2} = 1 \quad (4.16)$$

тенгламани ҳосил қиламиз. (4.16) тенглама томонлари  $2(E_1 + E_2)$ ,  $2(E_1^0 - E_2^0)$  бўлган тўғри тўртбурчак ичига чизилган эллипснинг  $E_y$ ,  $E_z$  координаталардаги каноник тенгламасини ифодалайди.

Юқорида айтилганларга асосан, ёруғликнинг чизиқли ҳақда доиравий қутбланишларининг ҳар иккаласини ҳам бир хилда асосий, қолганларини эса ҳосилавий қутбланиш деб олиш мумкин.

## 5- §. Оптикавий спектр

XIX аср ўрталарида қатор тадқиқотчилар, шу жумладан, Кирхгоф ва Бунзен химиявий элементларнинг газлари ва буғлари ёруғлик чиқаришини ва бу ёруғлик спектроскопдан ўтгандан кейин спектроскоп тирқишининг ингичка рангли тасвирларини беришини аниқладилар. Улар спектрал чизиқлар деб аталди. Ҳар бир шундай спектрал чизиқ монохроматик ёруғлик нурланишига мансуб бўлади. Аслида эса бу монохроматиклик жуда тақрибийдир. Ҳар ҳолда, агар спектрал чизиқларни монохроматик ёруғлик тўлқинига мос келади деб ҳисобласак, у ҳолда бу тўлқин учун

$$E = E_0 \cos(\omega t - \varphi) \quad (5.1)$$

ифодани ёза оламиз.

(5.1) тенглама билан характерланадиган нурланиш, агар  $u \rightarrow -\infty, +\infty$  вақт интервалида давом этса, идеал монохроматик тўлқинни ифодалайди. Аслида ҳар бир нурланишнинг давомийлиги чекли қийматга эга; бу эса ҳар бир спектрал чизиқ идеал монохроматик нурланишдан эмас, балки жуда тор интервалда частота бўйича узлуксиз ўзгарувчи нурланишларнинг зич тўпламидан иборат эканлигини кўрсатади. Бундай нурланиш *квазимонохроматик* нурланиш деб аталади. Аммо уларни шартли равишда (5.1) типдаги тенглама билан характерлаш мумкин. Турли жисмларнинг, шу жумладан, сийраклашган газ ва буғларнинг нурланиши ҳам бир нечта шундай шартли монохроматик нурланишлардан иборат бўлади, буни математик жиҳатдан қуйидагича ифодалаш мумкин:

Агар  $\vec{E}_1^0 \neq \vec{E}_2^0$  бўлса, (4.13) тенглама эллиптик қутбланган тўлқинни тавсифлайди. Ҳақиқатан ҳам, (4.13) ни компоненталар бўйича ёзсак,

$$\begin{aligned} E_y &= (E_1^0 + E_2^0) \cos \omega t, \\ E_z &= (E_1^0 - E_2^0) \sin \omega t \end{aligned} \quad (4.15)$$

га эга бўламиз. Бунда  $E_y$  ва  $E_z$  мос равишда вертикал ва горизонтал йўналишлар бўйича бўлаётган тебранишларни ифодалайди, (4.16) тенгламани келтириб чиқаришдагидек амаллар бажариб,

$$\frac{E_y^2}{(E_1^0 + E_2^0)^2} + \frac{E_z^2}{(E_1^0 - E_2^0)^2} = 1 \quad (4.16)$$

тенгламани ҳосил қиламиз. (4.16) тенглама томонлари  $2(E_1 + E_2)$ ,  $2(E_1^0 - E_2^0)$  бўлган тўғри тўртбурчак ичига чизилган эллипснинг  $E_y$ ,  $E_z$  координаталардаги каноник тенгламасини ифодалайди.

Юқорида айтилганларга асосан, ёруғликнинг чизиқли ҳақда доиравий қутбланишларининг ҳар иккаласини ҳам бир хилда асосий, қолганларини эса ҳосилавий қутбланиш деб олиш мумкин.

## 5- §. Оптикавий спектр

XIX аср ўрталарида қатор тадқиқотчилар, шу жумладан, Кирхгоф ва Бунзен химиявий элементларнинг газлари ва буғлари ёруғлик чиқаришини ва бу ёруғлик спектроскопдан ўтгандан кейин спектроскоп тирқишининг ингичка рангли тасвирларини беришини аниқладилар. Улар спектрал чизиқлар деб аталди. Ҳар бир шундай спектрал чизиқ монохроматик ёруғлик нурланишига мансуб бўлади. Аслида эса бу монохроматиклик жуда тақрибийдир. Ҳар ҳолда, агар спектрал чизиқларни монохроматик ёруғлик тўлқинига мос келади деб ҳисобласак, у ҳолда бу тўлқин учун

$$E = E_0 \cos(\omega t - \varphi) \quad (5.1)$$

ифодани ёза оламиз.

(5.1) тенглама билан характерланадиган нурланиш, агар  $u \rightarrow -\infty, +\infty$  вақт интервалида давом этса, идеал монохроматик тўлқинни ифодалайди. Аслида ҳар бир нурланишнинг давомийлиги чекли қийматга эга; бу эса ҳар бир спектрал чизиқ идеал монохроматик нурланишдан эмас, балки жуда тор интервалда частота бўйича узлуксиз ўзгарувчи нурланишларнинг зич тўпламидан иборат эканлигини кўрсатади. Бундай нурланиш *квазимонохроматик* нурланиш деб аталади. Аммо уларни шартли равишда (5.1) типдаги тенглама билан характерлаш мумкин. Турли жисмларнинг, шу жумладан, сийраклашган газ ва буғларнинг нурланиши ҳам бир нечта шундай шартли монохроматик нурланишлардан иборат бўлади, буни математик жиҳатдан қуйидагича ифодалаш мумкин:

Агар  $\vec{E}_1^0 \neq \vec{E}_2^0$  бўлса, (4.13) тенглама эллиптик қутбланган тўлқинни тавсифлайди. Ҳақиқатан ҳам, (4.13) ни компоненталар бўйича ёзсак,

$$\begin{aligned} E_y &= (E_1^0 + E_2^0) \cos \omega t, \\ E_z &= (E_1^0 - E_2^0) \sin \omega t \end{aligned} \quad (4.15)$$

га эга бўламиз. Бунда  $E_y$  ва  $E_z$  мос равишда вертикал ва горизонтал йўналишлар бўйича бўлаётган тебранишларни ифодалайди, (4.16) тенгламани келтириб чиқаришдагидек амаллар бажариб,

$$\frac{E_y^2}{(E_1^0 + E_2^0)^2} + \frac{E_z^2}{(E_1^0 - E_2^0)^2} = 1 \quad (4.16)$$

тенгламани ҳосил қиламиз. (4.16) тенглама томонлари  $2(E_1 + E_2)$ ,  $2(E_1^0 - E_2^0)$  бўлган тўғри тўртбурчак ичига чизилган эллипснинг  $E_y$ ,  $E_z$  координаталардаги каноник тенгламасини ифодалайди.

Юқорида айтилганларга асосан, ёруғликнинг чизиқли ҳамда доиравий қутбланишларининг ҳар иккаласини ҳам бир хилда асосий, қолганларини эса ҳосилавий қутбланиш деб олиш мумкин.

## 5- §. Оптикавий спектр

XIX аср ўрталарида қатор тадқиқотчилар, шу жумладан, Кирхгоф ва Бунзен химиявий элементларнинг газлари ва буғлари ёруғлик чиқаришини ва бу ёруғлик спектроскопдан ўтгандан кейин спектроскоп тирқишининг ингичка рангли тасвирларини беришини аниқладилар. Улар спектрал чизиқлар деб аталди. Ҳар бир шундай спектрал чизиқ монохроматик ёруғлик нурланишига мансуб бўлади. Аслида эса бу монохроматиклик жуда тақрибийдир. Ҳар ҳолда, агар спектрал чизиқларни монохроматик ёруғлик тўлқинига мос келади деб ҳисобласак, у ҳолда бу тўлқин учун

$$E = E_0 \cos(\omega t - \varphi) \quad (5.1)$$

ифодани ёза оламиз.

(5.1) тенглама билан характерланадиган нурланиш, агар у  $-\infty$ ,  $+\infty$  вақт интервалида давом этса, идеал монохроматик тўлқинни ифодалайди. Аслида ҳар бир нурланишнинг давомийлиги чекли қийматга эга; бу эса ҳар бир спектрал чизиқ идеал монохроматик нурланишдан эмас, балки жуда тор интервалда частота бўйича узлуксиз ўзгарувчи нурланишларнинг зич тўпламидан иборат эканлигини кўрсатади. Бундай нурланиш квазимонохроматик нурланиш деб аталади. Аммо уларни шартли равишда (5.1) типдаги тенглама билан характерлаш мумкин. Турли жисмларнинг, шу жумладан, сийраклашган газ ва буғларнинг нурланиши ҳам бир нечта шундай шартли монохроматик нурланишлардан иборат бўлади, буни математик жиҳатдан қуйидагича ифодалаш мумкин:



$$E = \sum_n E_n \cos(\omega_n t + \varphi_n), \quad (5.2)$$

бу ерда  $E_n$  — берилган тўпламдаги алоҳида тўлқиннинг электр майдон кучланганлик вектори;  $\omega_n$  — унинг циклик частотаси;  $\varphi_n$  эса  $n$ -ёруғлик тебранишининг бошланғич фазаси. (5.2) ифода монохроматик (аниқроғи, квазимонохроматик) ёруғлик тўлқинларининг дискрет йиғиндисини тасвирлайди. Аммо қатор манбалар тебраниш частотаси узлуксиз ўзгарадиган тўлқинларнинг туташ тўпламини нурлайди. Бундай ҳолда ёруғлик тўлқинининг натижавий майдони

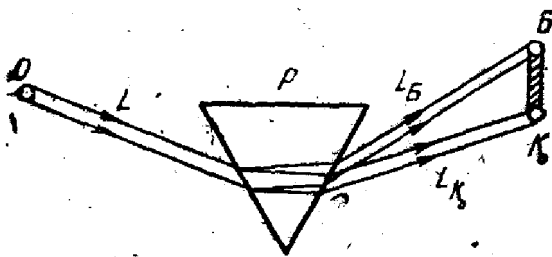
$$E = \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) \cos \omega t d\omega \quad (5.3)$$

интеграл билан ифодаланadi. Бу ерда  $g(\omega) d\omega$  — частоталарнинг  $d\omega$  интервалига тўғри келувчи тебраниш амплитудаси;  $g(\omega)$  —  $E$  майдон амплитудасининг частоталар бўйича тақсимотини кўрсатувчи функция. (5.2) ва (5.3) ифодалардан биз спектр тушунчасини қуйидагича таърифлай оламиз: *бирон-бир манба тарқатаётган ёруғликни ифодаловчи монохроматик тебранишларнинг тўплами (дискрет ёки туташ) спектрни беради.*

Оптикавий нурланишнинг амплитудаси ва тебраниш частотаси унинг асосий миқдорий характеристикаси бўлиб ҳисобланади. Учинчи характеристика сифатида нурланишнинг қутбланиш турини олиш лозим. Нурланиш спектрини, шунингдек, нурланиш қувватининг частоталар бўйича тақсимоти сифатида аниқлаш ҳам мумкин.

Оптикавий спектрлар турли спектрал асбоблар: спектроскоплар, спектрометрлар, спектрографлар, спектрофотометрлар ёрдамида ўрганилади. Бу асбоблар призмали, интерференцион, дифракцион ва ҳ. к. бўлиши мумкин.

Оптикавий спектр ҳосил қилишнинг энг оддий усули шундан иборатки, бунда ёруғлик дастаси шишадан, кварцдан ва бошқалардан ясалган уч ёқли призмадан ўтказилади (10-расм). О

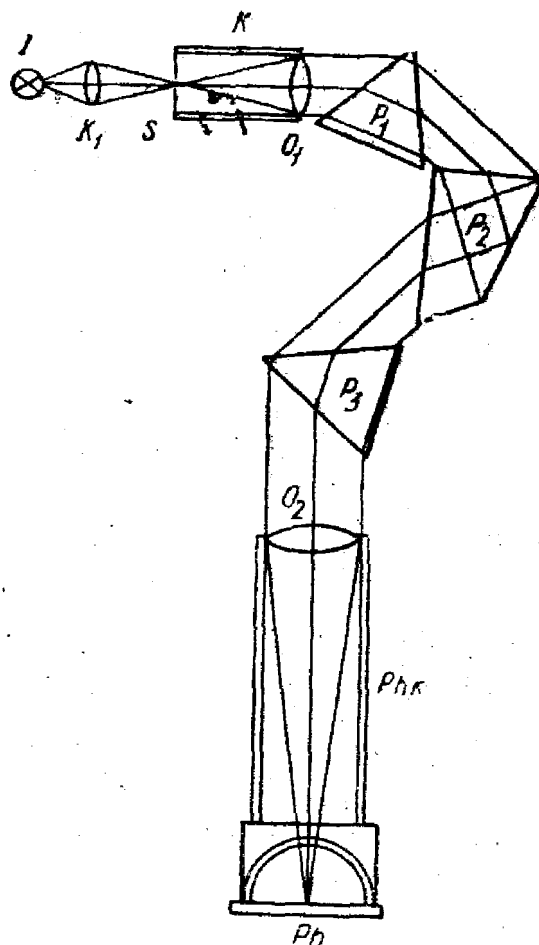


10-расм.

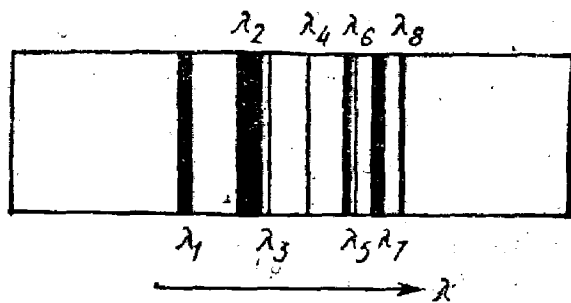
тирқишдан чиқаётган  $L$  ёруғлик нури  $P$  призмага тушади ва унда турли рангдаги (турли тўлқин узунликдаги) нурларга ажралиб, экранда, одатда, оптикaвий спектр деб аталувчи ё узлуксиз, ё узлукли рангли полоса ҳосил қилади. Бу қурилма энг оддий спектроскопдан иборат.

Унинг ажрата олиш кучи, яъни спектрнинг бир-бирига яқин қисмларини тўлқин узунлиги бўйича тақсимлаш қобилияти унча катта эмас. Ажрата олиш қобилиятини ошириш учун анча такомиллашган спектрал асбоблар қўлланилади.

11- расмда ватанимизда ишлаб чиқилган, спектрнинг кўзга кўринадиган соҳасида ишлатиладиган шиша призмали ИСП- 51 типидagi ҳозирги замон уч призмали спектрографнинг принципиал оптикавий схемаси тасвирланган. Бу ерда  $I$  ёруғлик манбаи бўлиб, унинг нурланиши  $K_1$  конденсор ёрдамида  $O_1$  объективнинг фокал текислигида жойлашган тирқишга (кенглиги миллиметрнинг ўндан ва юздан бир улуши тартибида) йўналтирилади. Махсус трубага ўрнатилган  $S$  тирқиш ва  $O_1$  объектив биргаликда коллиматор деб аталади.  $O_1$  объективдан ёруғлик параллел нурлар дастаси ҳолида чиқиб,  $P_1$  призманинг биринчи ёнига келиб тушади, сўнгра  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  призмалардан ўтиб, уларда спектрга ажралади.  $P_2$  призманинг томонларидан бири нурни тўлиқ ички қайтариши ҳисобига, у бир вақтнинг ўзида нурни буриб берувчи кўзгу вазифасини ҳам ўтайди. Ёруғлик призмалар системасидан ўтиб, спектрограф фотокамерасининг  $O_2$  объективига келиб тушади. Бу объектив нурни спектрнинг суратини туширишга мўлжалланган фотопластинка ўрнатилган  $Ph$  текисликка тўплаб беради.  $Ph$  текисликда тирқишнинг монохроматик, яъни аниқ тўлқин узунлигига мос келувчи нурлардаги қатор тасвирлари ҳосил бўлади. Тирқишнинг бу монохроматик тасвирлар тўплами оптикавий спектрни беради. Агар  $I$  манбанинг нурланиши бир қанча алоҳида монохроматик нурланишлардан таркиб топган бўлса, у ҳолда  $Ph$  текисликда  $S$  тирқишга параллел, турли хил равшанликка эга бўлган бир нечта рангли чизиқлар ҳосил бўлади (12- расм). Агар манба узлуксиз частоталар тўпламидан иборат ёруғлик тарқатаётган бўлса, спектрографнинг  $Ph$  фокал текислигида ранглар узлуксиз ўзгарадиган полоса ҳосил бўлади.  $K_1$  конденсор спектрограф  $S$  тирқишининг ёритилишини кучайтириб беради; бу эса спектр равшанлигининг ортишига олиб келади.

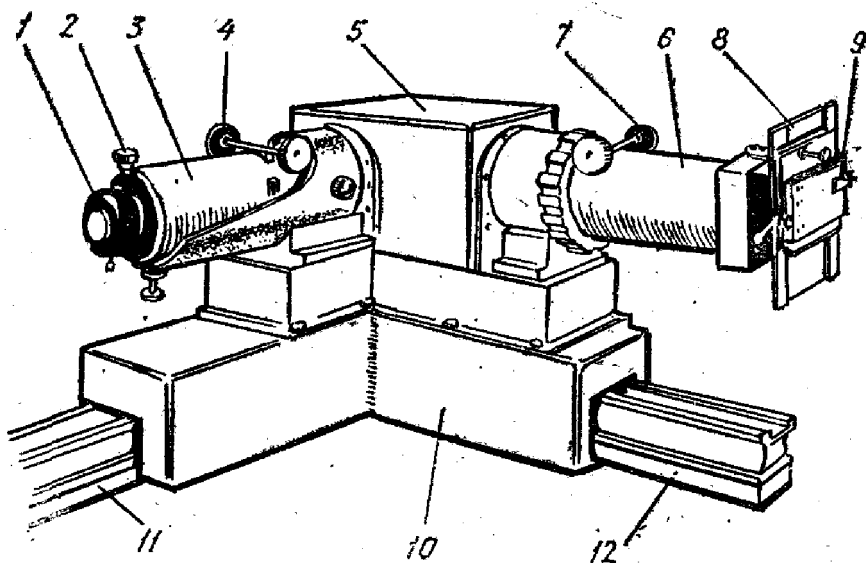


11- расм.



12- расм.

ИСП- 51 спектрографнинг призмалар системаси махсус механизм ёрдамида айлана оладиган ва спектрнинг керакли қисмини фото-пластинкага тушириб бера оладиган махсус столчалар системасига ўрнатилади.  $O_2$  объектив, шу объектив ўрнатилган труба ва фото-кассетани тутиб тургичлар—буларнинг ҳаммаси биргаликда спектр-нинг суратини олувчи фотокамерани ташкил этади. Асбобнинг номи—*спектрограф* шундан келиб чиққан. Агар  $O_2$  объективнинг фо-кал текислигига спектрни кўз билан қараш учун ёки визуал кузатиш деб ном олган кузатишлар ўтказиш учун окуляр ўрнатилган бўлса, асбоб *спектроскоп* бўлади. Ниҳоят, агар  $O_2$  объективнинг спектр-нинг тасвири ҳосил бўладиган фокал текислигига бир рангдаги нурларни ўтказадиган ингичка тирқиш қўйилса, у ҳолда бундай спектроскоп *монохроматор* деб аталади. 13- расмда ИСП- 51 спек-



13- расм.

трографининг ташқи кўриниши тасвирланган. Асбобнинг деталлари сонлар билан кўрсатилган: 1— спектрографнинг кириш тирқиши (расмда у қопқоқ билан беркитилган); 2— тирқишни аниқ очиш учун мўлжалланган даражаланган барабанча; 3— коллиматор трубаси; 4— объективни оптикавий ўқ бўйлаб силжитиш учун мўлжалланган кремальера; 5— призмалар жойлаштирилган қутича; 6— фотокамера трубаси; 7— фотокамера объективини силжитиш учун мўлжалланган кремальера; 8— фотопластинкали кассеталарни ўрнатиш учун мўлжалланган йўналтирувчи салазкалар; 9— фотопластинкали кассета. 10— спектрографнинг станиnasi; 11 ва 12— ёрдамчи деталларни ўрнатиш учун мўлжалланган рельслар (оптикавий скамейкалар).

Совет саноати ИСП- 51 спектрографдан ташқари спектрнинг ультрабинафша, кўзга кўринувчи ва инфрақизил соҳасини тадқиқ қилиш учун қўлланадиган қатор бошқа призмали асбоблар ишлаб чиқармоқда. Призмали асбоблар билан бирга, спектрнинг барча

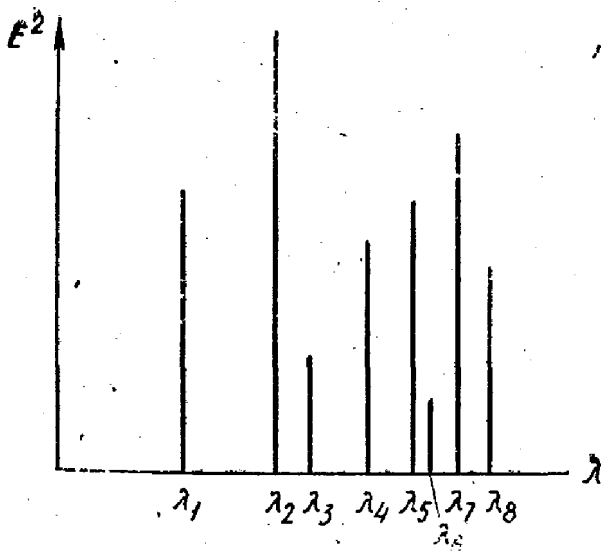
соҳаларида дифракцион панжара ёрдамида ишлайдиган юқори сифатли асбоблар ҳам чиқарилмоқда. Барча асбоблар учун фотографик регистрациядан ташқари, спектрнинг фотоэлектрик регистрацияси учун қўлланадиган қўйма ҳам тайёрланади. Инфрақизил соҳада нурланишларни қабул қилгичлар сифатида термопаралар, болометрлар, ярим ўтказгичли сезгир элементлар ишлатилади.

Спектрал асбобларда ёруғлик кучи, дисперсия ва ажрата олиш қобилияти энг муҳим характеристикалар ҳисобланади. Спектрал асбоб объективларининг диаметрлари қанчалик катта ва фокус масофалари қанчалик кичик бўлса, уларнинг ёруғлик кучи шунчалик катта бўлади. Асбобнинг дисперсияси спектрнинг икки соҳаси орасидаги чизиқли оралиқнинг шу участкаларни характерловчи тўлқин узунликлар фарқига бўлган нисбати, яъни

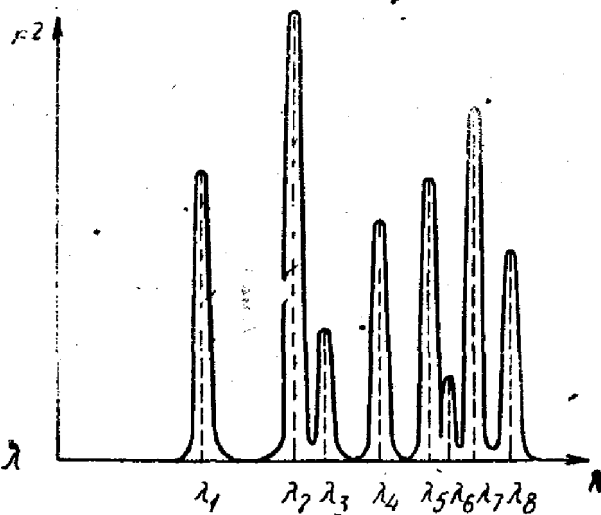
$$D = \frac{\Delta l}{\Delta \lambda} \quad (5.4)$$

орқали аниқланади. Бу ерда  $D$  — чизиқли дисперсия;  $\Delta l$  — спектрдаги тўлқин узунликлар шкаласи бўйича  $\Delta \lambda$  га фарқланувчи икки соҳа орасидаги оралиқ. Призмали спектрографнинг чизиқли дисперсияси призма асоси узунлигининг ундан ўтаётган ёруғлик дас-таси кенглигига бўлган нисбатига, призмалар сонига, призма мод-даси нур синдириш кўрсаткичининг тўлқин узунлиги бўйича олин-ган ҳосиласи  $\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)$  га ва фотокамера объективининг фокус масофа-сига тўғри пропорционал. Ажрата олиш кучи ҳақида 37- § да га-пирилади.

Илмий адабиётда спектр кўпинча график равишда тасвирланиб, бунда горизонтал ўқ бўйича ёруғлик тебранишлар частотаси ёки тўлқин узунлиги, вертикал ўқ бўйича тебраниш амплитудасининг квадратига пропорционал бўлиб, шу тўлқин узунлигига мос кел-ган қувват жойлаштирилади. 14- расмда 12- расмдаги спектрал чи-



14- расм.



15- расм.

зиқларга мос келувчи спектрнинг график тасвири кўрсатилган. Графикдаги вертикал чизиқларнинг узунлиги тегишли спектрал чизиқларнинг равшанлигига пропорционал бўлади. Аслида эа идеал монохроматик нурланишни ҳосил қилиш мумкин бўлмаганлиги сабабли (барча реал нурланишлар квазимонохроматик ҳисобланади) идеал ингичка чизиқлар (масалан, 14- расмдаги чизиқлар) ўрнига, спектрал чизиқлар ёки туташ спектрдан ажратиб олинган, чекли кенгликка эга бўлган ингичка соҳалар ҳосил бўлади (15- расмга қ.) Шундай қилиб, спектрал чизиқлар унча кенг бўлмаган, ammo ҳар ҳолда чекли кенгликка эга бўлган полосалардан иборат бўлади. Уларга мос ёруғлик амалда монохроматик (бир рангли) деб қабул қилинади.

Ёруғликнинг корпускуляр хоссалари ҳақида биз иккинчи бобда гапиришни мўлжаллаган бўлсак ҳам, бу ерда спектрал аппаратлар туфайли фотонлар ҳақидаги тасаввурларга асосланиб спектрал характеристикаларга оид бир нечта мулоҳаза айтиб ўтишимиз мумкин.  $W_n$  фотон энергияси

$$W_n = h \nu_n \quad (5.5)$$

Планк формуласи билан аниқланади. Бу ерда  $h$  — Планк доимийси;  $\nu_n$  — текширилаётган ёруғлик нурланишининг тебраниш частотаси. Бу ердан кўриниб турибдики, ёруғликнинг квант назариясида тебраниш частотаси ўрнига берилган  $W_n$  энергияли фотонларнинг спектрал чизигини характерлашимиз мумкин экан. Спектрдаги интенсивлик (равшанлик) ёруғликнинг фотонлар назариясига кўра, ёруғлик тебранишларининг амплитудаси билан эмас, балки  $W_n$  энергияли фотонлар сони билан ёки аниқроғи, 1 сек да  $W_n, W_n + \Delta W_n$  энергия интервалида нурланаётган фотонлар сони билан аниқланади; бу ерда  $\Delta W_n$  берилган квазимонохроматик нурланишнинг кенглигини аниқлайди.

Шундай қилиб, ёруғликнинг икки юзлама табиатига мос ҳолда спектрал тасаввурлар ҳам икки юзлама характерга эга бўлади. Оптикавий спектрларни ўрганиш учун қўлланадиган спектрал асбоблар ҳам икки тур асбобдан ташкил топади. Спектрга ажратиш учун ёруғликнинг тўлқин табиатидан фойдаланадиган асбобларга дифракцион панжаралар, интерферометрлар, призмалар ва бошқалар киради. Спектрга ажратиш учун ёруғликнинг корпускуляр хусусиятидан фойдаланадиган асбобларга фотонларни энергиялар бўйича сараловчи махсус анализаторли сўтчиклар киради. Бундай асбоблар, одатда, юқори энергияли фотонларни ўрганиш учун қўлланилади, чунки улар бу ерда анча эффектли ҳисобланади.

Ёруғликнинг электромагнит назарияси бир-биридан ўз хусусиятлари, таъсирлари ва ҳосил бўлиш усуллари билан кескин фарқ қилувчи нурланишларнинг барча тўпламини ягона спектрга бирлаштириш имконини берди. Бу тўпламни тебраниш частотаси нолга яқин бўлган жуда секин электромагнит тебранишлар бошлаб берди. Бунинг давомидан электр машиналари ва аппаратлари уйғотадиган  $10-10^6$  гц интервалдаги паст частотали тебранишлар келади. Сўнг-

ра радиотўлқинларнинг барча диапазоли, инфрақизил, кўзга кўринадиган, ультрабинафша ва ҳамма турдаги рентген-гамма-нурлар ўрин олади. Бу йўналишда частота ортиб, мос ҳолда нурланишнинг тўлқин узунлиги камайиб боради. Шу йўналишнинг ўзида, яъни тўлқин узунлигининг камайиши билан фотонларнинг энергияси орта боради. Юқорида айтиб ўтилган нурланишларнинг ҳаммаси бир хил табиатга эга: улар электромагнит тўлқинларни ифодалайди. Лекин улар ҳосил қилиниш усули ва таъсирлари билан бир-биридан фарқ қилади. Радиотўлқинлар диапазонидаги электромагнит тўлқинлар радиостанциялардаги юқори ва ўта юқори частотали генераторлар ёрдамида ҳосил қилиниб, радиостанцияларнинг антенналари орқали тарқалади. Инфрақизил нурларни айрим атомлар, молекулалар, шунингдек, конденсияланган моддалар (суюқликлар, кристаллар) чиқаради. Кўзга кўринадиган ва ультрабинафша нурларни ҳам инфрақизил нурларни чиқарадиган манбаларнинг ўзлари чиқаради-ю, лекин бунинг учун улар анча кучли уйғотилган ҳолатда бўлишлари лозим. Рентген нурлари, яъни узун тўлқинли гамма-нурлар атомларнинг ички қобикларининг уйғониши ва катта тезликдаги электронларнинг нишонларда тормозланиши натижасида вужудга келади. Гамма-нурлар атом ядроларидаги энергиявий ўзгаришларда нурланади. Энг қисқа тўлқинли гамма нурланиш ҳозирги вақтда тезлаткичлар ёрдамида олинган тез электронларнинг кескин тормозланишида ҳосил қилинади, шунингдек, космосдан Ерга етиб келади (космик нурлар). Бу ерда *рентген нурлари* ва *гамма-нурлар* деган икки ном ҳозирги вақтда фақат тарихий традицияга биноан мавжуд эканлигини алоҳида кўрсатиб ўтиш лозим. Аслида бу иккала нур айна битта нур ҳисобланади. Шунинг учун илмий адабиётда битта—*гамма нурлар* деган терминни сақлаб қолиш мақсадга мувофиқдир. 1954 йилдан бошлаб радио, инфрақизил, кўзга кўринадиган ва ультрабинафша тўлқинлар диапазонидаги электромагнит тўлқинларнинг квант генераторлари физикаси, интенсив тараққий эта бошлади.

Юқорида айтилганларнинг ҳаммаси ҳозирги вақтда электромагнит тўлқинларнинг турли кўринишлари орасида бирор аниқ чегара йўқлигидан хабар беради. Бу аслида ҳақиқатга мос келади. Шунинг учун спектрни маълум у ёки бу диапазонга ажратиш шартли характерга эга. Бундай шартли ажратишга мисол 1-жадвалда келтирилган. Бу ажратиш асосан спектрни ҳосил қилиш ва регистрация қилиш усулига асосланган.

Ёруғликнинг электромагнит назарияси яратилгандан кейин инфрақизил тўлқинлар кетидан бевосита ўрин олувчи электромагнит тўлқинларни электр усуллар билан ҳосил қилиш бўйича қатор ишлар қилинди. Бу ўринда энг аввал биринчи бўлиб 4 мм га яқин тўлқин узунлигидаги электромагнит тўлқинлар ҳосил қилган рус физиги П. Н. Лебедевнинг биринчи класс илмий тадқиқотларини тилга оламиз. Бу ишларни совет физиклари В. К. Аркадьев ва А. А. Глаголева-Аркадьевалар муваффақиятли давом эттириб, 50 мм дан 0,082 мм гача, яъни 82 мкм гача тўлқин узунлигига эга бўлган

Спектр соҳасининг номи	Тўлқин узунлиги		Тебраниш частотаси, с <sup>4</sup>		Квант энергияси, ж	
	дан	гача	дан	гача	дан	гача
	Қосмик нурланишдаги гамма-нурлар	$10^{-4} \text{ \AA}$	$10^{-12} \text{ \AA}$	$3 \cdot 10^{22}$	$3 \cdot 10^{30}$	$1,87 \cdot 10^{-11}$
Тезлаткичларда ҳосил қилинадиган гамма-нурлар	$10^{-2} \text{ \AA}$	$10^{-5} \text{ \AA}$	$3 \cdot 10^{20}$	$3 \cdot 10^{23}$	$1,87 \cdot 10^{-13}$	$1,87 \cdot 10^{-10}$
Радиоактив элементларнинг гамма-нурлари	$1,37 \text{ \AA}$	$7,2 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$	$2,18 \cdot 10^{18}$	$4,16 \cdot 10^{21}$	$1,37 \cdot 10^{-15}$	$2,6 \cdot 10^{-12}$
Рентген нурлари	$100 \text{ \AA}$	$10^{-2} \text{ \AA}$	$3 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{20}$	$1,87 \cdot 10^{-17}$	$1,87 \cdot 10^{-13}$
Ультрабинафша нурлар	$4000 \text{ \AA}$	$50 \text{ \AA}$	$7,5 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{16}$	$4,66 \cdot 10^{-19}$	$3,74 \cdot 10^{-17}$
Қўринадиган спектр нурлари	$7500 \text{ \AA}$	$4000 \text{ \AA}$	$4 \cdot 10^{14}$	$7,5 \cdot 10^{14}$	$2,48 \cdot 10^{-19}$	$4,66 \cdot 10^{-19}$
Инфракизил нурлар	$350 \text{ мкм}$	$0,75 \text{ мкм}$	$8,6 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{12}$	$5,35 \cdot 10^{-21}$	$2,48 \cdot 10^{-20}$
Микрорадиотўлқинлар	$1000 \text{ мкм}$	$100 \text{ мкм}$	$3 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{12}$	$1,87 \cdot 10^{-22}$	$1,87 \cdot 10^{-21}$
Миллиметрли радиотўлқинлар	$1 \text{ см}$	$0,1 \text{ см}$	$3 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{11}$	$1,87 \cdot 10^{-23}$	$1,87 \cdot 10^{-22}$
Сантиметрли радиотўлқинлар	$10 \text{ см}$	$1 \text{ см}$	$3 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^{10}$	$1,87 \cdot 10^{-24}$	$1,87 \cdot 10^{-23}$
Дециметрли радиотўлқинлар	$100 \text{ см}$	$10 \text{ см}$	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^9$	$1,87 \cdot 10^{-25}$	$1,87 \cdot 10^{-24}$
Метрли радиотўлқинлар	$10 \text{ м}$	$1 \text{ м}$	$3 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^8$	$1,87 \cdot 10^{-26}$	$1,87 \cdot 10^{-25}$
Қисқа радиотўлқинлар	$50 \text{ м}$	$10 \text{ м}$	$6 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^7$	$3,73 \cdot 10^{-27}$	$1,87 \cdot 10^{-26}$
Оралиқ радиотўлқинлар	$200 \text{ м}$	$50 \text{ м}$	$1,5 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$	$9,32 \cdot 10^{-28}$	$3,73 \cdot 10^{-27}$
Ўрта радиотўлқинлар	$3000 \text{ м}$	$200 \text{ м}$	$10^5$	$1,5 \cdot 10^6$	$6,62 \cdot 10^{-29}$	$9,32 \cdot 10^{-28}$
Узун радиотўлқинлар	$10000 \text{ м}$	$3000 \text{ м}$	$3 \cdot 10^4$	$10^5$	$1,87 \cdot 10^{-30}$	$6,62 \cdot 10^{-29}$
Паст частотали электромагнит тўлқинлар	$\infty$	$10000 \text{ м}$	$0$	$3 \cdot 10^4$	$0$	$1,87 \cdot 10^{-30}$

электромагнит тўлқинлар ҳосил қилдилар (1922). Бу тўлқинлар ўша вақтда ҳосил қилинган энг узун, яъни 343 мкм тўлқин узунликли инфрақизил нурлардан (Рубенс, 1911й) анча қисқа эди. Юқори энергияли зарядланган зарралар физикаси ва техникасининг тараққиёти бир вақтнинг ўзида радиотўлқинлардан тортиб, то гамма-нурларгача бўлган барча спектрни қамраб олган синхротрон нурланишнинг кашф этилишига олиб келди.

### 6-§. Ёруғлик тўлқинларининг энергияси, қуввати, импульси, массаси ва импульс моменти

Диэлектрикнинг  $V$  ҳажмидаги электромагнит майдоннинг  $W$  тўла энергияси

$$W = \frac{1}{8\pi} \int_V (\epsilon E^2 + \mu H^2) dV \quad (6.1)$$

ифода билан аниқланади. Бу ерда  $E$  ва  $H$  — электромагнит тўлқин  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  векторларининг абсолют қийматлари. Бу параграфда биз ёруғликнинг уни ютмайдиган идеал бир жинсли муҳитдан ўтишини кўриб ўтамиз. Айтайлик, берилган ҳолда монохроматик ёки квазимонохроматик тўлқинлар энергияси ҳақида гап юритилаётган бўлсин. Улар учун  $\epsilon = \text{const}$  ва  $\mu = \text{const}$ . Спектр соҳаси кенг бўлган ҳолда (6.1) формуладаги  $W$  ни берилган спектрал интервалдаги тўлқин узунлиги (частота) бўйича интеграллаш лозим.

3-§ да (3.22) формула келтириб чиқарилган бўлиб, ундан электромагнит тўлқинда  $\epsilon E^2 = \mu H^2$  эканлиги келиб чиқади. У вақтда (6.1) ифодани

$$W = \frac{1}{4\pi} \int_V \epsilon E^2 dV = \frac{1}{4\pi} \int_V \mu H^2 dV \quad (6.2)$$

кўринишда ёзиш мумкин.  $\epsilon E^2 = \mu H^2$  тенгликдан тўлқиннинг электр майдон энергияси билан магнит майдон энергиясининг ўзаро тенглиги келиб чиқади. Нурланиш қуввати энергиядан вақт бўйича олинган ҳосиланинг тескари ишора билан олинганига тенг:

$$P = -\frac{\partial W}{\partial t} = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \epsilon E^2 dV. \quad (6.3)$$

Агар  $E$

$$E = E_0 \sin \omega \left( t - \frac{x}{v} \right) \quad (6.4)$$

монохроматик тўлқиндан иборат бўлса, у вақтда  $V$  ҳажмдан (соддалик учун уни  $V = x_0 y_0 z_0$  параллелепипед кўринишида тасвирлаймиз, бу ерда  $x_0, y_0, z_0$  — унинг  $x, y, z$  ўқларда ётган томонларининг ўлчамлари) нурланиш қуввати учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:



$$P = \frac{2}{4\pi} \varepsilon \omega E_0^2 \int_0^{x_0} \int_0^{y_0} \int_0^{z_0} \sin \omega \left( t - \frac{x}{v} \right) \cos \omega \left( t - \frac{x}{v} \right) dx dy dz \quad (6.5)$$

Бу тенгликни интеграллаб,

$$P = \frac{\varepsilon v y_0 z_0}{4\pi} \left[ E_0 \sin \omega \left( t - \frac{x_0}{v} \right) \right]^2 \quad (6.6)$$

га эга бўламиз. (6.4) формулага асосан квадрат қавс ичидаги ифодани  $E$  орқали белгилаб,

$$P = \frac{\varepsilon E^2}{4\pi} v \sum \quad (6.7)$$

ифодани оламиз. Бу ерда  $\sum = y_0 z_0$  — электромагнит энергия оқими ўтказаетган  $x$  тарқалиш йўналишга тик бўлган сирт. Бирлик сиртдан оқиб ўтаётган оқим

$$\vec{S} = n v U \quad (6.8)$$

кўринишда ёзилиши мумкин. Бу ерда  $\vec{n}$  — сирт  $\sum$  га ўтказилган нормалнинг бирлик вектори;  $U$  — электромагнит энергия зичлиги  $\left( U = \frac{\varepsilon E^2}{4\pi} \right)$ .

$\vec{S}$  вектор Умов — Пойтинг вектори деб аталади. Уни қуйидаги

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} E H \vec{n} \quad (6.9)$$

эквивалент формула орқали ёки  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  векторларнинг

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \vec{H}] \quad (6.10)$$

вектор кўпайтмаси шаклида ифодалаш мумкин.

Ихтиёрий  $\sum$  сиртдан нурланаётган қувват  $\vec{S}$  энергия оқими вектори орқали

$$P = \int_{\sum} (\vec{S} d\vec{\Sigma}) \quad (6.11)$$

интеграл шаклида ифодаланиши мумкин. (6.6) формулани

$$P = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon E_0^2}{4\pi} v \sum - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon E_0^2}{4\pi} v \sum \cos 2\omega \left( t - \frac{x_0}{v} \right) \quad (6.12)$$

кўринишда қайта ёзиш мумкин. Бу тенгликнинг биринчи қисми берилган ҳажмдан чиқаётган вақт бўйича ўртача қувватни билдиради, иккинчи қисми эса қувватнинг иккиланган частота билан тебранаётган ўзгарувчи ташкил этувчисини ифодалайди.

Электромагнит тўлқинларни қабул қилгичларнинг кўпчилиги масалан, инсон кўзи, фотоэлемент, болометр, термоэлемент ва ҳ. к. лар инерцион бўлганликлари сабабли, (6.12) нинг иккинчи ҳади

билан аниқланадиган қувватнинг тез тебранишларини қайд қила олмайди. Демак, улар (6.12) ифоданинг биринчи қисми орқали аниқланадиган вақт бўйича ўртача қувватни, яъни

$$P = \frac{1}{2} \frac{\epsilon E_0^2}{4\pi} v \sum = v U_{\text{эфф}} \sum \quad (6.13)$$

ни қайд қилади. Бу ерда

$$U_{\text{эфф}} = \frac{1}{2} \frac{\epsilon E_0^2}{4\pi} \quad (6.14)$$

— муҳитдаги электромагнит энергия зичлигининг эффектив қиймати.

Оптикада кўпинча ёруғликнинг нуқтавий манбалари, яъни ўлчамлари манбадан кузатувчигача бўлган масофадан анча кичик бўлган манбалар билан иш кўришга тўғри келади. Бу ҳолда нурланаётган тўлқинларни сферик тўлқинлар деб қабул қилиш мумкин. Бундай тўлқиннинг тенгламаси

$$E = \frac{E_0}{r} \sin \omega \left( t - \frac{r}{v} \right) \quad (6.15)$$

кўринишга эга. Бу ерда  $r$  — манбадан кузатувчигача бўлган масофа.  $E$  нинг бу ифодасини (6.7) формулага қўйиб, қувватнинг вақт бўйича олинган ўртача қиймати билангина чегаралансак,

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \frac{\epsilon E_0^2}{4\pi r^2} v \sum \quad (6.17)$$

га эга бўламиз. Бирлик сиртдан ўтаётган қувват

$$E_s = \frac{1}{2} \frac{\epsilon E_0^2}{4\pi r^2} v = \frac{v U_{\text{эфф}}}{r^2} \quad (6.18)$$

га тенг; бу ерда  $E_s$  — энергетик ёритилганлик.

Агар манба барча йўналишлар бўйича бир текио нурласа, у ҳолда нурланишнинг тўла қуввати

$$P = 4\pi r^2 E_s = \frac{1}{2} \epsilon E_0^2 v \quad (6.19)$$

га тенг бўлади.  $I$  *стер* фазовий бурчак остида нурланаётган  $I_s$  қувват

$$I_s = \frac{P}{4\pi} \quad (6.20)$$

га тенг.  $I$  катталикни *энергетик ёруғлик кучи* деб аталади. (6.19) ва (6.20) ифодаларни солиштириб,

$$E_s = \frac{I_s}{r^2} \quad (6.21)$$

ифодани ҳосил қиламиз.

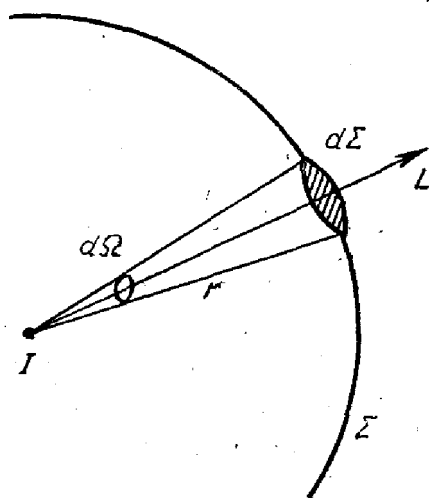
Элементар фазовий бурчакдан

$$dP = I_s d\Omega \quad (6.22)$$

қувват ўтади. Агар нурланиш турли йўналишлар бўйича турлича бўлса, қувват (6.22) ифодани интеграллаш орқали топилади:

$$P = \int_{\Omega} I_s d\Omega. \quad (6.23)$$

$d\Omega \rightarrow 0$  да  $dP \rightarrow 0$  бўлади ва бу ҳолда сферадаги  $d\Sigma$  юзачага таянган элементар конус (16-расмга қ.) тўғри чизиққа айланади. Бундай чексиз кичик конусни ёруғлик нури деб тушуниш мумкин. Лекин



16-расм.

бу тушунчани кенг тўлқин фронтларини фақат *фаразан* бўлгандагина қўллаш мумкин, чунки бундай ингичка ёруғлик дастасини ажратишга реал ҳолда уринганда элементар конуснинг ёйилиб кетишига олиб келувчи дифракцион ҳодисалар пайдо бўлади ва ёруғликнинг ингичка дастаси — нурни кузатиш мумкин бўлмайди.

Ёруғликнинг электромагнит назарияси электромагнит майдоннинг ёруғлик босимини ва жисмларга бўлган бошқа механикавий таъсирларини аниқлашга имкон беради. Соддалик учун ёруғлик

нурлари жисм сиртига перпендикуляр равишда тушиб, жисмда тўла ютиლაётибди, деб фараз қилайлик. Бунда жисмда ёруғлик тўлқинининг электромагнит майдони билан ўзаро таъсирлашувчи, сиртга параллел бўлган силжиш токи ёки ўтказувчанлик токи пайдо бўлади.  $F$  ёруғлик босим кучининг бажарган иши ҳисобига эришилган  $P$  қувват

$$P = (\vec{F} \vec{v}) \quad (6.24)$$

формула орқали ифодаланади.

Биз энди ёруғликнинг вакуумдан жисм сиртига келиб тушаётган ҳолини кўриб ўтамиз. Шунинг учун  $|\vec{v}| = c$ , деб оламиз. Агар сиртни  $1 \text{ см}^2$  га тенг дэб олсак, у ҳолда  $P = |\vec{S}|$ ,  $F = p$  бўлади, бу ерда  $\vec{S}$  — Умов — Пойнтинг вектори,  $p$  — ёруғлик босими.

Ёруғлик нурлари сиртга перпендикуляр равишда тушгани учун  $\vec{S}$  ва  $p$  векторлар ўрнига уларнинг скаляр қийматлари билан иш кўриш мумкин. Шунинг учун (6.24) ифода

$$S = pc \quad (6.25)$$

ёки

$$p = \frac{S}{c} \quad (6.26)$$

кўринишга келади. Ёруғликни тўла ютувчи жисм сиртига нормал тушаётган ёруғлик нурларининг босими сон жиҳатдан Умов—Пойнтинг вектори абсолют қийматининг ёруғлик тезлигига бўлинганига тенг. (6.26) скаляр ифодага

$$\vec{p} = \frac{\vec{S}}{c} \quad (6.27)$$

вектор ифода тўғри келади. Босим сон жиҳатдан электромагнит тўлқинларнинг 1 сек да  $1 \text{ см}^2$  юзадан олиб ўтган импульсига тенг, шунинг учун импульс катталигини  $G_1$  орқали белгилаб, қуйидаги муносабатни ёзамиз:

$$\vec{G} = \vec{p} = \frac{\vec{S}}{c}. \quad (6.28)$$

Бу импульс миқдори узунлиги  $c$  ва кўндаланг кесими  $1 \text{ см}^2$  бўлган цилиндрда мужассамланган бўлгани учун цилиндрининг ҳажми сон жиҳатдан  $c$  ёруғлик тезлигига тенг бўлади.  $U$  вақтда бирлик ҳажмдаги импульс  $\vec{g} = \frac{\vec{G}_1}{c}$  га тенг бўлади, яъни

$$\vec{g} = \frac{\vec{S}}{c^2} \quad (6.29)$$

бўлади. Электромагнит майдоннинг ихтиёрий ҳажмидаги импульс  $\vec{g}$  дан  $V$  ҳажм бўйича олинган интегралга тенг.  $\vec{S}$  ни унинг  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  орқали ёзилган ифодаси билан алмаштириб интегралласак,

$$\vec{G} = \frac{1}{4\pi c} \int_V [\vec{E} \vec{H}] dV \quad (6.30)$$

ифодани ҳосил қиламиз.

Агар ёруғлик тўла ютилмай, унинг бир қисми қайтса, электромагнит тўлқиннинг 1 сек да бирлик сиртга берган тўла импульси

$$\vec{G}'_1 = (1 + R) \frac{\vec{S}}{c} \quad (6.31)$$

га тенг бўлади. Бу ерда  $R$  — сиртнинг ёруғлик қайтариш коэффициентини.

Демак,  $p$  ёруғлик босими ҳам шунингдек ортади (абсолют қиймати бўйича) ва

$$p = (1 + R) \frac{S}{c} \quad (6.32)$$

ифода билан аниқланади. Ёруғликнинг қаттиқ жисмларга кўрсатадиган босимини тажрибада биринчи бўлиб 1899 йилда машҳур рус физиги П. Н. Лебедев аниқлаган бўлиб, унинг ўзи 1908 йилда

ёруғликнинг газларга бўлган босимини кашф этди. Лебедев тажрибалари (6.32) формулани тўла тасдиқлади.

Ёруғлик босими астрофизикавий ҳодисаларда, хусусан, кометалар думининг, юлдузларнинг ҳосил бўлиши ва ҳ. к. ларда гоят катта роль ўйнайди. Ёруғлик босимининг юқори энергияли зарралар физикаси ҳамда ҳалқали электрон тезлаткичлар физикасидаги роли каттадир. Тезлаткичларда тезлатилган электронларнинг кучли ёруғлик нурланиш оқими электрон дасталарга электронлар ҳаракатини тормозловчи кучли ёруғлик босими кўрсатади. Ёруғлик босими катта қувватли ёруғлик квант генераторлари нурланишларини фокуслаш жойларида катта қийматларга эришади. Ёруғлик босими Ернинг сунъий йўлдошлари ва космик кораблларнинг ҳаракат траекториясига таъсир қилади. Ҳатто фотон ракеталар яратиш тўғрисида таклифлар мавжуд бўлиб, унда кучли ёруғлик дастасининг ракетага кўрсатадиган таъсири ҳаракатлантирувчи куч вазифасини ўтайди.

Ёруғликнинг механикавий импульси мавжудлигидан муҳим аҳамиятга эга бўлган битта натижа келиб чиқади. Бу импульс ёруғлик оқими эга бўлган масса билан боғлиқ деб фараз қилиш мумкин. Бу масса импульс билан

$$G = mc \quad (6.33)$$

муносабат орқали боғланади. Бу ерда  $m$  — электромагнит нурланиш массаси.

1 см<sup>2</sup> сиртдан ўтувчи импульс учун

$$G_1 = \frac{S}{c}$$

ни ёзамиз. У вақтда

$$S = m_1 c^2 \quad (6.34)$$

ҳосил бўлади ( $m_1$  — 1 см<sup>2</sup> юзадан олиб ўтилган масса). Бу боғланиш умумий аҳамиятга эга деб фараз қилиб, масса ва энергия орасида

$$W = mc^2 \quad (6.35)$$

кўринишдаги боғланишни ҳосил қиламиз. Бу муносабат ҳозирги замон физикасида биринчи даражали аҳамиятга эга.

Ёруғлик нурланиши импульсдан ташқари, ҳаракат миқдори моменти (импульс моменти) га эга. Бу хусусият доиравий ёки эллиптик қутбланган ёруғлик тўлқинлари учун характерлидир.

Механикада айлана бўйлаб ҳаракатланаётган жисмнинг  $\vec{L}$  ҳаракат миқдори моменти

$$\vec{L} = \frac{mv^2}{\omega} \vec{\omega}_1 \quad (6.36)$$

ифода билан берилиши мумкин. Бу ерда  $v$  — жисм ҳаракатининг чизиқли тезлиги;  $m$  — жисм массаси,  $\omega$  — бурчак тезлик (ёки циклик айланиш частотаси);  $\omega_1$  — айланиш бурчак тезлигининг бир-

лик вектори. Бу формулани,  $v = c$  деб олиб, электромагнит майдонга қўллаймиз, у ҳолда

$$\vec{L} = \frac{mc^2}{\omega} \vec{\omega}_1 \quad (6.36')$$

бўлади. Бу ерда  $m$  — электромагнит масса;  $\omega$  — ёруғлик тебранишларининг циклик частотаси;  $\vec{\omega}_1 = \vec{E}$  ва  $\vec{H}$  векторларнинг  $\vec{L}$  ва  $\vec{S}$  векторлар йўналиши билан мос тушган нур атропоидаги айланиш бурчак тезлигининг бирлик вектори.

$$mc^2 = W \quad (6.37)$$

бўлгани учун

$$\vec{L} = \frac{W}{\omega} \vec{\omega}_1, \quad (6.38)$$

деб ёзиш мумкин. Бу ерда  $W$  — электромагнит майдон энергияси. Агар вакуумдаги электромагнит майдоннинг бирлик ҳажмидаги импульс моменти ҳақида гапирсак, у ҳолда  $W \vec{\omega}_1$  кўпайтма учун

$$\vec{W} \vec{\omega}_1 = \frac{[\vec{E} \vec{H}]}{4\pi}$$

ифодага эга бўламиз. У вақтда  $\vec{L}$  учун ёзилган формула

$$\vec{L} = \frac{1}{4\pi\omega} [\vec{E} \vec{H}] \quad (6.39)$$

кўринишга келади. Доиравий қутбланган ёруғлик тўлқинлари учун  $\vec{H}$  магнит майдон кучланганлиги электромагнит майдоннинг  $\vec{A}$  вектор потенциали билан

$$\vec{H} = \frac{\omega}{c} \vec{A} \quad (6.40)$$

муносабат орқали боғланган бўлади. (6.39) формулага  $\vec{H}$  нинг (6.40) даги ифодасини олиб келиб қўйсак,

$$\vec{L} = \frac{1}{4\pi c} [\vec{E} \vec{A}] \quad (6.41)$$

ни ҳосил қиламиз. Доиравий қутбланган ёруғлик тўлқини электромагнит майдони бирлик ҳажмининг ҳаракат миқдори моменти катталиги шу тариқа аниқланади.

Ихтиёрий ҳажм учун

$$\vec{L} = \frac{1}{4\pi c} \int_V [\vec{E} \vec{A}] dV \quad (6.42)$$

бўлади ёки, агар  $\vec{H}$  киритсак,

$$\vec{L} = \frac{1}{4\pi\omega} \int_V [\vec{E} \vec{H}] dV \quad (6.43)$$

ҳосил бўлади. (6.38) формуладан тушаётган ёруғлик тўлқинининг 1 сек да 1 см<sup>2</sup> сиртга бераётган импульс моменти ифодасини топиш қийин эмас. Бу ҳолда

$$\vec{L} = \frac{cU}{\omega} \vec{\omega}_1 \quad (6.44)$$

бўлади. Бу ерда  $U$  — электромагнит энергия зичлиги.

$$\frac{c}{\omega} = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{1}{k} \text{ бўлгани учун}$$

$$\vec{L} = \frac{U}{k} \vec{\omega}_1 \quad (6.45)$$

бўлади (бу ерда  $k$  — тўлқин сони). Лекин тўлқин сони  $\vec{\omega}_1$  га параллел бўлган  $\vec{k}$  тўлқин векторининг модули ҳисобланади. Бинобарин,

$$\vec{L} = \frac{U}{k^2} \vec{k}, \quad (6.46)$$

деб ёзиш мумкин. Ёруғлик тўлқинларида айланиш моментининг мавжуд эканлигини 1889 йилда рус физиги Садовский олдиндан айтиб берган эди. Уни америкалик физик Бет 1935 йилда экспериментал аниқлади.

## II боб

### ВАКУУМДАГИ ЁРУҒЛИҚНИНГ КВАНТ НАЗАРИЯСИ

#### 7-§. Фотонлар ва уларнинг хоссалари

Кўп ёруғлик ҳодисаларини фақат ёруғликнинг элементар зарралари — фотонлар ҳақидаги тасаввур асосида тушунтириш мумкин. Бу ҳодисаларнинг ҳаммасида процесслар шундай ўтадики, гўё уларда ёруғлик энергияси (электромагнит энергия) зарраларда — фотонларда ёки, бошқача айтганда, ёруғлик квантларида мужассамлангандай бўлади. Ёруғликнинг квант назарияси асосида  $W$  ёруғлик кванти (фотон) энергияси билан шу энергия фотонларига мос келадиган электромагнит тўлқиннинг  $\nu$  тебраниш частотаси орасидаги боғланишни берувчи Планк формуласи ётади. Бу формула

$$W = h\nu \quad (7.1)$$

кўринишга эга, бунда  $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек — Планк доимийси.

Агар ёруғликнинг классик ва квант назарияларининг мослик принципига асосланилса, у ҳолда классик назариянинг бир қатор натижаларидан фойдаланиб, фотонлар хоссалари ҳақидаги маълум-

мотларга эга бўлиш мумкин. Классик ва квант назарияларининг мослик принципи, квант назарияси қонунлари текширилаётган системанинг унда элементар процесслар юз бераётган вақтдаги энергияси айрим квантлар энергиясидан анча ортиқ бўлганда классик қонунларга ўтади, деб кўрсатади.

Берилган масса ва энергия орасидаги 6- § да топилган (6.35) муносабат фотоннинг массасини аниқлашга имкон беради. Энергиянинг (6.35) классик ифодасини (7.1) квант ифодаси билан солиштириб,

$$m = \frac{h\nu}{c^2} \quad (7.2)$$

фотон массасини топамиз. Бу ифодадан фотоннинг массаси частота ўзгариши билан узлуксиз ўзгариши келиб чиқади. Шундай қилиб, биз гарчи ёруғлик дискрет зарралар — фотонлардан ташкил топган бўлса ҳам, бу зарраларнинг энергияси ва массаси узлуксиз ўзгаришни кўрамиз.

Ёруғликнинг нурланиши массанинг сарф бўлишига, яъни нурланувчи жисмдаги модда миқдорининг камайишига олиб келади. Айниқса Қуёшда массанинг ҳаддан ташқари камайиши юз беради.

Электромагнит тўлқинларнинг импульсга эга бўлиши, бу импульс барча фотонлар импульсининг йиғиндисидан иборат бўлиши лозим, деган фикрга олиб келади. 1 см<sup>2</sup> сиртдан 1 сек вақт давомида оқиб ўтувчи энергия оқимини кўриб ўтайлик. Бу энергия оқими Умов—Пойнтинг вектори билан аниқланади ва абсолют қиймати бўйича  $|\vec{S}|$  га тенг. Унинг ўзи билан олиб ўтган импульси  $\vec{S}$  орқали  $\frac{\vec{S}}{c}$  шаклида аниқланади. Агар битта фотоннинг импульси  $\vec{p}_\phi$  га тенг бўлса, у ҳолда 1 сек давомида 1 см<sup>2</sup> сиртдан оқиб ўтган импульс  $N\vec{p}_\phi$  га тенг бўлади; бу ерда  $N$  — ёруғлик келиб тушаётган 1 см<sup>2</sup> сиртдан 1 сек давомида ўтган фотонлар сони. Электромагнит майдон импульсининг классик ва квант ифодаларини тенглаштириб,

$$\frac{\vec{S}}{c} = N\vec{p}_\phi \quad (7.3)$$

га эга бўламиз. Энергия оқимига ҳам шу усулни қўллаб,

$$\vec{S} = NW\vec{S}_1 = Nh\nu\vec{S}_1 \quad (7.4)$$

ни оламиз. Бу ерда  $\vec{S}_1$  — тўлқин тарқалиш йўналишидаги бирлик вектор.  $\vec{S}$  нинг (7.4) ифодасини (7.3) га қўйиб,

$$\vec{p}_\phi = \frac{h\nu}{c}\vec{S}_1 = \hbar\vec{k} \quad (7.5)$$

га эга бўламиз. Бу ерда

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}, \quad \vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}\vec{S}_1, \quad \vec{k} \parallel \vec{S}_1$$



Фотоннинг импульси абсолют қиймат жиҳатидан унинг энергиясининг ёруғлик тезлигига бўлинганига тенг; импульснинг йўналиши билан ёруғликнинг тарқалиш йўналиши мос тушади.

Фотоннинг импульс моментини топиш учун (6.44) классик формулани қўлаймиз. Квант назарияси  $L$  учун

$$\vec{L} = N\vec{l}_\phi \quad (7.6)$$

ифодани ёзишга имкон беради. Бу ерда  $l_\phi$  — битта фотоннинг импульс momenti.  $\vec{L}$  нинг (6.44) классик ифодасини (7.6) квант ифодаси билан солиштириб

$$\vec{L} = N\vec{l}_\phi = \frac{cU}{\omega} \vec{\omega}_1 = \frac{\vec{S}}{\omega} \quad (7.7)$$

га эга бўламиз.  $\vec{S} = Nh\nu\vec{S}_1$  алмаштиришдан сўнг

$$\vec{l}_\phi = \hbar\vec{S}_1 \quad (7.8)$$

ифодани ҳосил қиламиз.  $\vec{S}_1 \parallel \vec{k}_1$  бўлганлиги учун

$$\vec{l}_\phi = \hbar\vec{k}_1 \quad (7.8')$$

бўлади. Ҳозирги замон физикасида элементар зарралар импульсининг momenti алоҳида ном, яъни *спин* номини олди.

(7.1), (7.2) ва (7.5) формулалардан фотоннинг энергияси, массаси ва импульси ўзларида ёруғликнинг ҳам тўлқин, ҳам корпускуляр характеристикаларини мужассамлаштиради деган фикр келиб чиқади; ёруғлик тебранишларининг частотаси соф тўлқин характеристика ҳисобланади. Фотон спинининг ифодасида частота иштирок этмайди. Демак, фотоннинг спини — типик корпускуляр характеристика.

(7.8') формула ёруғлик табиатини тушунишда фундаментал аҳамиятга эга. У спектрнинг исталган соҳасига тегишли фотонлар айнан бир ҳаракат миқдори моментига эга бўлишини кўрсатади. Демак, айтиш мумкинки, фотоннинг спини — типик корпускуляр табиатини характерлайди.

Шундай қилиб, яқун ясаб, шуни айтиш мумкинки, фотон ёруғликнинг элементар зарраси сифатида энергияга, массага, импульсга, импульс моментига эга. Ҳозирги замон маълумотларига кўра фотонлар электр зарядга, магнит моментга, электр дипол моментига эга эмас. Фотоннинг вакуумда яшаш вақти чексиздир. Бу эса фотоннинг турғун зарра эканлигини ва ўз-ўзидан емирилмаслигини кўрсатади.

2- жадвалда фотоннинг асосий характеристикалари келтирилган.

Масса	Импульс	Энергия	Спин (ҳаракат микродори моменти)	Электр заряд	Электр дипол момент	Магнит момент	Яшаш вақти	Вакуумдаги тезлиги
$m_\phi = \frac{h\nu}{c^2}$	$p_\phi = \frac{h\nu}{c}$	$W = h\nu$	$l_\phi = \frac{h}{2\pi}$	$e_\phi = 0$	$\mu_{e\phi} = 0$	$\mu_\phi = 0$	$\tau_\phi = \infty$	$c = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{сек}}$

Бу жадвалдан фан ҳозирги вақтда фотоннинг элементар зарралигини кўрсатувчи кўпгина маълумотларга эга эканлиги яққол кўриниб турибди.

Майдоннинг ҳозирги замон квант назарияси узлуксиз субстанция ҳисобланган барча майдонларни у ёки бу зарралар, яъни *квантлар* майдони сифатида қарайди. Шундай қилиб, физикавий майдонни узлуклилиқ ва узлуксизлиқнинг бирлиги деб қаровчи диалектик тасаввур майдон квант назариясининг фундаментал қонуни ҳисобланади.

### 8-§. Ёруғликнинг майдон ва корпускуляр хоссалари орасидаги боғланиш

Ҳозирги замон тўлқин назариясини ифодаловчи ёруғликнинг электромагнит назарияси ёруғликни амплитуда, частота, тўлқин узунлиги ва ҳ. к. каби асосий тўлқин характеристикалар ёрдамида тавсифлайди. Квант назарияси уларни фотонлар сони, фотоннинг энергияси ва ҳ. к. лар билан алмаштиради. Агар

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega \left( t - \frac{x}{v} \right) \quad (8.1)$$

электромагнит тўлқин тарқалаётган бўлса, у ҳолда (6.2) формулага асосан бу  $V$  ҳажмдаги (бу ҳажмни параллелепипед шаклида деб фарз қиламиз) тўлқинга тегишли энергия қуйидаги

$$W = \frac{\epsilon E_0^2}{4\pi} \int_0^{x_0} \int_0^{y_0} \int_0^{z_0} \sin^2 \omega \left( t - \frac{x}{v} \right) dx dy dz \quad (8.2)$$

кўринишда ёзилади. Бу ерда  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $z_0$  — параллелепипеднинг ўлчамлари.

Ҳисоблашлар ўтказиб,  $W$  учун

$$W = \frac{\epsilon E_0^2}{8\pi} V + \frac{\epsilon E_0^2 y_0 z_0 v_0}{8\pi \omega} \sin \frac{\omega x_0}{v} \cos 2\omega \left( t - \frac{x_0}{2v} \right) \quad (8.3)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Электромагнит энергиянинг вақт бўйича ўртача қиймати

$$\bar{W} = \frac{\epsilon E_0^2 V}{8\pi} \quad (8.4)$$

га тенг. Квант назариясига асосан бу энергия  $V$  ҳажмдаги фотонларнинг  $N_V$  ўртача сони орқали ифодаланиши мумкин:

$$\bar{W} = N_V \hbar \omega. \quad (8.5)$$

(8.4) ва (8.5) ифодаларни солиштириб

$$E_0 = \sqrt{\frac{8\pi\hbar\omega}{\epsilon V}} \sqrt{N_V} \quad (8.6)$$

ни ҳосил қиламиз.  $\frac{N_V}{V} = N$  — бирлик ҳажмдаги фотонлар сони.  $E_0$ нинг ўрнига майдон кучланганлигининг  $E^0 = \frac{E_0}{\sqrt{2}}$  эффектив қийматини олиб, ҳодисани вакуумда ( $\epsilon = 1$ ) кузатамиз.  $U$  вақтда кучланганликнинг  $E^0$  эффектив қиймати учун

$$E^0 = \sqrt{4\pi\hbar\omega N} \quad (8.7)$$

ифодага эга бўламиз. (8.6) ифода майдон характеристикалари (тебранишлар амплитудаси ва циклик частотаси) билан корпускуляр характеристика (бирлик ҳажмдаги фотонлар сони) орасидаги боғланишни кўрсатади. Демак, бу ерда ёруғлик тўлқинининг электрик майдон кучланганлиги амплитудасини квантлаш амалга оширилган. (8.1) тўлқиннинг ўзи квантланган амплитуда (вакуум учун) орқали қуйидаги

$$\vec{E} = \vec{E}_1 \sqrt{8\pi\hbar\omega} \sqrt{N} \sin\omega\left(t - \frac{x}{c}\right) \quad (8.8)$$

кўринишда ёзилади. Бу ерда  $\vec{E}_1$  — майдон кучланганлиги  $\vec{E}$  нинг бирлик вектори. Бундан электромагнит майдон амплитудаси фотонлар сони ортганда ёки камайганда сакраб ўзгаради, деган хулоса келиб чиқади.

Агар электромагнит майдон кўп сондаги турли монохроматик тўлқинлардан ташкил топган бўлса, уни

$$\vec{E} = \vec{E}_1 \sum_m \sqrt{8\pi\hbar\omega_m} \sqrt{N_m} \sin\omega_m\left(t - \frac{x}{c} + \varphi_m\right) \quad (8.9)$$

йиғинди кўринишида тасвирлаш мумкин. Бу ерда  $\omega_m$ ,  $\varphi_m$ ,  $N_m$  — мос равишда  $m$ -монохроматик тўлқин учун циклик частота, бошланғич фаза ва бирлик ҳажмдаги фотонлар сони. Ҳар бири ўзининг  $\vec{n}_m$  тарқалиш йўналишига эга бўлган ясси монохроматик тўлқинлар тўплами учун (бу ерда  $\vec{n}_m$  —  $m$ -ясси тўлқин еиртига ўтказилган нормалнинг бирлик вектори) электромагнит майдон энергияси қуйидаги

$$\vec{E} = \sum_m \vec{E}_{1m} \sqrt{8\pi\hbar\omega_m N_m} \sin\omega_m\left\{t - \frac{(\vec{n}_m \vec{r})}{c} + \varphi_m\right\} \quad (8.10)$$

умумий кўринишга эга бўлади. Бу ерда  $\vec{E}_{1m}$  —  $m$ - ёруғлик тўлқини электр майдон кучланлигининг бирлик вектори;  $\vec{r}$  — координата бошидан кузатиш нуқтасига ўтказилган радиус-вектор;  $(n_m \vec{r})$  кўпайтма эса  $n_m$  ва  $\vec{r}$  векторларнинг скаляр кўпайтмасидир. Узлуксиз частоталар спектри учун (8.10) формуладаги сумма белгиси  $\omega$  ўзгарувчи бўйича интеграл билан алмаштирилиши лозим.

Квант электродинамикаси электромагнит майдон амплитудаларини фотонлар сонига боғлиқ бўлган квантомеханикавий функцияга таъсир қилувчи операторлар сифатида ифодалайди. Бу операторларни қўллаш натижасида фотонлар сонига боғлиқ функциянинг ошкор кўринишини топишга ҳамда нурланиш, ютилиш, сочилиш ва бошқа қатор процессларни миқдорий ифодалаш учун зарур бўлган барча катталикларни топишга имкон берувчи квантомеханикавий дифференциал тенглама ҳосил бўлади. Майдон квант назариясидаги муҳим ҳолатлардан бири шуки, энергия ифодасида  $N_m$  фотонлар сони ўрнига  $N_m + \frac{1}{2}$  катталик киради. Шу туфайли бирлик ҳажмдаги энергия ифодаси

$$W = \sum_m \hbar \omega_m \left( N_m + \frac{1}{2} \right) \quad (8.11)$$

кўринишга келади. Демак, берилган ҳажмда реал фотонлар йўқ бўлган тақдирда, яъни барча  $N_m = 0$  бўлган ҳолда ҳам электромагнит майдон нолга тенг бўлмайди. Бу вақтда унинг энергияси

$$W_0 = \sum_m \frac{\hbar \omega_m}{2} \quad (8.12)$$

га тенг бўлади.

Бу энергия *электромагнит (фотонли) вакуумнинг нолинчи энергияси* деб аталади. Берилган  $V$  ҳажм ва  $\Delta\omega$  спектрал интервал учун  $m$  қийматлар сонини ҳисоблаб, ушбу шароит учун  $\Delta W_0$  ни топиш мумкин. Электромагнит майдон импульсини (7.5) формулага асосан

$$\vec{G} = \sum_m \hbar \vec{k}_m N_m \quad (8.13)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бу ерда  $\vec{k}_m = \frac{2\pi}{\lambda_m} \vec{n}_m$  —  $m$ - электромагнит тўлқиннинг тўлқин вектори. *Электромагнит вакуумнинг нолинчи импульси нолга тенг*. Ниҳоят, ҳаракат миқдори моменти:

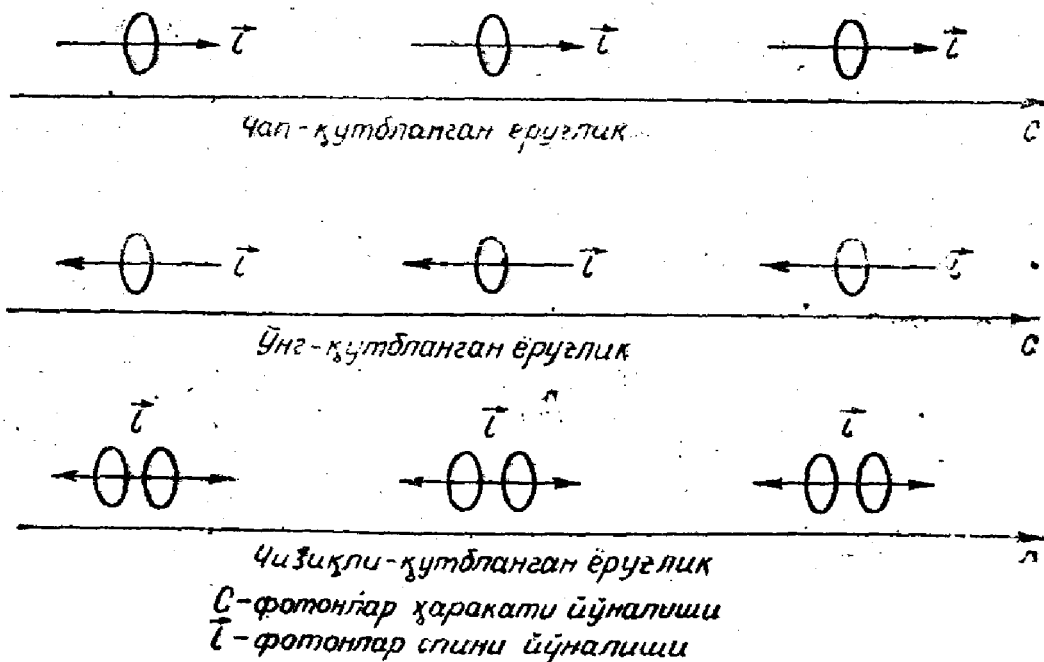
$$\vec{L} = \sum_m \hbar k_{1,m} \left\{ N_{m,1} - N_{m,-1} \right\}, \quad (8.14)$$

бу ерда  $\vec{k}_{1,m}$  — бирлик тўлқин вектори;  $N_{m,1}$  — спини  $\vec{l}_{m,1} = \hbar \vec{n}_m$  бўлган фотонлар сони;  $N_{m,-1}$  — спини  $\vec{l}_{m,-1} = -\hbar \vec{n}_m$  бўлган фо-

тонлар сони. *Электромагнит вакуумнинг нолинчи моменти нолга тенг.*

Юқорида келтирилган натижалар, ёруғликнинг ҳам тўлқин, ҳам корпускуляр хоссаларини бирлаштирувчи ягона бир назарияни яратиш электромагнит майдон физикасининг фундаментал проблемаси эканлигини кўрсатди. Бунга тегишли кўпгина масалалар квант электродинамикасида ҳал қилинган. Лекин бу назария ҳали тугал шакл олгани йўқ, чунки миқдорий муносабатларда ҳар хил қийматга эга бўлган катталиклар борлиги туфайли қатор қийинчиликлар мавжуд.

Ниҳояда элементар ёруғлик процессларини тушунишда муҳим аҳамиятга эга бўлган қутбланиш ҳодисалари устида тўхтаб ўтамиз. Ёруғликнинг классик назариясида ёруғлик тўлқинининг қутбланган ҳолати электр ва магнит майдон кучланганлик векторларининг хатти-ҳаракатига қараб аниқланади. Квант назарияси эса буни бошқача талқин қилади. У ёруғликнинг қутбланишини тушунтиришда фотонлар спинининг ориентациясини асос қилиб олади. Агар фотоннинг спини ёруғлик тарқалиши бўйлаб, яъни фотоннинг ҳаракати томонга йўналган бўлса, у ҳолда бу ёруғликнинг чап доира бўйлаб (ва аксинча) бўладиган қутбланишига мос келади (17-расмга қ.). Чизиқли қутбланиш шундай бир ҳолга тўғри келадики, унда фотоннинг спини тенг эҳтимоллик билан гоҳ параллел, гоҳ антипараллел ҳолатда бўлади. Эллиптик қутбланишда фотон спинининг параллел ва антипараллел ориентацияси тенг эҳтимолликка эга эмас. Қутбланмаган ёруғлик спин ориентацияси эҳтимоллигининг хаотик тақсимланиши билан характерланади. Қутбланиш ҳолатининг фотон спини асосида бошқача интерпретациялари ҳам мавжуд.



17-расм.

## 9-§. Фотонли вакуум

Бундан аввалги параграфда биз шуни аниқладикки, электромагнит тўлқинлар нурловчи ҳеч қандай объектлар бўлмаган фазода ҳам электромагнит майдон мавжуд бўлиб, унга (8.12) формула билан аниқланадиган нолинчи энергия мос келади. Бу электромагнит майдон *фотонли вакуум* номини олди, чунки унга  $\frac{h\omega_m}{2}$  энергияли пайдо бўлиб ва йўқолиб турувчи фотонлар тегишли бўлиб, улар атроф фазода тарқалмайди ва бу фазода материянинг бошқа бирон-бир зарраси бор ёки йўқлигидан қатъи назар мавжуд бўлади. Шунинг учун уларга «виртуаль фотонлар» деб ном берилди. Виртуаль фотонларнинг пайдо бўлиши ва йўқ бўлиши шундай хулосага олиб келади: *бутун олам алоҳида бир материя билан тўлдирилганки, ундан виртуаль фотонлар ҳосил бўлади.* Виртуаль фотонларнинг пайдо бўлиш ҳодисасини қуйидагича талқин этиш мумкин. Фотонли вакуум нолинчи энергия сатҳига эга бўлган уйғонган ҳолатда бўлади, яъни фотонли вакуумнинг нолинчи тебранишларини биз тегишли тебраниш частоталарига эга бўлган радиацион осциллятор нолинчи уйғониш сатҳида турибди деб қараймиз. Бундай тушуниш одатдаги электромагнит майдонни ёки бошқача айтганда, реал фотонларнинг мавжудлигини аниқ талқин қилишга олиб келади. *Берилган ҳажмда  $\omega_n$  частотали фотоннинг пайдо бўлиши бу нуқтаи назардан фотонли вакуумда  $\omega_n$  тебраниш частотали радиацион осцилляторнинг  $N_m = 1$  квант сонли энергетик сатҳга ўтишини (уйғонишини) билдиради. Фотонларнинг кейинги кўпайиши радиацион осцилляторнинг  $N_m = 2, N_m = 3$  ва ҳ. к. энергетик сатҳларда уйғонишга мос келади.* Лекин, агар энергетик сатҳлар кўп мавжуд бўлса, у ҳолда уларнинг орасида зарраларнинг нурланиш ва ютилиши билан боғлиқ бўлган ўтишлар ҳам мавжуд бўлиши мумкин. Бу ҳолда электромагнит майдонда энергия фотонли вакуумнинг уйғонган ҳолати шаклида ва локаллашган зарралар — фотонларнинг энергияси шаклида мужассамланган бўла олади, деб фарз қилиш мумкин.

Электромагнит майдоннинг квант структурасидан фотонлар сон кўпайтирилганда ёки камайтирилганда майдоннинг энергияси ва бошқа характеристикалари сакраш йўли билан ўзгариши керак, деган хулоса чиқади. Аммо бу, майдон кучланганлигини узлуксиз ўзгартириш мумкин эмас, деган фикрни англамайди. (8.6) формуладан кўринадики, ҳажмни ўзгартира бориб, биз майдон кучланганлигини узлуксиз ўзгартиришимиз мумкин. Демак, энергия зичлиги ва майдоннинг бошқа характеристикалари узлуксиз ҳолда ўзгаради.

## ЁРУҒЛИК ЎЛЧАШЛАРИ (ФОТОМЕТРИЯ)

## 10- §. Кўз нурланишни қабул қилгич сифатида. Энергетик ва ёруғлик катталиклари ва бирликлари

Ёруғликнинг энг асосий хоссаларидан бири — унинг кўзга таъсир қилиб, кўриш сезгисини уйғотиш қобилиятидир, инсон кўзи орқали ташқӣ дунё ҳақида бошқа сезги органларига нисбатан максимал маълумот олади. Умуман инсон кўзи нурланишнинг 0,38 дан 0,76 мкм (3800—7600 Å) гача бўлган спектр соҳасини сезиш қобилиятига эга. Спектрнинг турли соҳаларини сезиш ғоят ҳар хил. Кўз 0,555 мкм тўлқин узунликли яшил нурларга нисбатан энг катта сезгирликка эга.

Кўзга кўринадиган спектрнинг бинафша ва қизил чегараларига яқинлашган сари кўзнинг сезгирлиги камайиб боради ва кўз 0,38—0,77 мкм чегарадан ташқарида ётган электромагнит тўлқинларни амалда сезмайди.

Айтилганлардан, ёруғликни сезиш ва кўзга тушаётган электромагнит нурланиш қуввати орасида тўғри энергетик боғланиш йўқ эканлиги келиб чиқади. Шунинг учун ҳам кўз билан сезиш интенсивлигини электромагнит тўлқинлар интенсивлигини характерловчи терминларда, яъни энергия, қувват ва ҳ. к. ларда ҳамда уларга тегишли бирликларда ифодалаш мумкин эмас.

Шу муносабат билан махсус ёруғлик катталиклари ва бирликларй киритилган. Уларда электромагнит тўлқинлар оқимининг қуввати кўриш сезгиси интенсивлиги бўйича баҳоланади. Кўриш сезгисини характерловчи асосий ёруғлик катталиги *ёруғлик оқими* ҳисобланади. У монохроматик ясси тўлқинлар (параллел нурлар дастаси) учун (6.13) формула билан аниқланадиган, сферик тўлқинлар (нуқтавий манба) учун эса (6.17) формула билан аниқланадиган энергетик оқим ёки бошқача айтганда, нурланиш оқими билан боғлиқ.

Бошқа энергетик катталикларга энергетик *ёритилганлик* ((6.18) формула), энергетик *ёруғлик кучи* ((6.20) формула), энергетик *равшанлик*, энергетик *ёритувчанлик* киради. (6.13) ва (6.17) формулалар монохроматик энергетик оқимни ифодалайди. Агар (6.13) ва (6.17) формулаларда  $P$  ни  $dP_\lambda$  га алмаштирадик, у ҳолда монохроматик энергетик оқим (нурланиш оқими) учун

$$dP_\lambda = P(\lambda) d\lambda \quad (10.1)$$

ифодани ёзиш мумкин. Бу ерда  $P(\lambda)$  — энергетик оқимнинг спектр бўйича тақеимотини берувчи функция;  $dP_\lambda$  спектрнинг  $d\lambda$  интервалига тўғри келган монохроматик энергетик оқим. У вақтда спектр-

нинг  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  орасида ётган соҳасига тўғри келган интеграл энергетик оқим (уни ҳам  $P$  билан белгилаймиз) қуйидаги

$$P = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda) d\lambda \quad (10.2)$$

интеграл билан аниқланади. Энергетик оқим ватт ( $вт$ ) ларда ўлчанади. Келгусида  $P(\lambda)$  ни биз  $P_\lambda$  билан белгилаймиз.

Бирор сиртга тушаётган энергетик оқимнинг бирлик сиртга нисбати билан ўлчанадиган катталиқ *энергетик ёритилганлик* деб аталади. Энергетик ёритилганлик миқдор жиҳатдан

$$E_\Sigma = \frac{dP}{d\Sigma} \quad (10.3)$$

формула билан ифодаланади. Бу ерда  $dP$ —  $d\Sigma$  юзга келиб тушаётган энергетик оқим. Агар  $\Sigma$  сирт  $P$  нурланиш оқими билан бир текис нурлантирилса, у ҳолда

$$E_\Sigma = \frac{P}{\Sigma} \quad (10.4)$$

га тенг бўлади. Энергетик ёритилганликнинг ўлчов бирлиги сифатида  $1 \text{ вт}/\text{м}^2$  ёки  $1 \text{ эрг}/(\text{сек} \cdot \text{см}^2)$  ишлатилади.

Агар нурланиш манбаининг ўлчамлари ёритилаётган буюмгача бўлган масофадан кичик бўлса, нурланиш оқимини *оқимнинг бурчак зичлиги*, яъни фазовий бурчак ичида тарқалаётган нурланиш оқимининг шу фазовий бурчак катталигига бўлган нисбати билан характерлаш қулай. Бу катталиқ *энергетик ёруғлик кучи* деб аталади ва

$$I_\Omega = \frac{dP}{d\Omega} \quad (10.5)$$

формула билан ифодаланади. Бу ерда  $dP$  — фазовий бурчак  $d\Omega$  ичида тарқалаётган нурланиш оқими.

$P$  нурланиш оқими  $\Omega$  фазовий бурчак бўйича бир текис тақсимланган ҳолда энергетик ёруғлик кучи

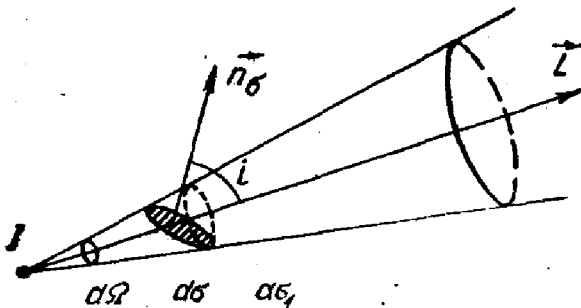
$$I_\Omega = \frac{P}{\Omega} \quad (10.6)$$

кўринишда ифодаланади. Энергетик ёруғлик кучини  $1 \text{ вт}/\text{стер}$  бирликларда ўлчанади.

Нурланиш манбаининг галдаги характеристикаси — *энергетик равшанлик*. У нурланиш манбаининг бирлик юзидан нормал тарқалаётган энергетик ёруғлик кучини ёки манба сиртининг нурланиш оқимининг тарқалиш йўналишига нормал бўлган текисликка ўтказилган проекциясининг бирлик юзидан тарқалаётган ёруғлик кучини билдиради. Демак,  $B_\Sigma$  энергетик равшанлик

$$B_\Sigma = \frac{dI_\Omega}{d\sigma_n} = \frac{d^2P}{d\Omega d\sigma_n} \quad (10.7)$$





18- расм.

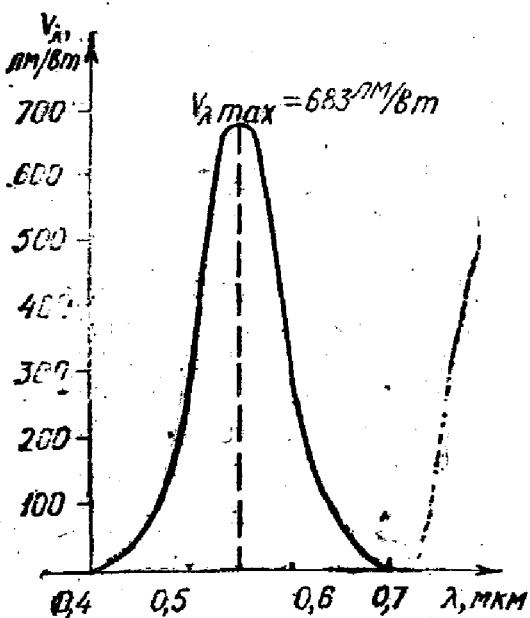
муносабат орқали ифодаланади. Бу ерда  $d\sigma_n = d\sigma \cos(\vec{n}_\sigma \vec{L})$ ;  $d\sigma$  — нурланиш майдонининг сирт элементи;  $\vec{n}_\sigma$  — сирт элементи  $d\sigma$  га ўтказилган нормаль;  $\vec{L}$  —  $d\Omega$  фазовий бурчак ўқининг йўналиши (18-расмга қ.). Энергетик равшанлик  $вт/(м^2 \cdot стер)$  да ўлчанади. Назарияда ва амалда

энергетик ёритувчанлик деб аталувчи

$$R_s = \frac{dP}{d\sigma} \quad (10.8)$$

катталиқ кенг қўлланилади. У нурланувчи сиртнинг бирлик юзидан барча йўналиш бўйлаб тарқалаётган нурланишнинг тўла оқимини аниқлайди. (10.8) формулада  $R_s$  — энергетик ёритувчанлик,  $dP$  — нурлагич сиртининг  $d\sigma$  юзидан нурланаётган ёруғлик оқими. Энергетик ёритувчанлик бирлиги қилиб  $1 вт/м^2$  қабул қилинган.

Кўзнинг ёруғликни қабул қилиш интенсивлиги билан энергетик оқим қуввати орасидаги боғланишни аниқлаш учун кўзнинг нурланишни қабул қилгич сифатидаги хусусиятларини билиш, яъни унинг нурланишининг кўринувчанлиги деб аталувчи спектрал сезгирлигини аниқлаш лозим. Кўринувчанлик функция бўлиб,  $1 вт$  энергетик оқим ҳосил қилувчи ёруғлик оқимининг тўлқин узунлигига боғлиқлигини аниқлайди. У  $V_\lambda$  символ билан белгиланади ва  $лм/вт$  да ўлчанади. (люмен(лм) — ёруғлик оқимининг бирлиги.) Кўринувчанлик функцияси тажриба йўли билан жуда катта статистика асосида топилади. Демак,



19- расм.

у бирор ўртача инсон кўзини характерлайди. Махсус ёруғлик эталонлари ёрдамида асосий ёруғлик бирликларидан бири — люмен аниқланади.  $V_\lambda$  кўринувчанлик функцияси  $0,555 мкм$  тўлқин узунлигида максимумга эга ва спектрнинг шу қисми учун  $V_{\lambda \max} = 683 лм/вт$  га тенг. Бу катталиқ баъзида нурланиш қувватининг ёруғлик эквиваленти деб ҳам номланади, унга тескари бўлган катталиқ эса  $0,00146 вт/лм$  га тенг бўлиб, ёруғликнинг механикавий эквиваленти деб аталади. Спектрнинг бошқа қисмларида  $V_\lambda$  борган сари камайиб,  $0,38$  ва  $0,77 мкм$  га тенг тўлқин узунликларида ҳолга тенг

бўлиб қолади. 19-расмда  $V_\lambda$  функциянинг кўриниши, 20-расмда эса  $K_\lambda$  нисбий кўринувчанлик функцияси, яъни

$$K_\lambda = \frac{V_\lambda}{V_{\lambda_{\max}}} \quad (10.9)$$

нинг кўриниши тасвирланган ( $V_{\lambda_{\max}}$  — кўринувчанлик функциясининг  $\lambda = 0,555$  мкм га тўғри келган қиймати).

$F$  ёруғлик оқими кўринувчанлик функцияси ви энергетик оқим орқали қуйидаги

$$F = V_{\lambda_{\max}} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P_\lambda K_\lambda d\lambda \quad (10.10)$$

формула билан аниқланади. Бу ерда  $P_\lambda = P(\lambda)$ ,  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  — кўзга кўринадиган спектр чегаралари. Шундай қилиб, ёруғлик оқими деб аталувчи фотометрик катталиқ кўриш сезгиси орқали баҳоланадиган ёруғлик нурланишининг қуввати сифатида аниқланиши мумкин.

Ёруғлик техникасида ва фотометрияда гарчи асосий катталиқ сифатида (10.10) формула билан аниқланадиган ёруғлик оқими олинса-да, асосий ёруғлик бирлиги қилиб ёруғлик кучининг бирлиги—шам қабул қилинган. Люмен бу бирлик ёрдамида нуқтавий манбанинг 1 стерадиан фазовий бурчак ичида (бу бурчак ичида нурланиш майдони бир текис, деб ҳисобланади) 1 шам ёруғлик кучи ҳосил қила оладиган ёруғлик оқими сифатида аниқланади.

Барча ёруғлик катталиқлари энергетик катталиқларга ўхшаб аниқланади.

а) Ёруғлик кучи  $I$ :

$$I = \frac{dF}{d\Omega} \quad (10.11)$$

Ёруғлик оқими бир текис тарқалган ҳолда

$$I = \frac{F}{\Omega} \quad (10.11')$$

бўлади.

• Ёруғлик кучининг бирлиги шам — қуйидагича таърифланади: Шам шундай ёруғлик кучи, унда ичи ҳавол нурлагичнинг платинанинг қотиш температурасидаги равшанлиги ҳар бир квадрат сантиметр юзга 60 шам бўлади.

Ёруғлик оқимининг бирлиги — люмен: 1 лм = 1 шм · 1 стер.

б) Равшанлик

$$B = \frac{dI}{d\sigma_n} = \frac{d^2F}{d\Omega d\sigma \cos(\vec{n}_\sigma, \vec{L})} \quad (10.12)$$

бу ерда  $d\sigma$  — нурланаётган юз.

Равшанлик бирлиги нит:  $1 \text{ нт} = 1 \text{ ш/м}^2$ .

в) Ёритилганлик

$$E = \frac{dF}{d\Sigma} \quad (10.13)$$

ёки ёруғлик оқими бир текис тарқалган ҳолда

$$E = \frac{F}{\Sigma}, \quad (10.14)$$

бу ерда  $d\Sigma$  ва  $\Sigma$  — ёритилаётган сирт.

Ёритилганлик бирлиги — люкс:  $1 \text{ лк} = 1 \text{ лм/м}^2$ .

г) Ёритувчанлик

$$R = \frac{dF}{d\sigma}, \quad (10.15)$$

ёритувчанлик бир текис бўлганда

$$R = \frac{F}{\sigma}. \quad (10.15')$$

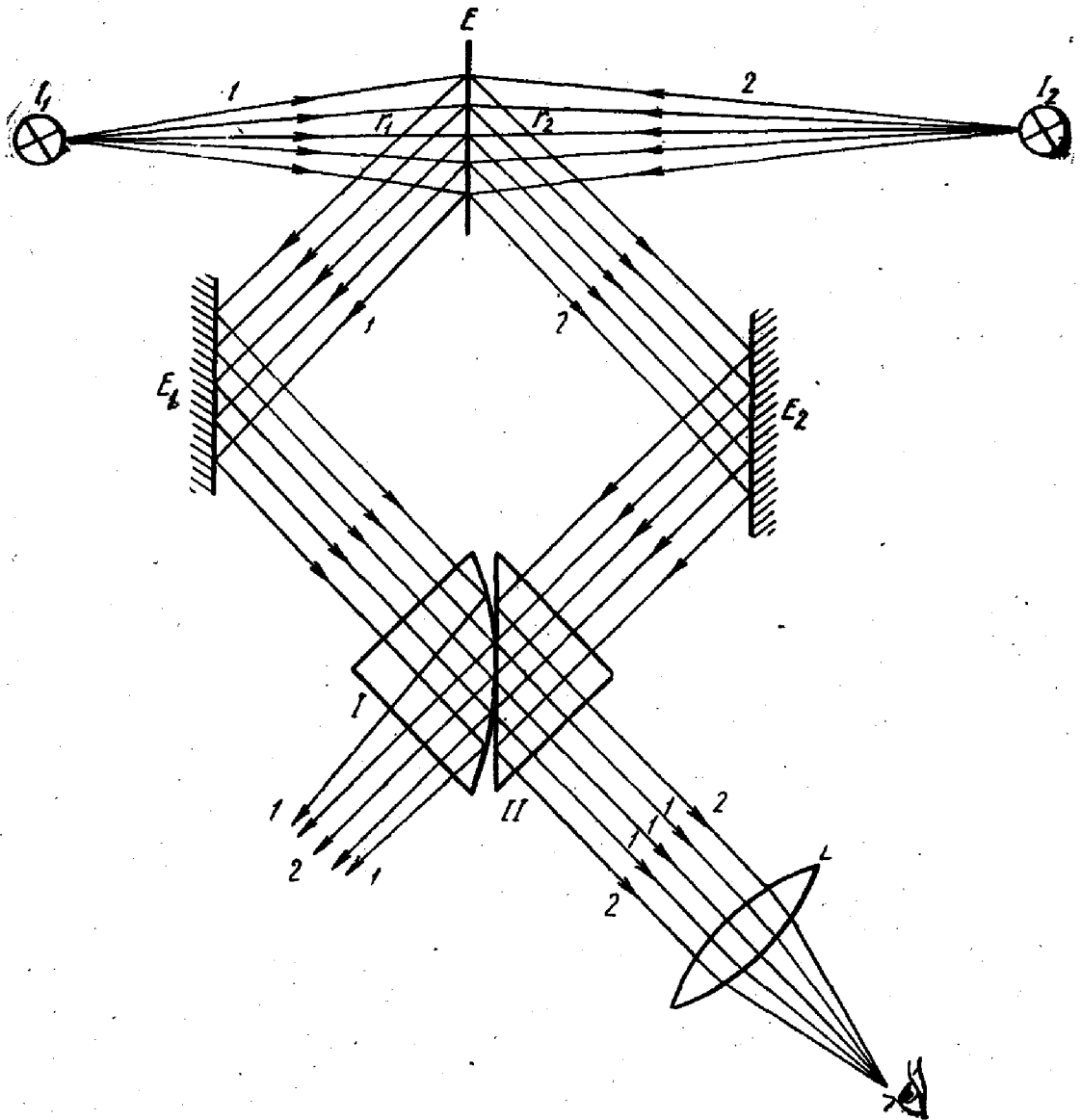
Ёритувчанлик бирлиги  $1 \text{ лм/м}^2$ .

Шуни таъкидлаб ўтиш керакки, ёруғлик бирликларини тажрибада аниқлаш ва уни такрорлаш мураккаб иш бўлиб, диққат билан ишлашни талаб қилади. Миқдорий ёруғлик ўлчашлари, айниқса, спектрнинг турли соҳаларидаги ўлчашлар ҳозирга қадар ишланиб келинмоқда ва мукамаллаштирилмоқда.

## 11- §. Ёруғлик катталикларини ўлчаш методлари ва асбоблари — фотометрия

Ёруғлик катталикларини ўлчаш учун *фотометрлар* деб аталувчи махсус оптикавий асбоблар қўлланилади, экспериментал оптиканинг шундай ўлчашлар билан шуғулланадиган бўлими эса *фотометрия* деб аталади. Фотометрлар *субъектив* (ёки *визуаль*) ва *объектив* деб аталувчи икки классга бўлинади. Буларнинг биринчисиданурланиш қабул қилгичи одам кўзи ҳисобланса, иккинчисиданурланиш қабул қилгичи бўлиб ёруғликка сезгир бўлган электр асбоби — фотоэлемент хизмат қилади. Объектив фотометрияда фотоэлементлар билан бир қаторда фотоқўпайтиргичлар, термоэлементлар ва балометрлардан самарали фойдаланиш мумкин. Оқ ёруғлик ва монохроматик ёруғлик ўлчашлари фотометриядан фарқ қилади. Монохроматик ёруғликда ўлчаш учун қўлланиладиган асбоблар *спектрофотометрлар* деб аталади.

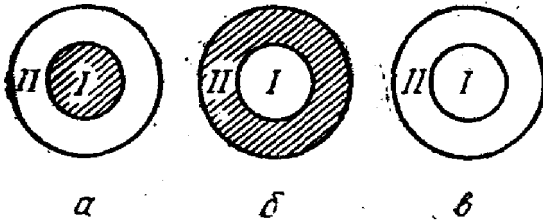
Оқ ёруғликда ўлчаш ўтказиш учун қўлланиладиган визуаль фотометрлардан энг кўп тарқалгани ёруғлик ўлчагич головка ёки бошқача айтганда, Люммер — Бродхун фотометри ҳисобланади. Унинг оптикавий схемаси 21- расмда келтирилган.  $I_1$  эталон манбадан ва



21- расм.

$I_2$  ўлчанаётган манбадан келаётган ёруғлик  $E$  экраннинг ёруғликни тарқоқ сочувчи қатлам билан қопланган иккала томонига тушади (бу сиртлардан сочилиш барча кўринувчан спектр бўйича бир хил бўлиши керак).  $E$  экран сиртларидан қайтган ёруғлик  $E_1$  ва  $E_2$  кўзгуларга тушади ва улардан қайтиб Люммер кубчаси деб аталувчи махсус  $ЛБ$  призма томон йўналади. Бу призма иккита  $I$  ва  $II$  призмалардан ташкил топган.  $I$  призма асосининг четки қисмлари шлифовка қилинган, ўрталарига келганда эса иккала призма шундай силлиқланганки, уларни асослари жипслаштирилганда оптикавий контакт ҳосил бўлади, яъни бир бутун призмадек бўлиб кўринади. Бундай қурилма туфайли  $I_1$  манбадан келаётган ёруғлик нурлари оптикавий контакт ҳосил қилинган жойдан тўлиқ ўтиб,  $L_1$  линзага йўналади, ҳолбуки  $I$  призманинг шлифовка қилинган жойида эса ёруғлик тўлиқ ички қайтади ва қарама-қарши томонга ке-

тади.  $I_2$  манбадан келаётган нурлар Люммер кубчасига тушиб, оптикавий контакт бўлмаган жойидан қайтиб  $L$  линза томон йўналади, оптикавий контакт бўлган жойларга тушган нурлар эса кубчадан ҳеч қандай ўзгаришсиз ўтиб кетади. Бундай қурилма туфайли кўз Люммер кубчасидаги I ва II призмаларнинг тегиб турган жойларига аккомодацияланган бўлиб, бир вақтнинг ўзида иккита ёритилган кўриш майдонини кўради: улардан бири (ичкиси)  $I_1$  манба билан ёритилган, иккинчиси (ташқаридагиси) эса  $I_2$  манба билан ёритилган бўлади (22- расм).



22- расм.

Агар  $I_1$  манбадан келаётган ёруғлик I ва II призмаларнинг тегиб турган чегарасида  $I_2$  манбадан келаётган ёруғлик оқимига нисбатан кам ёритаётган бўлса, ички кўриш майдони четкисига нисбатан қоронғироқ бўлади (22- а расм). Ёритилганликлар аксинча муносабатда бўлса, 22- б расмда тасвирланган манзара ўринли бўлади. Ёритилганликлар тенг бўлганда 22- в расмда келтирилган манзара ҳосил бўлади.

Ўлчаш процесси қуйидагича. Ўлчагич головка (21- расм) ёруғликни ўлчашда ишлатиладиган оптикавий тагликка ўрнатилади. Головканинг икки томонига  $I_1$  эталон манба ва  $I_2$  ўлчанаётган манбалар ўрнатилади. Эталон манба ёруғлик ўлчагич головканинг  $E$  экранидан  $r_1$  масофада турган бўлсин. Люммер кубчасининг I ва II призмалари тегиб турган жойлардаги кўриш майдонига  $\Delta$  лупа орқали қараб, кўриш майдонларининг ёритилганликлари тенглашгунча оптикавий таглик бўйлаб қўзғалувчи рейтерга ўрнатилган  $I_2$  манбани экранга яқинлаштирилади ёки узоқлаштирилади.  $I_1$  манба ёритаётган  $E_1$  экраннинг ёритилганлиги

$$E = \frac{I_1}{r_1^2} \quad (11.1)$$

бўлади.

$I_2$  манба ёритаётган  $E'$  экраннинг ёритилганлиги эса мос равишда

$$E' = \frac{I_2}{r_2^2} \quad (11.2)$$

бўлади, бу ерда  $r_2$  —  $I_2$  манбанинг  $E'$  экрандан узоқлиги. Иккала томон ёритилганликлари тенг бўлгани учун:

$$\frac{I_1}{r_1^2} = \frac{I_2}{r_2^2} \quad (11.3)$$

Ҳосил бўлган тенгликдан иккинчи манбанинг ёруғлик кучи  $I_2$  ни аниқлаш мумкин:

$$I_2 = I_1 \left( \frac{r_2}{r_1} \right)^2 \quad (11.4)$$

Шундай қилиб, эталон манба ёрдамида манбанинг ёруғлик кучини ўлчаш учун иккала манбагача бўлган масофаларни ўлчаш етарли бўлади.

Объектив фотометрияда одам кўзи фотоэлемент билан алмаштирилади. Фотоэлементни ёруғлик ўлчаш скамейкасига жойлаштириб, уни навбат билан эталон ва ўлчанаётган лампалар билан ёритиб, фотоэлектрик ток бир хил бўлишига эришилади. Фотоэлементни эталон лампа билан ёритилганда ток  $i_1 = kF_1$  бўлади, ўлчанаётган лампа билан ёритилганда эса  $i_2 = kF_2$  бўлади. Буларда  $k$  — фотоэлемент сезгирлигини характерловчи коэффициент;  $F_1$  ва  $F_2$  лар мос равишда  $I_1$  ва  $I_2$  манбалардан тушаётган ёруғлик оқимлари. Бу катталиклар

$$F_1 = \frac{I_1}{r_1^2} S, \quad (11.5)$$

$$F_2 = \frac{I_2}{r_2^2} S \quad (11.6)$$

ифодалар орқали аниқланади. Бу формулаларда  $S$  — фотоэлемент катодининг ёритилган қисми юзи.  $i_1 = i_2$  бўлгани учун

$$\frac{I_1}{r_1^2} S = \frac{I_2}{r_2^2} S$$

бўлади. Бундан яна

$$I_2 = I_1 \left( \frac{r_2}{r_1} \right)^2.$$

ни ҳосил қиламиз. Фотоэлемент одам кўзи вазифасини ўтай олиши учун унинг спектрал сезгирлиги кўзининг спектрал сезгирлигига (нисбий кўринувчанлик эгри чизигига) мос келиши керак. Одатда ҳеч қайси фотокатод ўзининг спектрал сезгирлиги бўйича бу шартларни қаноатлантirmайди. Сезгирлик эгри чизигини маълум даражада коррекцияловчи махсус ёруғлик филтрлари билан жиҳозланган селенли фотоэлементлар ёрдамида жуда юқори спектрал сезгирликка эришиш мумкин.

Эталон лампалар бўйича даражаланган фотоэлементли объектив фотометрлар ёритилганликни ўлчаш учун энг қулай асбоблар ҳисобланади. Улар сезгир магнитоэлектрик гальванометрга уланган фотоэлементлардан иборат. Бундай асбоб билан исталган шароитда ёритилганликни қулай ва тез ўлчаш мумкин, чунки улар жуда ихчам ва енгил. Бу асбоблар *люксметрлар* деб аталади. Объектив люксметрлардан ташқари визуаль (субъектив) люксметрлар ҳам мавжуд. Монохроматик ёруғликдаги фотометрия учун ёруғлик ўлчагич қурилмаси ёруғликни спектрга ажратувчи спектрал асбоб билан бирга қўшиб ишланади. Ҳозирги вақтда фотоэлектрик спектрофотометрлар кенг қўлланилмоқда. Бу асбоблар одам кўзининг иштирокисиз ўлчашлар олиб боришга имкон беради. Спектрофотометрлар билан ишлаганда фотоэлемент ёки фотокўпайтиргичнинг спектрал

сезгирлигини одам кўзининг сезгирлик эгри чизиғига коррекциялашнинг зарурати бўлмайди. Эталон лампадаги интенсивликнинг спектрал тақсимотини ва нурланиш қабул қилгичнинг спектрал сезгирлигини билган ҳолда эталон ва ўлчанаётган манбалар таъсирида вужудга келган фототокларни ўлчаб манбаларнинг ёруғлик оқимини ҳисоблаб топиш қийин эмас.

Ёруғлик ўлчашларида энг муҳим элемент эталон манбадир. Эталон манбалар сифатида махсус чўғланма лампалар ишлатилади. Мамлакатимизда ишлаб чиқариладиган СИ-8-200У чўғланма лампаси шулар жумласидандир, бу ёзув қуйидагиларни англатади: «ёруғлик ўлчаш лампаси, чўғланиш кучланиши 8 в, истеъмол қуввати 200 вт, колба увиол шишасидан (ультрабинафша нурларини ўтказувчи шишадан) ясалган». Лампа толаси лента шаклида бўлади. Аниқ даражаланган ҳолда бу лампа спектрнинг фақат кўринадиган соҳаси учунгина эмас, балки спектрнинг ультрабинафша ва яқин инфрақизил соҳалари учун ҳам эталон манба бўлиб хизмат қилиши мумкин.

#### IV боб

### ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВА ДИФРАКЦИЯ

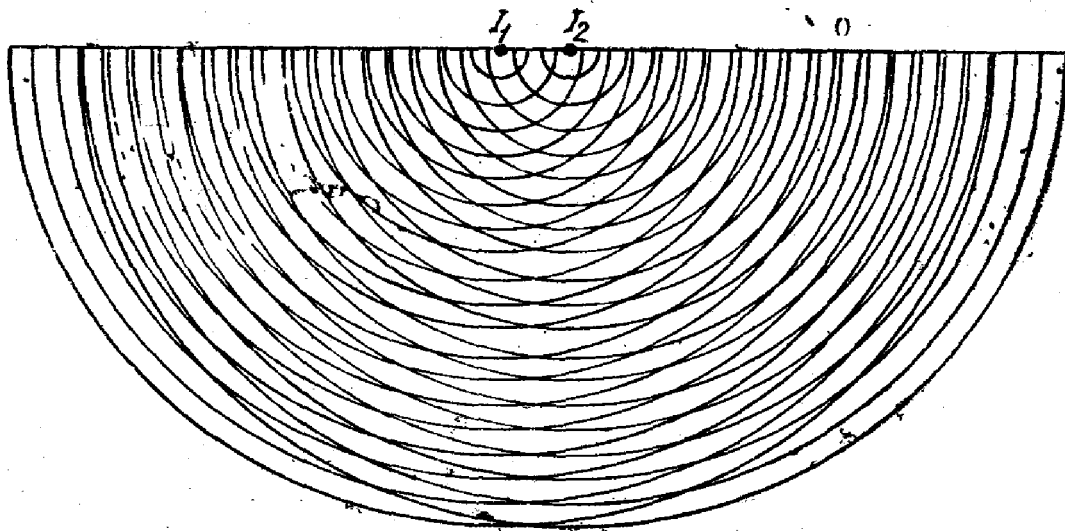
#### 12- §. Ёруғлик тўлқинларини қўшиш. Суперпозиция принципи. Интерференция. Когерентлик

Одатдаги шароитда турли нурланиш манбаларидан нурланаётган ва буюмлар сиртларидан қайтаётган ва сочилаётган чексиз кўп ёруғлик тўлқинлари фазода бир вақтда тарқалади. Тажрибадан биламизки, фазода тарқалаётган барча чексиз кўп нурланишлар ўз йўлларида жуда кўп марта учрашса ҳам бир-бирларининг фазода тарқалишларига халақит бермайдилар, чунки бизга кўринаётган буюмлар улар ҳақидаги информацияни кўзимизга ўз йўлида бошқа ёруғлик нурлари билан кўп марталаб учрашган ёруғлик нурлари келтираётган бўлишига қарамай, ҳеч қачон бузилиб, ноаниқ бўлиб кўринмайди. Ҳар бир ёруғлик процессининг мустақиллик характериға эга бўлишиға сабаб шуки, турли нурланишларнинг электр ва магнит майдонлари ёруғлик тарқалаётган муҳитға бу муҳитға бошқа электромагнит нурланишлари бор ёки йўқлиғиға боғлиқ бўлмаган ҳолда таъсир қилади. Бу ҳол яна шуни англатадики, турли электромагнит тўлқинлар вакуумда тарқалганда ҳам уларнинг электр ва магнит майдонларининг ўзаро йўналишлари, кучланганлик катталиғи ва бошқа характеристикалари ўзгармайди. Бу қонуният суперпозиция принципи деб аталган. *Суперпозиция принципи*

Ўринли бўлган барча ҳолларда фазода бир вақтда бир нечта электромагнит тўлқинлар мавжуд бўлганда уларнинг электр ва магнит майдонлари кучланганликлари алгебраик қўшилади.

Бу яна шуни англатадики, муҳитда ўтаётган ёруғлик тўлқинлари томонидан ҳосил қилинган диполь моментлари ташқи электр майдон кучланганлигига тўғри пропорционал, яъни муҳитнинг электр хоссалари чизиқли характерга эгадир.

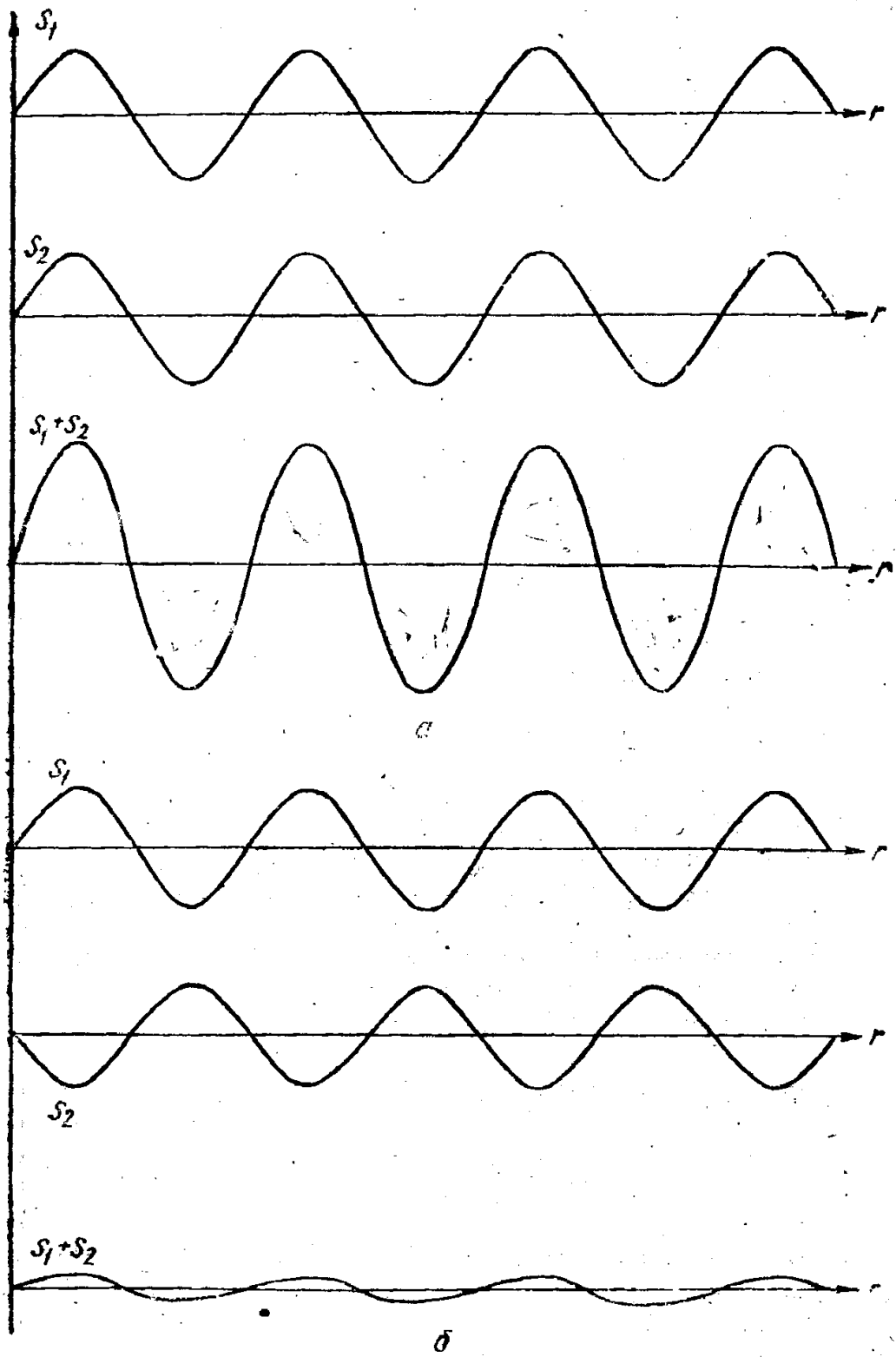
Ёруғлик нурланишларининг ўзаро таъсирланишида иккита бир хил частотали тўлқинларнинг қўшилиши алоҳида аҳамиятга эга. Бу ҳолда тўлқинларнинг баъзи жойларда бир-бирларини кучайтириши, баъзи жойларда сусайтиришлари, яъни *интерференция ҳодисаси* рўй беради. Бундай қўшилиш натижалари тўлқин процессининг табиатига боғлиқ бўлмаган умумий қонуниятга эга бўлади. Шунинг учун бундай процессларни тушунтиришда одатда механикавий моделларга мурожаат қилинади, масалан, сув сиртида тўлқинларнинг тарқалиш процессини демонстрация қилиб кўрсатилади. 23- расмда сув сиртида бир хил даврга эга бўлган иккита  $I_1$



23- расм.

ва  $I_2$  нуқтавий манбалардан тарқалаётган тўлқинларнинг қўшилиш манзараси схематик тасвирланган. Қора айланалар тўлқиннинг кўтарилишларига — «чўққиларига» тегишли бўлиб, уларнинг ўрталари «чуқурчаларга» мос келади. Иккала манбадан тарқалаётган тўлқинларнинг чўққилари мос тушган жойларда тўлқинларнинг кучайиши рўй беради. Аксинча, бир тўлқиннинг чўққиси иккинчи тўлқиннинг чуқурчаси билан мос тушган ерларда тўлқинларнинг сусайиши рўй беради. Биринчи ҳолда қўшилувчи тўлқинлар «бир хил фазада», иккинчи ҳолда эса тўлқинлар «қарама-қарши фазада» қўшиладилар. 23- расмда тўлқинлар югураётган бутун сирт алоҳида «йўлакчаларга» бўлинади. Бир «йўлакчадан» кучайган тўлқинлар югурса, бошқа «йўлакчалар» бўйлаб югурадиган тўлқиннинг ўзи йўқ. Агар булар ёруғлик тўлқинларидан иборат бўлса, кучайган тўлқинлар





24- расм.

етиб келиб жойларда ёруғ йўллар — *интерференцион полосалар* кузатилиб, максимум ёритилганликлар орасида эса доим тўлиқ қоронғулик кузатилган бўларди, чунки у жойларда ёруғлик тўлқинлари бир-бирларини сусайтириб қоронғулик ҳосил бўлади.

Турли ҳоллар учун тўлқинларнинг қўшилиш схемаси 24- расмда келтирилган. 24- а расмда бир хил фазали  $S_1$  ва  $S_2$  тўлқинларнинг (яъни бирининг чўққиси иккинчисининг чўққисига, чуқурчаси иккинчисининг чуқурчасига мос келади) қўшилиши кўрсатилган. Натижавий тўлқин амплитудаси қўшилувчи тўлқинлар амплитудаларининг йиғиндисига тенг бўлади. 24- б расмда ўша тўлқинларнинг қарама-қарши фазада қўшилиш натижаси тасвирланган (тўлқинлардан бирининг чўққилари иккинчисининг чуқурчалари билан устма-уст тушади). Бу ерда тўлқинларнинг сўниши рўй беради. Тўлқиннинг тарқалиш йўналиши бўйлаб олинган масофа  $r$  ҳарфи билан белгиланган.

Энди тўлқинларнинг қўшилишини математик нуқтаи назардан қараб чиқайлик. Аввал энг содда ҳолни — частоталари бир хил, тебранишлар йўналиши ҳам бир хил бўлган чизиқли қутбланган монохроматик тўлқинларнинг қўшилишини таҳлил қилиб чиқайлик. Математик ҳисоблашларни соддалаштириш мақсадида тўлқинлар амплитудаларини ҳам бирдай деб фараз қиламиз. У ҳолда иккала тўлқин қуйидаги тенглама орқали ифодаланади:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_0 \sin(\omega t - kr_1 + \Phi_1), \\ E_2 &= E_0 \sin(\omega t - kr_2 + \Phi_2), \end{aligned} \quad (12.1)$$

бу ерда  $r_1$  ва  $r_2$  —  $I_1$  ва  $I_2$  манбалардан тўлқинларнинг қўшилиши кузатиладиган нуқтагача бўлган масофалар;  $\Phi_1$  ва  $\Phi_2$  — нурланиш манбаларидаги бошланғич тебраниш фазалари:  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ . Суперпозиция принципига биноан  $E$  натижавий тебраниш кучланганлиги текшириляётган тебранишлар кучланганликларининг алгебраик йиғиндисига тенг, яъни

$$\begin{aligned} E &= E_1 + E_2 = 2E_0 \sin \left\{ \omega t - \frac{k(r_1 + r_2)}{2} + \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2} \right\} \times \\ &\times \cos \left\{ \frac{k(r_2 - r_1)}{2} + \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{2} \right\}. \end{aligned} \quad (12.2)$$

$r_2 - r_1$  катталиқ интерференцияланувчи тўлқинларнинг *йўл фарқи* деб аталади.

(12.2) формуладаги биринчи тригонометрик кўпайтувчи  $E$  нинг вақтга боғлиқлигини аниқловчи ифодадир. Бу ифодадан натижавий майдоннинг қўшилувчи майдонлар частотасига тенг бўлган частота билан ўзгариши, унинг фазаси эса масофага ва манбадаги бошланғич шартларга боғлиқ бўлиб, қўшилувчи манбалар фазаларининг ўртача арифметик қийматига тенг эканлиги кўринади. Иккинчи кўпайтувчи вақтга боғлиқ эмас. Шунинг учун

$$E^0 = 2E_0 \cos \left\{ \frac{k(r_2 - r_1)}{2} + \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{2} \right\} \quad (12.3)$$

катталиқни натижавий тўлқиннинг текширилаётган нуқтадаги амплитудаси деб ҳисоблаш мумкин. Агар энди тўлқиннинг  $1 \text{ см}^2$  сирт учун қувват амплитудасини Умов — Пойнтинг вектори орқали ҳисобласак,

$$|\vec{S}| = \frac{c}{4\pi} E^0{}^2 = \frac{4cE_0^2}{4\pi} \cos^2 \left\{ \frac{k(r_2 - r_1)}{2} + \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{2} \right\} \quad (12.4)$$

га эга бўламиз.  $|\vec{S}|$  ни  $I$  орқали,  $\frac{c}{4\pi} E_0^2$  ни  $I_0$  орқали белгиласак, (12.4) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$I = 2I_0 [1 + \cos \{k(r_2 - r_1) + (\Phi_1 - \Phi_2)\}]. \quad (12.5)$$

(12.5) формуладан муҳим натижалар келиб чиқади. Агар  $\Phi_1$  ва  $\Phi_2$  вақтга боғлиқ бўлмаса, уларнинг  $\Delta\Phi_{1,2}$  фарқи ўзгармас катталиқ бўлади (хусусий ҳолда бу фарқ нолга тенг бўлади). Бундай ҳол юз берганда (12.5) формулада фазалар фарқи вақтга боғлиқ бўлмайди. Уни  $\Delta\Phi$  билан белгилаймиз, яъни

$$\Delta\Phi = k(r_2 - r_1) + \Delta\Phi_{1,2}. \quad (12.6)$$

Агар

$$\Delta\Phi = 2r\pi \quad (12.6')$$

бўлса (бу ерда  $r = 0, 1, 2, 3, \dots$ ), у ҳолда  $\cos \Delta\Phi = 1$  бўлади. Бу ҳолда натижавий интенсивлик максимум ва у  $4I_0$  га тенг. Агар худди шу қийматларда

$$\Delta\Phi = (2r + 1)\pi \quad (12.7)$$

бўлса, интенсивлик минимум бўлади ( $I = 0$ ). Фазалар фарқининг оралиқ қийматларида интенсивлик 0 дан  $4I_0$  гача бўлган оралиқ қийматларни қабул қилади.

Нурланиш манбаларининг бошланғич фазалари фарқи  $\Phi_1 - \Phi_2$  вақтга боғлиқ бўлмаган нурланишларни қўшиш натижасида вақтга боғлиқ бўлмаган интенсивлик максимумлари ва минимумларига эга бўлган барқарор ёруғлик интерференцияси ҳосил бўлади. Шундай қилиб, (12.5) формула интерференция полосаларидаги интенсивликнинг тақсимотини беради. Агар интерференцияланувчи иккита ёруғлик дастаси битта ёруғлик манбадан чиқаётган битта ёруғлик дастасидан ҳосил бўлган бўлса, шундай турғун интерференцион манзара кузатилади. (Ёруғлик дастасини бир нечта ёруғлик дасталарига ажратиш махсус методлар ёрдамида амалга оширилади. Бу ҳақда бошқа параграфларда тўхталиб ўтамиз.) Ҳосил бўлган дасталарни интерференция кузатилаётган жойда учрашишга мажбур қилинади. Ёруғлик дасталари битта манбадан ҳосил бўлгани учун, дасталарнинг  $\Phi_1 - \Phi_2$  «бошланғич» фазалар фарқи  $\Phi_1$  ва  $\Phi_2$  фазаларнинг вақтга қараб ўзгариши ёки ўзгармаслигига боғлиқ бўлмаган ҳолда ҳамма вақт нолга тенг бўлади. Агар бир неча ёруғлик

тўлқинлари ўзгармас фаза фарқига эга бўлса, у вақтда улар когерент тўлқинлар деб аталади.

Вақт бўйича турғун интерференцион манзарани фақат когерент ёруғлик тўлқинларигина ҳосил қила олади. Лекин барча табиий ёруғлик манбаларида  $\Phi_1$  ва  $\Phi_2$  фазалар жуда катта —  $\frac{1}{\tau}$  тартибидаги частота билан хаотик ўзгаришдан иборат бўлган доимий бўлмаган сакрашларга дучор бўлиб туради; бу ерда  $\tau$  — элементар нурлагич (атом, ион, молекула ва ҳ. к.) уйғонган ҳолатининг ўртача давомийлиги. Бунинг натижасида алоҳида икки манбанинг  $\Phi_1 - \Phi_2$  фазалари фарқи ҳам вақтга қараб  $\Phi_1$  ва  $\Phi_2$  лар каби уларнинг ўзгариш тезлигига тенг бўлган тезлик билан хаотик ўзгариб туради. Иккита бир-бирига боғлиқ бўлмаган табиий ёруғлик манбаларидан нурланаётган ёруғлик қўшилганда интерференцион йўллар кузатувчининг кўриш майдонида худди ўшандай тезлик билан сурилади. Бунда максимумлар доим минимумлар билан алмашилади ва аксинча. Нурланиш қабул қилгичлар эса (кўз, балометр, термоэлемент ва ҳ. к.) интерференцион манзара ёритилганлигининг бундай тезлик билан ўзгара боришини қайд қила олмайди, улар вақт бўйича ўртача ёритилганликни ҳеч қандай максимум ва минимумларсиз қабул қилади. Ҳақиқатан ҳам, бу ҳолда  $\Phi_{os} \{k(r_2 - r_1) + (\Phi_1 - \Phi_2)\}$  нинг вақт бўйича ўртача қиймати нолга тенг ва (12.5) формуладан  $I = 2I_0$  бўлади, яъни иккала манба интенсивликларининг оддий қўшилиши юз беради. Шундай қилиб, вақт бўйича ўзгармас фаза фарқига эга бўлмаган, аксинча, бу фаза фарқи хаотик тез ўзгарадиган ёруғлик манбалари максимум ва минимум ёритилганликлари алмашилиб келадиган турғун ёруғлик интерференциясини бера олмайди.

Бундай ёруғлик манбалари нокогерент манбалар деб аталади. Исталган икки мустақил ёруғлик манбалари нокогерентдир, шунинг учун улар нурланишларининг қўшилиши кўринувчан максимум ва минимум ёритилганликларга эга бўлган интерференцияни бермайди.

Когерент ёруғлик дасталари қўшилганда  $\Delta r$  йўл фарқига боғлиқ ҳолда юзага келадиган интерференцион максимум ва минимумлар ҳосил бўлиш шартини топайлик. Максимумлар

$$k(r_2 - r_1) = 2p\pi \quad (12.8)$$

бўлганда ҳосил бўлади (12.5 формулага қ.), бу ерда  $p = 0, 1, 2, 3$  ( $\Phi_1 - \Phi_2 = 0$ ). Бундан  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  ни назарда тутиб,

$$\Delta r = r_2 - r_1 = p\lambda \quad (12.9)$$

ни ҳосил қиламиз, яъни биринчи ва иккинчи нурларнинг манбалардан кузатиш нуқтасигача ўтган йўллари фарқи бутун тўлқин сонига (ярим тўлқиннинг жуфт сонига) тенг.

## Ёруғлик минимумлари

$$k(r_2 - r_1) = (2p + 1)\pi, \quad (12.10)$$

ёки

$$\Delta r = (2p + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (12.11)$$

шарти бажарилган жойларда ҳосил бўлади, яъни *йўл фарқи ярим тўлқиннинг тоқ сонига тенг бўлади*.

$\Delta r$  катталики қанча катта бўлмасин, (12.9) ва (12.11) формулалар бу катталикни чекламайди. Шунинг учун интерференцион-манзарани исталган йўл фарқида ҳам кузатиш мумкин бўлаверади деб ўйлаш мумкин. Бироқ ундай эмас.  $\Delta r$  йўл фарқи ортиши билан интерференциянинг кўриниши аста-секин ёмонлашиб боради ва интерференцион манзара бора-бора бутунлай йўқолади. Бунинг сабаби шундаки, реал ёруғлик манбалари (12.9) ва (12.11) формулаларнинг исботида фараз қилинганидек идеал монохроматик нурланишларни бермайди, балки ҳар доим фақат квазимонохроматик тўлқинлар тарқатади, улар ҳатто энг яхши монохроматикликка эга бўлганда ҳам маълум спектрал кенгликка эга бўлади («спектрал чизиқларнинг кенглиги»  $2\delta\omega = 2 \cdot 2\pi\delta\nu$  бўлиб, бунда  $\nu$  — ёруғлик тебранишлари частотаси). Идеал монохроматик нурланишлардан квазимонохроматик (яъни,  $2\delta\omega$  кенгликка эга бўлган) нурларга ўтиш учун аввал (12.5) формулани бошқача кўринишга келтирамиз. Ёруғлик дасталари битта манбадан ҳосил қилинган деб ҳисоблаб ( $\Phi_1 - \Phi_2 = 0$ ) ва  $\gamma = r_1 - r_2$  белги киритиб, (12.5) формулани қуйидаги кўринишда ёзмамиз:

$$I = 2I_0 [1 + \cos(k\gamma)]. \quad (12.12)$$

$k = \frac{2\pi\nu}{c}$  деб олиб, (12.12) ни косинуслар формуласи бўйича ўзгартириб,

$$I = 4I_0 \cos^2 \frac{\pi\gamma\nu}{c} \quad (12.13)$$

га эга бўламиз. Энди биз қўшилувчи нурланишларни  $2\delta\nu$  спектрал кенгликка эга бўлган квазимонохроматик нурланиш деб фараз қиламиз. У ҳолда катта яқинлашиш билан монохроматик деб қабул қилиниши мумкин бўлган квазимонохроматик нурланишнинг чексиз кичик спектрал соҳаси учун (12.12) формула қуйидаги кўринишда ёзилади:

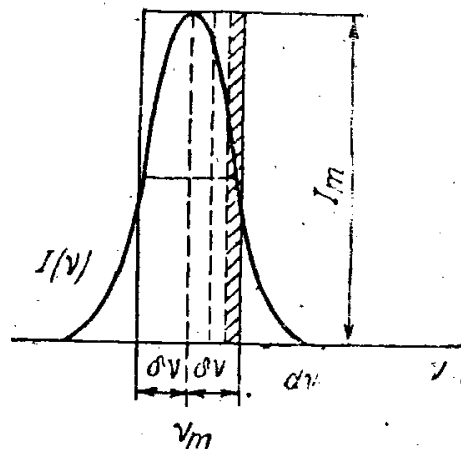
$$dI = 2dI_0 \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi\gamma\nu}{c}\right) \right], \quad (12.14)$$

бу ерда  $dI$  — берилган квазимонохроматик нурланиш спектрининг унча катта бўлмаган (чексиз кичик) қисми интенсивлиги, бу формуладаги  $dI_0$  эса қуйидагига тенг:

$$dI_0 = I_m d\nu, \quad (12.15)$$

бунда  $d\nu$  — спектрнинг чексиз кичик интервали.

$I_m$  ва  $dv$  катталикларнинг маъносини 25-расмга қараб тушуниб олиш мумкин. Бу расмда квазимонохроматик нурланиш (спектрал чизиқ) да  $I(\nu)$  интенсивликнинг  $\nu_m$  частотада максимуми бўлган тақсимоти тасвирланган. Спектрал чизиқнинг интенсивлик ярим қийматидаги кенглиги  $2\delta\nu$  га тенг. Бу тақсимотни баландлиги  $I_m$  ва асоси  $2\delta\nu$  га тенг бўлган тўғри тўртбурчак юзи билан алмаштирамиз (аппроксимациялаймиз), бу тўртбурчакнинг интеграл интенсивлиги  $I(\nu)$  тақсимот қандай нурланиш берса, худди шундай нурланишни беради. Бу аппроксимация ҳодисаларнинг физикавий моҳиятини ўзгартирмаган ҳолда назарий анализни анча соддалаштиради. Берилган спектрал чизиқнинг спектрнинг барча соҳаси бўйича тўлиқ интенсивлигини топиш учун (12.14) ифодани частота бўйича интеграллаш керак.  $dI_0$  ни (12.15) даги ифодаси билан алмаштириб, тўлиқ интенсивлик учун



25- расм.

$$I = 2I_m \int_{\nu_m - \delta\nu}^{\nu_m + \delta\nu} \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi\nu\nu}{c}\right) \right] d\nu \quad (12.16)$$

га эга бўламиз. Бу ифодани интеграллаб,

$$I = 4I_m \delta\nu + \frac{cI_m}{\pi\nu} \left\{ \sin\frac{2\pi\nu}{c} (\nu_m + \delta\nu) - \sin\frac{2\pi\nu}{c} (\nu_m - \delta\nu) \right\} \quad (12.17)$$

ни ҳосил қиламиз. Унча мураккаб бўлмаган ўзгартиришлардан кейин

$$I = 4I_m \delta\nu \left\{ 1 + \frac{\sin\left(\frac{2\pi\nu}{c} \delta\nu\right)}{\frac{2\pi\nu\delta\nu}{c}} \cos\left(\frac{2\pi\nu\nu_m}{c}\right) \right\} \quad (12.18)$$

ҳосил бўлади.

$$I^0 = 2I_m \delta\nu. \quad (12.19)$$

катталик битта ёруғлик дастаси олиб ўтган тўлиқ қувватни беради. Демак, иккита даста берадиган (12.18) қувват:

$$I = 2I^0 \left\{ 1 + \frac{\sin\left(\frac{2\pi\nu}{c} \delta\nu\right)}{\frac{2\pi\nu}{c} \delta\nu} \cos\left(\frac{2\pi\nu}{c} \nu_m\right) \right\} \quad (12.20)$$

га тенг бўлади. Агар

$$\frac{2\pi\gamma}{c} \delta\nu \ll \pi \quad (12.21)$$

бўлса, у вақтла

$$\frac{\sin \frac{2\pi\gamma}{c} \delta\nu}{\frac{2\pi\gamma}{c} \delta\nu} \approx 1$$

бўлади ва (12.20) формула идеал монохроматик нурланиш учун ўринли бўлган (12.13) формула кўринишига келади:

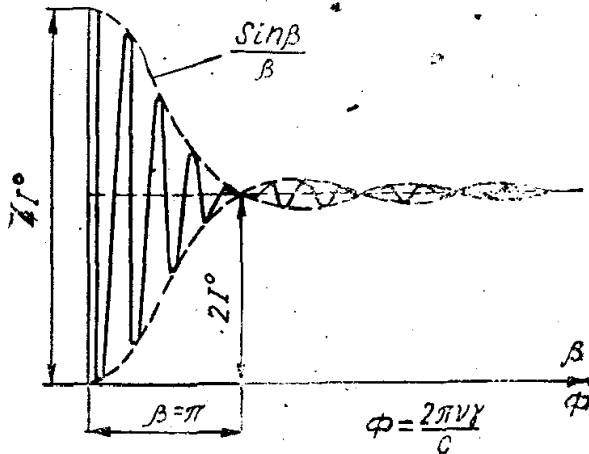
$$I = 4I^0 \cos^2 \frac{\pi\gamma}{c} \nu_m. \quad (12.22)$$

(12.21) шартни

$$2\delta\nu \ll \frac{c}{\gamma} = \frac{1}{\Delta t} \quad (12.23)$$

кўринишда қайта ёзиш мумкин, бунда  $\Delta t$  — ёруғлик нурланишининг йўл фарқини югуриб ўтиш вақти. (12.23) шартни ҳам

$$\gamma \ll \frac{c}{2\delta\nu} \quad (12.23')$$



26- расм.

кўринишда ёзиш мумкин.

$\gamma$  қанчалик кичик бўлса, аниқ интерференция ҳосил бўлиши учун қўшилувчи ёруғлик дасталарининг  $2\delta\nu$  спектр кенглиги шунча катта бўлиши мумкин.  $\gamma \rightarrow 0$  да  $2\delta\nu \rightarrow \infty$  бўлади, яъни йўл фарқи нолга яқин бўлганда, ҳатто тугаш спектрга эга бўлган ёруғлик дасталари ҳам аниқ интерференция бериши мумкин.

$I$  функция (12.20) нинг графиги 26-расмда берилган. Бу ерда  $\beta = \frac{2\pi\gamma\delta\nu}{c} = \frac{2\pi\gamma}{\lambda^2_m} \delta\lambda$ ; Тез-тез такрорланувчи максимум ва минимумлар интерференцион йўллар бўйича интенсивлик тақсимотини характерлайди. Бу максимум ва минимумлар учларини бирлаштирувчи  $\frac{\sin \beta}{\beta}$  чизик (ўровчиси) йўл фарқининг орта бориши билан максимум ва минимумлар интенсивликларидаги равшанликнинг (контраст) қанчалик ўзгаришини кўрсатади. Йўл фарқи қанчалик катта бўлса, максимумлар баландлиги ва минимумлар чуқурлиги шунчалик кичик

бўлади. Бошқача айтганда, интерференцион йўллар контрасти борган сари ёмонлашиб боради.  $\beta = \pi$  бўлганда максимумлардаги интенсивлик минимумлардаги интенсивликка тенг бўлади ( $I = 2I^0$ ), яъни интерференцион йўллар йўқолиб, ана шу интенсивлик билан бир текис ёритилган манзара ҳосил бўлади.  $\beta = \pi$  шарт, яъни

$$\frac{2\gamma}{\lambda_m^2} \delta\lambda = \pi \quad (12.24)$$

шарт интерференциянинг вужудга келиш чегаравий шarti ҳисобланади. Тўғри, заиф интерференцион полосалар  $\gamma$  ортган сари янгидан пайдо бўлади, лекин улар жуда хира бўлади.

(12.24) муносабатдан

$$\frac{\lambda_m}{2\delta\lambda} = \frac{\gamma}{\lambda_m} \quad (12.25)$$

ҳосил бўлади. Лекин  $\frac{\gamma}{\lambda_m} = N$  бўлиб,  $\gamma$  чегаравий ҳолни белгилловчи йўл фарқига жойлашган тўлқин узунлигининг сонини билдиради. Демак, (12.25) шартни

$$\frac{\lambda_m}{2\delta\lambda} = N \quad (12.26)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Шундай қилиб, тўлқин узунлиқларида ифодаланган чегаравий йўл фарқи квазимонохроматик нурланишнинг максимумига тўғри келган тўлқин узунлигининг бу нурланишнинг спектрал кенглигига бўлинганига тенг бўлган йўл фарқи ҳисобланади. Бу йўл фарқи *когерентлик узунлиги* деб аталган. У интерференцияланувчи тўлқинлар тизмасининг

$$l = \gamma = \sigma t \quad (12.27)$$

муносабат билан аниқланадиган узунлигини билдиради, бундаги  $t$  — манбадан нурланаётган тўлқинлар тизмасининг — нурланиш фазасининг ҳеч қандай ғалаёнланиш содир бўлишга улгурмайдиган вақтнинг давомийлиги. Демак, йўл фарқи орта бораётган вақтдаги ёруғлик дастасининг интерференция ҳосил қилиш қобилияти ёки бошқача айтганда, унинг когерентлиги манбадан тарқалаётган ғалаёнланмаган тўлқинлар тизмасининг узунлиги қанча катта, яъни дастанинг фаза ўзгаришига дуч келмаган барча қисмининг узунлиги қанча катта бўлса, шунча юқори бўлади. Бу узунлик айниқса когерент ёруғлик (квант) генераторларида — лазерларда катта бўлиб, уларда ўн минглаб, юз минглаб километрга етиши мумкин, ҳолбуки энг яхши табиий манбаларда у 3 м дан ортмайди.

### 13- §. Суперпозиция принципининг бузилиши — чизиқли бўлмаган ёруғлик процесслари

XX асрнинг 60- йилларида лазерлар физикасининг гуриллаб ривожланиши билан чизиқли бўлмаган оптика ҳам интенсив тараққий эта бошлади. Лазерларнинг жуда катта ғоний қувватга эга бўл-



ган ёруғлик импульсини вужудга келтириши унинг янада ривожланишига имкон берди, чунки бундай кучли ёруғлик оқимлари тарқалаётган муҳитда суперпозиция принциpidан кескин четланиш юз беради ва интенсив чизиқли бўлмаган процесслар ривожлана бошлайди. Булар билан бир қаторда чизиқли бўлмаган эффектлар жуда кучли намоён бўладиган махсус кристаллар яратилди. Умуман олганда буларнинг ҳаммаси *чизиқли бўлмаган оптика* деб аталган янги жуда муҳим соҳанинг вужудга келишига олиб келди.

Ҳатто одатдаги катта қувватли ёруғлик манбалари берадиган интенсивликларда муҳитнинг қутбланувчанлиги, яъни унда индукцияланган диполь моментларининг пайдо бўлиши, чизиқли қонунга бўйсунди:

$$p = \alpha E, \quad (13.1)$$

бу ерда  $p$  — молекуланинг  $E$  майдон томонидан ҳосил қилинган диполь momenti;  $\alpha$  — молекуланинг қутбланувчанлик (қутбланиш) коэффициенти.  $\alpha$  катталиқ муҳитининг  $\epsilon$  диэлектрик сингдирувчанлиги билан қуйидаги муносабат орқали боғланган:

$$\epsilon = 1 + 4\pi\alpha N, \quad (13.2)$$

бундаги  $n$  — синдириш кўрсаткичи;  $N$  —  $1 \text{ см}^3$  даги молекулалар сони,  $\epsilon = n^2$  бўлгани учун

$$n^2 = 1 + 4\pi\alpha N \quad (13.3)$$

бўлади. Муҳитда чизиқли бўлмаган эффектлар мавжуд бўлганда, яъни  $\alpha$  катталиқ  $E$  майдон кучланганлигига боғлиқ бўлганда, синдириш кўрсаткичи ҳам майдон кучланганлигининг функцияси бўлади ва муҳитда унга тушаётган ёруғлик частотасининг ўзгаришига ва ҳ. к. ларга олиб келувчи ғоят мураккаб процесслар пайдо бўлади.

Агар

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha' E, \quad (13.4)$$

деб фараз қилсак, у ҳолда муҳитда вужудга келган диполь моментлар

$$p = \alpha E = \alpha_0 E + \alpha' E^2 \quad (13.5)$$

формула билан аниқланади. Бундай муҳитда иккита тўлқин тарқалаётган бўлсин. Уларни биз (берилган нуқтада) энг содда кўринишда қуйидагича ёзиб оламиз:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \sin \omega_1 t, \\ E_2 &= E_{02} \sin \omega_2 t. \end{aligned} \quad (13.6)$$

Натижавий майдоннинг таъсири биринчи яқинлашишда ташкил этувчиларнинг йиғиндиси таъсирига тенг деб фараз қилайлик, яъни

$$E = E_1 + E_2. \quad (13.7)$$

У вақтда майдон таъсирида вужудга келаётган диполь моменти учун

$$p = \alpha_0 E + \alpha' E^2 = \alpha_0 E_{01} \sin \omega_1 t + \alpha_0 E_{02} \sin \omega_2 t + \alpha' E_{01}^2 \sin^2 \omega_1 t + \alpha' E_{02}^2 \sin^2 \omega_2 t + 2\alpha' E_{01} E_{02} \sin \omega_1 t \sin \omega_2 t \quad (13.8)$$

га эга бўламиз. Агар бу ифодани одатдаги тригонометрик қоидаларга асосланиб ўзгартирсак,

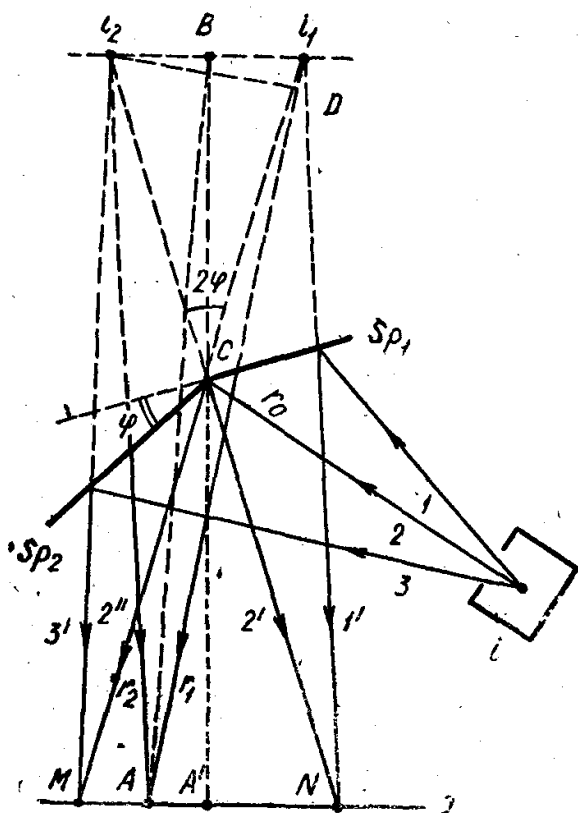
$$p = \frac{\alpha'}{2} (E_{01}^2 + E_{02}^2) + \alpha_0 (E_{01} \sin \omega_1 t + E_{02} \sin \omega_2 t) - \frac{\alpha'}{2} (E_{01}^2 \cos 2\omega_1 t + E_{02}^2 \cos 2\omega_2 t) + \alpha' E_{01} E_{02} \cos (\omega_1 - \omega_2)t - \alpha' E_{01} E_{02} \cos (\omega_1 + \omega_2)t \quad (13.9)$$

ҳосил бўлади. (13.9) ифодадан кўринишича, чизиқли бўлмаган оптикада муҳитга тушаётган ёруғликларнинг  $\omega_1$  ва  $\omega_2$  частотали тўлқинларидан ташқари иккиланган  $2\omega_1$  ва  $2\omega_2$  частотали тўлқинлар (гармоникалар) пайдо бўлади, шунингдек,  $\omega_1 - \omega_2$  частоталар айирмаси ва  $\omega_1 + \omega_2$  частоталар йиғиндисига тенг бўлган частоталарга эга бўлган тўлқинлар ҳам пайдо бўлади. Бундай эффектлар фақат тушаётган тўлқинларнинг майдонлари жуда кучли бўлганда сезиларли интенсивлик билан вужудга келади, ёруғликнинг одатдаги интенсивликларида улар деярли сезилмайди. Кучли майдонларда бу эффектларнинг ҳаммаси жуда катта интенсивлик билан юз беради. Бу вақтда ҳеч қандай суперпозиция принципи ҳақида гап бўлиши ҳам мумкин эмас. Аксинча, ҳар бир тўлқин бир томондан чизиқли бўлмаган муҳит билан таъсирланиши ҳисобига (бу частотанинг иккиланишига олиб келади), иккинчи томондан тўлқинларнинг биргаликда муҳит билан таъсирлашиши ҳисобига (йиғинди ва айирма частоталарга эга бўлган тўлқинларнинг пайдо бўлишига олиб келади) ҳар бир тўлқинда кучли бузилишлар юзага келади.

Бу ерда шуни таъкидлаб ўтиш лозимки, ўзгарган частотали барча компоненталарнинг реал юзага келиши учун баъзи, мураккаблиги сабабли бу ерда баён қилинмайдиган, қўшимча шароитларни назарда тутиш керак.

#### 14-§. Икки нузли интерференция ва уни амалга ошириш методлари: Френель кўзгулари, бипризма, билинза

Ёруғлик интерференцияси ҳосил қилишнинг бу параграфда кўриб ўтиладиган методлари, асосан, интерференция назариясини тушунтиришда муҳим аҳамиятга эга. Амалда эса кейинги параграфларда баён этиладиган қурилмалар ва методлар қўлланилади. Икки ёруғлик дастасининг интерференцияси бўйича ўтказиладиган тажрибани Френель ёруғликни иккита кўзгудан қайтариш билан жуда аниқ ва тушунарли ҳолда амалга оширган эди. Бу тажриба катта тарихий аҳамиятга эга, чунки у ёруғликнинг тўлқин назарияси тўғри эканлигини ишонарли равишда исбот қилган тажрибалардан бири бўлди. Френель тажрибасининг схемаси 27-расмда кўрсатилган. Ёруғлик ўтказ-



27- расм.

майдиган қобикқа ўрнатилган  $i$  ёруғлик манбаидан тирқиш орқали чиқаётган ёруғлик 1, 2, 3 ёйилувчи ёруғлик дастаси сифатида иккита бир-бирлари билан  $180^\circ$  дан жуда ҳам кам фарқ қиладиган ўтмас бурчак ҳосил қилган  $Sp_1$  ва  $Sp_2$  ясси кўзгуларга тушади. Ёруғлик кўзгулардан  $1', 2''$  ( $Sp_1$  кўзгудан) ва  $2', 3'$  ( $Sp_2$  кўзгудан) икки даста бўлиб қайтади. Дасталар Э экраннинг MN соҳасида бир-бирлари билан устма-уст тушади (қўшилади). Бу ерда улар ўзаро интерференцияланиб, ўзаро алмашиниб келувчи максимум ва минимум ёритилганликлардан иборат бўлган интерференцион манзарани вужудга келтиради.

$Sp_1$  ва  $Sp_2$  кўзгулардан қайтаётган иккала ёруғлик дастасини ҳам  $i$  манбанинг  $Sp_1$  ва  $Sp_2$  кўзгулардаги мавҳум тасвирлари ҳисобланган  $i_1$  ва  $i_2$  мавҳум манбалардан чиқмоқда деб ҳисоблаш мумкин. Иккала нур битта ёруғлик дастасидан ҳосил бўлгани сабабли, улар когерентдир. Уларнинг  $\Phi_1 - \Phi_2$  бошланғич фазалар фарқи нолга тенг деб ҳисобланиши мумкин. Шунинг учун ҳам интерференцион манзарадаги ёруғлик интенсивлигини топишда фақат  $r_2 - r_1$  йўл фарқига боғлиқ бўлган фазалар фарқини ҳисобга олиш лозим. Бу ҳол 12- § да кўриб ўтилган ва (12.20) формулага олиб келувчи икки нур интерференцияси назариясига тамомилан мос келади. Бу ерда биз ўша формуладан фойдаланамиз, бунинг учун аввал  $v_m$  ни  $\lambda_m$  билан алмаштириб уни бошқача кўринишда ёзамиз, у ҳолда

$$\beta = \frac{2\pi\gamma\delta v}{c} = \frac{2\pi\gamma}{\lambda_m^2} \delta\lambda \quad (14.1)$$

$$\frac{2\pi\gamma}{c} v_m = \frac{2\pi\gamma}{\lambda_m} \quad (14.2)$$

эканлигини назарда тутиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$I = 2I^0 \left[ 1 + \frac{\sin\left(\frac{2\pi\gamma}{\lambda_m^2} \delta\lambda\right)}{\frac{2\pi\gamma}{\lambda_m^2} \delta\lambda} \cdot \cos\left(\frac{2\pi\gamma}{\lambda_m}\right) \right] \quad (14.3)$$

бу ерда  $\lambda_m$  — квазимонохроматик нурланиш спектридаги максимумга тўғри келган тўлқин узунлиги.

(14.3) формула (12.12) га ўхшашдир. Бу ерда фарқ шундаки, (14.3) формулада квадрат қавсдаги косинус олдида  $\frac{\sin \beta}{\beta}$  кўпайтувчи турибди. У  $\gamma = r_2 - r_1$  йўл фарқи ортиши билан интерференцион йўллар равшанлиги қандай ўзгаришини кўрсатади. Шунингдек, 12- § да  $\beta \rightarrow 0$  бўлса,  $\gamma \rightarrow 0$  ёки  $2\delta\lambda \rightarrow 0$ , демак,  $\frac{\sin \beta}{\beta} \rightarrow 1$  бўлишига эришиш мумкинлиги кўрсатилган эди. Бунини эътиборга олинса, (14.3) формула

$$I = 2I^0 \left[ 1 + \cos \frac{2\pi\gamma}{\lambda_m} \right] \quad (14.4)$$

кўринишга келади ёки ихчамлаштирсак,

$$I = 4I^0 \cos^2 \left( \frac{\pi\gamma}{\lambda_m} \right) \quad (14.5)$$

бўлади. Демак, йўл фарқи кичик бўлганда ҳатто квазимонохроматик нурланишлар ҳам идеал монохроматик нурланишда ўринли бўлган (14.4) ва (14.5) формулалар ёрдамида аниқланадиган интерференцияни беради. Френель кўзгулари билан ўтказилган тажрибадаги интерференцион йўллар (14.3), (14.4), (14.5) формулалар билан тўла ифодаланади. Йўл фарқи кичик  $\gamma = \lambda_m$  бўлган вақтда (14.5) формулани бемалол қўллаш мумкин. Йўл фарқи катта  $\gamma \gg \lambda_m$  бўлганда, (14.3) формуладан фойдаланиш лозим.

Френель кўзгулари билан ўтказилган тажрибада кузатиш одатда йўл фарқи минимал бўлганда оқ ёруғликда олиб борилади. Интерференцион манзаранинг маркази учун (14.5) формуладан фойдаланиш мумкин. Бунда  $\lambda_m$  сифатида визуал кузатишда одам кўзининг кўриш эгри чизигидаги максимумга мос келган тўлқин узунлигини, яъни  $\lambda = 0,55$  мкм ни олиш мумкин. Оқ ёруғликда олиб борилган кузатишга нисбатан квазимонохроматик ёруғликда кузатиш анча қулайлиги турган гап ва нурланишнинг  $2\delta\lambda$  спектрал кенглиги қанча қисқа бўлса, интерференцион манзара шунчалик аниқ бўлади.

(14.5) формуладан маълум бўлишича, максимумлар йўл фарқи

$$\gamma = p\lambda_m, \quad (14.6)$$

бўлганда кузатилади. Бу ерда  $p=0, 1, 2, \dots$ . Минимумлар эса йўл фарқи

$$\gamma = (2p + 1) \frac{\lambda_m}{2} \quad (14.7)$$

бўлганда кузатилади. Бу ерда ҳам  $p = 0, 1, 2, \dots$ .

Кўрилаётган ҳодисанинг физикавий томони ҳақида бирмунча батафсилроқ тўхталиб ўтайлик. (14.6) формулада  $p = 0$  бўлса, йўл фарқи  $\gamma = 0$  бўлади. Бу ҳолда ёритилганлик максимум, яъни интерференцион манзарада максимум бўлиши керак. Бу нолинчи мак-

симум бўлади. У интерференцион манзаранинг марказий қисмида туради. Унинг иккала томонида иккита минимум жойлашади. Улардан кейин иккита биринчи максимум келади ва ҳ. к. Марказий йўлнинг иккала томонида жойлашган интерференцион йўллар қаторидаги йўлларнинг номерини аниқлаб берувчи сон интерференция тартиби деб аталади. (14.6) шарт интерференция максимумининг шарти, (14.7) шарт эса интерференция минимумининг шарти деб аталади.

$\gamma = r_2 - r_1$  йўл фарқини 27-расмда келтирилган чизмадан ҳисоблаб топиш мумкин.  $r_1 > r_2$  бўлгани учун  $\gamma = r_1 - r_2 > 0$ .  $A'$  нуқта интерференцион манзаранинг марказига тегишли. Бунда  $r_1 - r_2 = r_1 D_2 \cdot i$  ёруғлик манбаидан кўзгуларнинг кесишган еригача бўлган масофа  $iC = r_0$ .  $Sp_1$  ва  $Sp_2$  кўзгуларнинг бир-бирларига нисбатан бурилиш бурчаги  $\varphi$  га тенг.  $i_1$  ва  $i_2$  мавҳум манбалардан келаётган нурларнинг кўзгуларнинг кесишган ерларидаги ёйилиш бурчаги  $2\varphi$  га тенг.  $A'C$  масофани  $l$  орқали белгилаймиз;  $i_1 C = i_2 C$  ни  $r_0$  орқали белгилаймиз;  $i i_2 \approx 2\varphi r_0$  деб оламиз. Интерференцион манзаранинг  $A'$  марказидан унинг ихтиёрий  $A$  нуқтасигача бўлган масофани  $x$  орқали белгилаймиз;  $i_2 D$  катталиқ  $Ai_2$  радиусли ёйдир, демак,  $i_2 D \perp AD$  ва  $i_2 D \perp Ai_2$ . Катта аниқлик билан айтиш мумкинки,  $i_2 D \perp AB$ , у ҳолда  $i_1 i_2 \perp A'B$  бўлади. Шунинг учун  $i_1 i_2 D$  учбурчак  $ABA'$  учбурчакка ўхшаш. Демак, қуйидаги пропорцияни ёзиш мумкин:

$$\frac{i_1 D}{i_1 i_2} = \frac{AA'}{AB} \approx \frac{AA'}{A'B} = \frac{x}{A'B}. \quad (14.8)$$

$i_1 D = r_1 - r_2 = \gamma$ ,  $i_1 i_2 = 2r_0 \varphi$ ,  $A'B = CB + A'C \approx r_0 + l$  бўлгани учун

$$\frac{\gamma}{2r_0 \varphi} = \frac{x}{r_0 + l} \quad (14.8')$$

га эга бўламиз, бундан

$$\gamma = \frac{2r_0 \varphi x}{l + r_0}. \quad (14.9)$$

(14.9) формуладаги  $r_0$ ,  $\varphi$ ,  $x$  ва  $l$  катталиқларни бевосита ўлчаш мумкин. Демак, нурларнинг  $\gamma$  йўл фарқи ўлчаш натижаларидан ҳисоблаб топилади. Йўл фарқини ва интерференцион йўллар орасидаги масофани билган ҳолда, тушаётган нурланиш тақсимотининг максимумига мос келган ёруғлик тўлқини узунлигини қуйидаги формула бўйича аниқлаш мумкин:

$$\gamma = p\lambda_m. \quad (14.10)$$

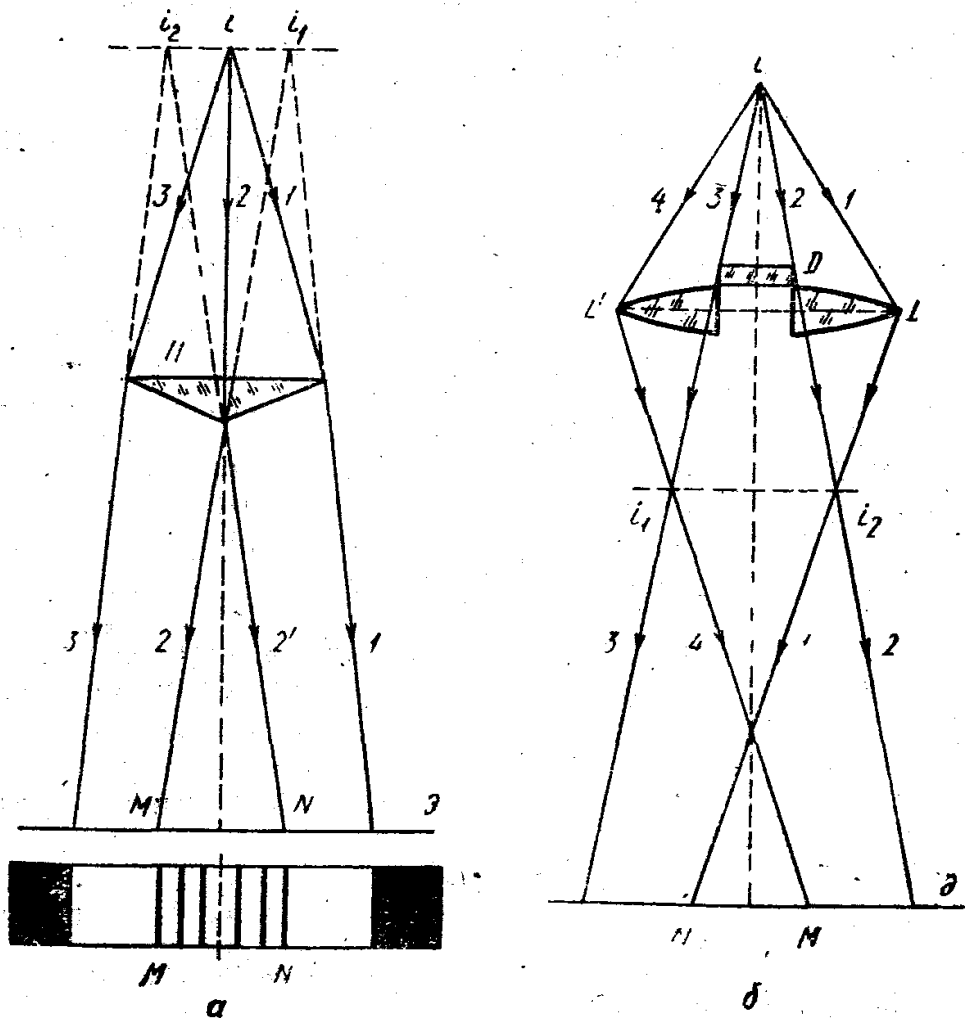
Тўлқин узунлиги  $\lambda$  га тенг бўлган идеал монохроматик нурлар учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\gamma = p\lambda. \quad (14.10')$$

(14.10) ва (14.10') формулалардан  $\lambda$  ўзгариши билан  $x$  катталиги ҳам унга пропорционал ўзгариши келиб чиқади. Демак, Френель кўзгулари иштирок этган қурилмани монохроматик бўлмаган ёруғлик билан ёритилганда турли тўлқин узунлигидаги тўлқинлар ёритилганлик максимумларини турли нуқталарда ҳосил қилади: интерференцион манзарада спектрнинг қизил қисми кўкиш бинафша қисмига нисбатан марказдан узоқроқда жойлашган бўлади. Оқ ёруғликда интерференцион манзара турли рангларга бўялган бўлади. Бунда марказдан четга узоқлашган сари полосаларнинг (йўлларнинг) кўринувчанлиги тез камая боради.

Икки когерент манбани (яъни икки когерент ёруғлик дастасини) бошқа усуллар билан ҳам ҳосил қилиш мумкин. Френель бу мақсадда бипризмали қурилмани таклиф қилган (28-а расм). Бу қурилмада ҳеч қандай принципиал янгилик йўқ, лекин у демонстрацион мақсадлар учун анча қулайдир.

Манбада~~м~~ ёйилувчи даста шаклида чиққан ёруғлик синдириш бурчаги кичик бўлган I ва II призмалардан тузилган бипризмага келиб тушади. Аслида эса бипризма яхлит бўлиб, унинг кесимига



28-расм.

қаралса, асосидаги бурчаклари ўткир, учидаги бурчаклари жуда ўтмас бўлади. Бипризманинг биринчи ярмига 1, 2 ёруғлик дастаси, иккинчи ярмига эса 2, 3 ёруғлик дасталари келиб тушади. Бипризманинг иккала ярмидан чиқаётганда биринчи даста 1, 2 нурлар билан, иккинчиси 2', 3 нурлар билан чегараланади. Э экраннинг MN соҳасида иккала даста бир-бири билан устма-уст тушади ва интерференцион манзарани ҳосил қилади (28- расмнинг пастки қисми). Иккала даста худди  $i_1$  ва  $i_2$  мавҳум когерент манбалардан чиқаётгандек бўлиб туюлади. Бипризмали қурилмада ҳосил қилинган интерференцион манзарага ҳам 12- § да икки нурли интерференция учун баён этилган назарияни қўллаш мумкин.

Икки нурли интерференцияни олиш учун мўлжалланган билинзали қурилма 28- б расмда келтирилган. Бунда  $L$  ва  $L'$  ярим линзалар бир-биридан бирор масофага силжитиб қўйилган. Уларни ингичка ёруғлик манбаидан ёритилганда линзанинг орқа томонида Френелнинг бикўзгу ва бипризмасидан фарқли равишда  $i_1$  ва  $i_2$  ҳақиқий тасвирлар, яъни когерент ёруғлик манбалари вужудга келади. Бу  $i_1$  ва  $i_2$  манбалардан тарқалаётган дасталар Э экраннинг MN соҳасида устма-уст тушиб, Френель бипризмасидагига ўхшаш интерференцион манзара ҳосил қилади. Билинзанинг иккала ярми орасидаги масофа етарлича кичик бўлиши лозим. Билинза жуда қулай асбоб ҳисобланади, чунки унинг иккала қисми орасидаги масофани ўзгартириш билан хоҳлаган интерференцион манзарани ҳосил қилиш мумкин. Билинза қутбланган нурлар интерференцияси бўйича тажриба ўтказиш учун ҳам қулайдир, чунки алоҳида олинган ёруғлик дасталарида турли поляризация (қутблагич) асбобларни муваффақият билан қўллаш мумкин.

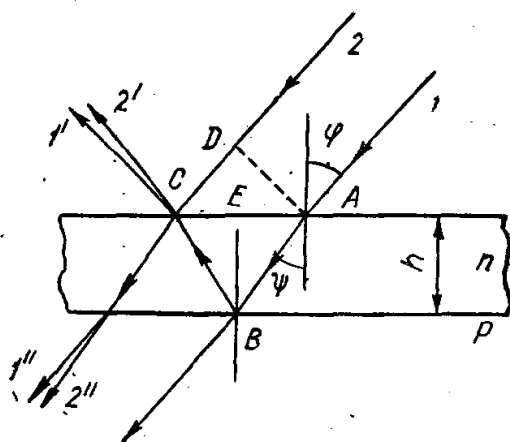
### 15- §. Ёруғлик юпқа қатлам ва пластинкалардан қайтганда ва ўтганда юзага келадиган икки нурли интерференция

Бундан аввалги параграфда баён қилинган интерференцион ҳодисалар катта илмий аҳамиятга эга, чунки улар, кўриб ўтилганидек, фақат махсус усул ёрдамида ҳосил қилинган иккита когерент нурланиш манбаидан юзага келадиган интерференцион ҳодисаларни жуда аниқ ўрганишга имкон беради. Биз бу параграфда катта назарий аҳамиятга ҳамда жуда катта техникавий қўлланишга эга бўлган интерференцион ҳодисаларни кўриб чиқамиз, чунки улардан турли-туман оптикавий асбоблар ясалишининг физикавий асоси сифатида кенг фойдаланилади.

Ёруғлик юпқа қатламлардан (ёки жуда ҳам қалин шаффоф пластинкалардан) ўтганда ва уларнинг сиртидан қайтганда маълум шароитларда когерент ёруғлик дасталари вужудга келади. *Парда* деганда биз қалинлиги ёруғликнинг тўлқин узунлигига яқин бўлган шаффоф қатламни назарда тутамиз. *Пластинка* терминини ишлатганимизда биз ёруғлик тўлқин узунлигидан анча катта қалинликка эга бўлган шаффоф қатламни тушунамиз.

Аввал биз ясси-параллел ёки ясси-параллелга яқин бўлган пластинкалар (қатламлар)даги интерференция ҳодисасини кўриб чиқамиз.

29- расмда ясси-параллел пластинкаларда интерференцияланувчи ёруғлик дасталарининг ҳосил бўлиш схемаси кўрсатилган. Интерференция  $P$  пластинканинг юқори ва пастки сиртларидан қайтган нурларнинг қўшилиши натижасида вужудга келади.  $n$  синдириш кўрсаткичига эга бўлган шаффоф пластинка синдириш кўрсаткичи бирга тенг (тақрибан) бўлган ҳавода турган бўлсин.  $P$  пластинкага  $\varphi$  бурчак остида тушаётган 1, 2 нурлар дастаси  $\psi$  бурчак остида синиб ўтиб, юқори ва пастки сиртлардан қисман қайтади. Натижада қайтган ёруғликда  $1'$ ,  $2'$  нурлар, ўтган ёруғликда эса  $1''$  ва  $2''$  нурлар интерференцияланади. Масалани миқдорий жиҳатдан ҳал қилиш учун ҳар бир жуфт интерференцияланувчи нурлар учун йўл фарқини топиш керак. Аввал уни  $1'$  ва  $2'$  нурлар учун ҳисоблайлик. Бўнинг учун сиртга тушаётган  $AD$  тўлқин фронтининг ҳаракати давомидаги: 1 нурнинг  $A$  нуқтадан  $ABC$  йўлни босиб ўтиб  $C$  нуқтага ва 2 нурнинг  $D$  нуқтадан  $C$  нуқтага келгунча улар орасида ҳосил бўлган оптикавий йўл фарқини ҳисоблаш лозим. Оптикавий йўл фарқи деганда одатдаги йўл узунлигининг ҳисоблаш олиб борилаётган муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичига кўпайтмаси тушунилади. Синдириш кўрсаткичига кўпайтиришнинг сабаби шундаки,  $n$  синдириш кўрсаткичли муҳитдаги ёруғликнинг тезлиги ва демак, тўлқин узунлиги вакуумдагига нисбатан  $n$  марта кичик бўлади. Шунинг учун бу йўлни ўтиш вақти ҳам, фазанинг ортиши ҳам  $n$  марта катта бўлади. 29- расмдан  $ABC$  йўлнинг оптикавий узунлиги  $n (AB + BC)$  га,  $DC$  йўлнинг оптикавий узунлиги эса тўғридан-тўғри  $DC$  узунлигининг ўзига тенг. Бундай ҳолда  $1'$ ,  $2'$  нурларнинг йўл фарқи



29- расм.

$$\gamma = n (AB + BC) - CD \quad (15.1)$$

га тенг. Бунда  $AB + BC = 2AB$ . Чизмадан кўришиб турибдики;  $AB = \frac{h}{\cos \psi}$ , бу ерда  $h$  — пластинканинг қалинлиги;  $CD = AC \cdot \sin \varphi$   $AC = 2AE$ ; Ўз навбатида  $AE = h \operatorname{tg} \psi$ . Демак,  $CD = 2h \operatorname{tg} \psi \sin \varphi = \frac{2nh}{\cos \psi} \sin^2 \psi$  ва  $\gamma$  йўл фарқи учун

$$\gamma = \frac{2nh}{\cos \psi} - \frac{2nh}{\cos \psi} \sin^2 \psi,$$



ёки

$$\gamma = 2nh \cos \psi \quad (15.2)$$

га эга бўламиз. Агар  $\psi$  ни  $\sin \varphi = n \sin \psi$  формулага асосан  $\varphi$  га алмаштирсак, (15.2) формуладан

$$\gamma = 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} \quad (15.3)$$

ни ҳосил қиламиз. Иккала (15.2) ва (15.3) ифода айнан бир хил, лекин уларнинг ҳар бири турли конкрет ҳолларда ўз қулайлигига эга.

1' ва 2' нурларнинг  $\Delta\Phi_1$  фаза фарқини олиш учун  $\gamma$  ни  $\frac{2\pi}{\lambda}$  тўлқин сонига кўпайтириш керак. Лекин ёруғликнинг катта синдириш кўрсаткичига эга бўлган («оптикавий зичроқ») муҳитдан кичик синдириш кўрсаткичига эга бўлган («оптикавий сийракроқ») муҳитда қайтишида ҳосил бўлган ифода фазалар фарқининг тўлиқ ифодасини бера олмайди. Мулоҳаза қилиб кўрилса, аён бўладики, ҳосил бўлган қийматга яна  $\pi$  га тенг бўлган қўшимча фазани қўшиш керак. Бу қўшимча фаза нурнинг «оптикавий зичроқ муҳитдан», қайтиши, яъни пластинканинг юқори сиртидан қайтиши ҳисобига пайдо бўлади.

Буни қуйидагича тушунтириш мумкин. Ёруғлик пластинка сиртига нормал тушаётганда  $\cos \psi = 0$ ,  $\gamma = 2nh$  бўлади.  $h$  ни камайтира боришда интерференциянинг максимум ва минимумлари галмагал пайдо бўла боради. Пластинканинг қалинлиги борган сари кичрая бориб, натижада  $\gamma < \frac{\lambda}{2}$  бўлади, у нолга интилганда 1' ва 2' нурларнинг фазалар фарқи ҳам нолга интилиб иккала нур ҳам бир-бирини кучайтириши ва  $h \rightarrow 0$  бўлганда максимумга эришиши лозим эди. Лекин аслида бундай юпқа қатламлардан қайтиш максимумга эмас, балки нолга интилади. Бу эса  $h \rightarrow 0$  бўлганда 1' ва 2' нурларнинг фаза фарқи  $\pi$  га тенг бўлади, деган маънони англатади. Шунинг учун улар бир-бирларини сусайтириб интерференцияланади. Демак, 1' ва 2' нурлар учун фазалар фарқини

$$\Delta\Phi_1 = \frac{2\pi\lambda}{\lambda} - \pi = \frac{4\pi nh}{\lambda} \cos \psi - \pi \quad (15.4)$$

кўринишда ёзиш керак. Бу ерда  $\lambda$  нинг  $m$  индекси тушириб қолдирилган, чунки бундан кейин барча мулоҳазаларимизни идеал монохроматик нурланишлар учун олиб борамиз. (15.4) формулада  $\pi$  олдиди турган «плюс» ва «минус» ишора принципиал аҳамиятга эга эмас.

1' ва 2' нурларнинг, яъни қайтган ёруғликлар интерференциясининг максимумлик шarti учун

$$\Delta\Phi_1 = \frac{2\pi\gamma}{\lambda} - \pi = 2p\pi \quad (15.5)$$

тенглик ўринли бўлади, бу ерда  $p = 0, 1, 2 \dots$

$\gamma = 2nh \cdot \cos \psi$  бўлгани учун

$$\gamma = 2nh \cos \psi = (2\rho + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (15.6)$$

деб ёзишимиз мумкин.

Шундай қилиб, ёруғлик максимумлари интерференцияланувчи нурларнинг йўл фарқи ярим тўлқин узунлигининг тоқ сонига тенг бўлганда вужудга келади.

1" ва 2" нурлар учун ҳам йўл фарқи (15.2) формуладан аниқланади. Ёруғликнинг  $h \rightarrow 0$  бўлгандаги қатламдан ўтишига тегишли мулоҳазалар бундай ҳол учун фазанинг  $\pi$  га ўзгарishi мумкин эмаслигини кўрсатади. Шунинг учун ўтган ёруғликдаги интерференцияланувчи нурлар учун максимумлик шarti

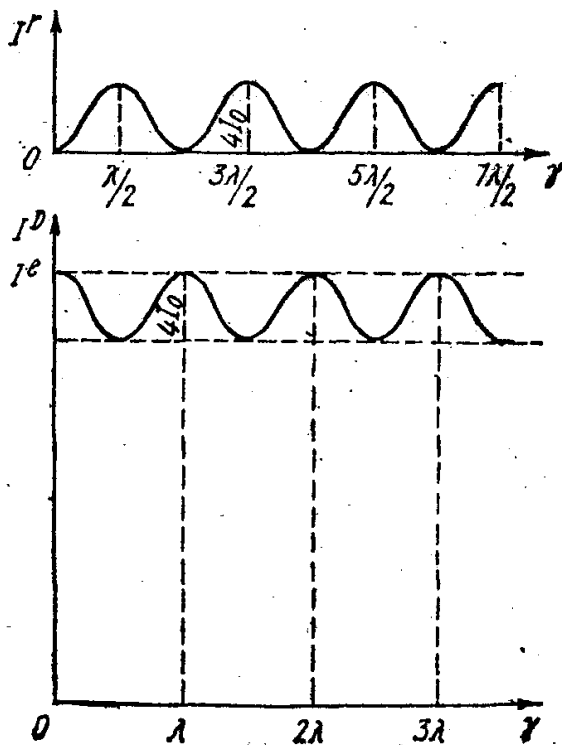
$$\gamma = 2nh \cos \psi = \rho\lambda \quad (15.7)$$

бўлади, яъни ёруғликнинг максимумлари нурларнинг йўл фарқлари тўлқин узунлигининг бутун сонига (ярим тўлқин узунлигининг жуфт сонига) тенг бўлганда ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, қайтган ва ўтган ёруғликдаги интерференцион манзаралар уларнинг максимумларининг жойлашишлари нуқтаи назаридан бир-бирларини ўзаро тўлдирувчи ҳисобланади.

Қайтган ( $I^r$ ) ва ўтган ( $I^d$ ) ёруғликдаги ёруғлик интенсивлиги тақсимотининг график тасвири 30- расмда берилган.  $I^e$  — пластинкага тушаётган ёруғликнинг интенсивлиги. Қайтган ёруғликдаги биринчи максимум йўл фарқи  $\frac{\lambda}{2}$  га тенг бўлган нуқтада ҳосил бў-

лади, ўтган ёруғликда эса йўл фарқи  $\lambda$  га тенг бўлганда ҳосил бўлади. Қайтган ёруғликда интерференция равшан кўринишга эга бўлади, чунки бу ерда тенг интенсивликдаги нурлар интерференцияланади. Минимумларда ёруғликларнинг бир-бирларини тўлиқ сўндириши юз беради. Аксинча, ўтган ёруғликда интерференцион манзара равшан бўлмайди, чунки ўзаро тенг бўлмаган интенсивликдаги нурлар интерференцияланади. Шунинг учун интерференция минимумлари унчалик чуқур бўлмайди. Интерференцион манзаралардаги бундай фарқнинг сабаби ҳаво—шаффоф муҳит чегарасида 0 ва  $30^\circ$  оралигидаги  $\phi$  бурчак остида тушаётган нурнинг 4—10% и



30- расм.

қайтади. Демак, қайтган ёруғликнинг интерференцион максимумларидаги интенсивлик 16—40%, минимумларида эса 0 бўлади, ўтган ёруғликнинг интерференцион максимумларидаги интенсивлик 100% ни ташкил этади, минимумларида эса 84—60% бўлади.

Йўл фарқи кичик бўлганда қайтган ёруғликдаги полосалар интенсивлигининг ўзгариши

$$I^r = 4I^0 \cos^2 \frac{\pi \left( \gamma - \frac{\lambda}{2} \right)}{\lambda} \quad (15.8)$$

формула орқали ифодаланади. Ўтган ёруғликда бу ўзгариш

$$I^d = I^e - 4I^0 \cos^2 \frac{\pi \left( \gamma - \frac{\lambda}{2} \right)}{\lambda} \quad (15.9)$$

формула билан аниқланади.

Айтилганлардан кўринадики, қатлам ва пластинкаларда юз берадиган икки нурли интерференциядан амалий мақсадлар учун энг қулайи қайтган ёруғликдаги интерференциядир. Ўтган ёруғликдаги интерференция равшанлиги кам бўлганлиги сабабли кузатиш учун жуда ноқулай ҳисобланади.

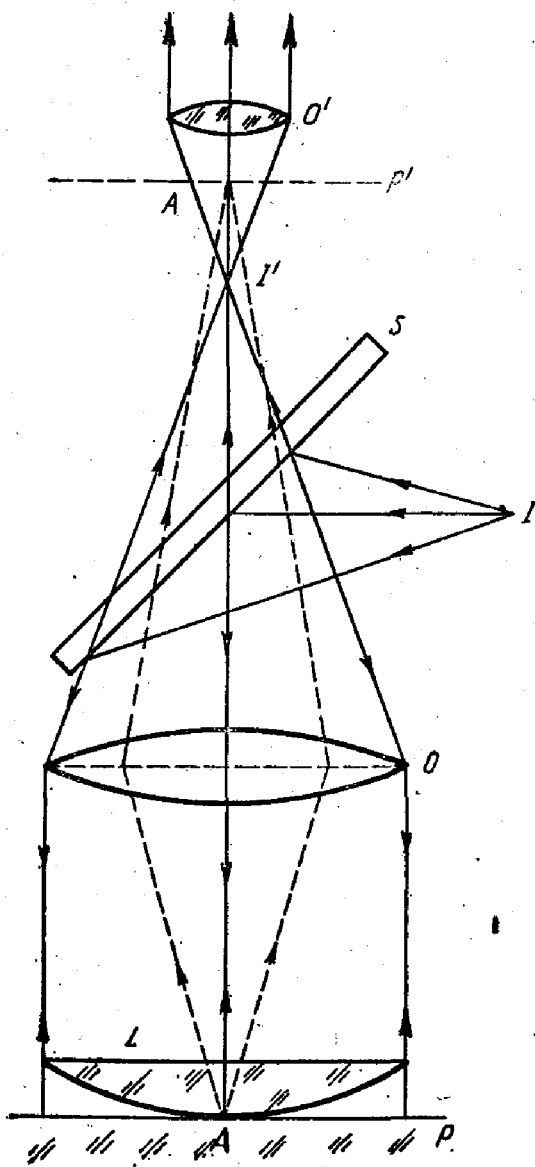
Юпқа қатлам ва пластинкаларда юзага келадиган интерференциянинг иккита муҳим ҳолини кўриб ўтайлик. Улардан бири параллел нурлар дастаси билан ёритилганда кузатилади. Бу ҳолда  $\varphi$  ва  $\psi$  бурчаклар ўзгармас ва йўл фарқи фақат қатлам (пластинка)нинг қалинлигига боғлиқ. У вақтда бир хил  $h$  га эга бўлган жойлари бир хил ёритилганликка эга бўлади. Бу бир хил қалинликка эга бўлган жойлар бўйлаб интерференцион полосалар ўтади. Интерференциянинг бу ҳоли бир хил қалинлик интерференцияси деб аталган, интерференцион полосалар (йўллар) эса бир хил қалинлик полосалари (эгрилиги) деб аталади.

Иккинчи ҳолда  $\varphi$  тушиш бурчаги ( $\psi$  ҳам) турли-туман қийматларни қабул қилади, пластинканинг оптикавий қалинлиги эса қатъий ўзгармас бўлиб қолади. Демак, пластинка сиртига тушаётган нурларнинг йўл фарқи оғиш бурчаклари ( $\varphi$  ва  $\psi$ ) нинг ўзгаришлари ҳисобига ўзгаради. Шунинг учун  $\varphi$  бурчагининг абсолют қиймати ўзгармас бўлган кузатиш йўналишларида интерференцион полосалар интенсивлиги бир хил бўлади. Интерференциянинг бундай тури бир хил қиялик интерференцияси, интерференцион полосалар эса, бир хил қиялик полосалари (эгриликлари) деб аталади. Энди бу ҳолларнинг ҳар бирини алоҳида кўриб ўтайлик.

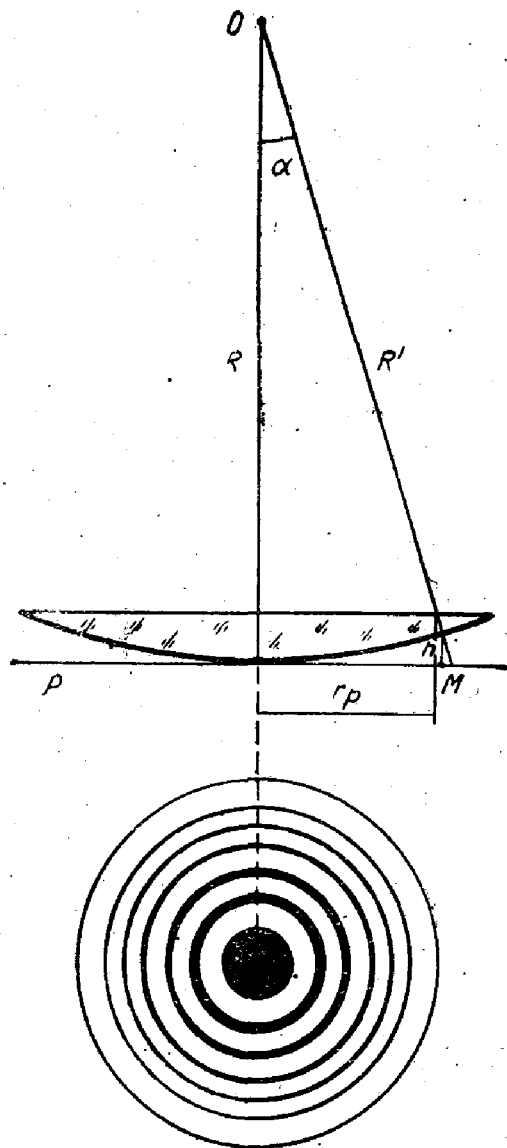
а) **Бир хил қалинлик интерференцияси.** Бир хил қалинлик интерференцияси сув сиртидаги юпқа ёғ пардаси, нефтнинг юпқа қатламларида, шиша, металл сиртларини қиздириш, куйдириш ва ҳ. к. ларда ҳосил бўлган юпқа қатламларда яққол кузатилади. Турли тўлқин узунликлари учун интерференция максимумлари турли қалинликларда юз берганлиги сабабли интерференцион йўлларнинг

ранги турли жойларда турлича бўлади. Бу ҳодиса юққа қатламларнинг ранглари деб аталади.

Контраст интерференцион манзара одатда фақат қайтган ёруғликда юз берганлиги туфайли кузатиш қурилмасини шу ҳолни эътиборга олган ҳолда ясалади. Бир хил қалинлик интерференциясига тегишли ҳолни — Ньютон ҳалқаларини кўриб ўтайлик. Интерференцияни Ньютон ҳалқалари кўринишида вужудга келтирадиган тажриба схемаси 31- расмда келтирилган. Эгрилик радиуси катта (1—2 м) бўлган  $\Delta$  ясси-қавариқ линза қавариқ томони билан  $P$  ясси шиша пластинка устига қўйилади.  $\Delta$  линза ва  $P$  пластинкаларнинг  $A$  нуқтадаги тегиб турган сиртлари орасида понасимон ҳаво қатлами (ҳаво пардаси) ҳосил бўлади.  $45^\circ$  бурчакка оғдирилган ярим шаффоф  $S$  кўзгу ёрдамида  $I$  манбадан келаётган  $A$  ёруғлик  $O$  объективга



31- расм.



32- расм.

йўналтирилади. Объектив  $S$  кўзгудан тушаётган ёруғлик дастасини параллел нурларга айлантириб беради ва бу параллел нурлар дастаси  $L$  линзани ва  $P$  пластинкани ёритади. Ёруғликнинг тушиш бурчаги  $\varphi = 0$  қилиб олинган. Ёруғлик  $L$  линзанинг қавариқ сиртидан ва унинг  $P$  пластинкага тегиб турган жойидан қайтгандан кейин қарама-қарши йўналишда  $O$  объектив, сўнг  $S$  ярим шаффоф кўзгу томон ўтиб,  $I$  манбанинг тасвири ҳисобланган  $I'$  нуқтада йиғилади. Ҳосил бўлган иккита когерент ёруғлик дастаси маркази линза ва  $P$  пластинканинг тегиб турган нуқтасида бўлган ҳалқалар кўринишидаги интерференцион манзарани вужудга келтиради. Объективнинг  $P'$  текисликдаги ҳосил бўлган Ньютон ҳалқаларининг тасвири жуда кичик бўлганлиги сабабли, уни  $O'$  окуляр орқали кузатилади. Оқ ёруғлик билан ёритилганда ҳалқалар рангларга бўялган бўлади. Монохроматик ёруғлик билан ёритилганда ёруғ ва қоронғи ҳалқалар ҳосил бўлади. Ньютон ҳалқаларининг кўриниши 32- расмда пастда тасвирланган.

Интерференцияланувчи нурларнинг йўл фарқини ҳисоблаш учун 32- расмга мурожаат қиламиз. Бу ерда  $R$  — линзанинг қавариқ сиртининг эгрилик радиуси;  $r_p$  —  $p$  тартибига эга бўлган ёруғ интерференцион ҳалқанинг радиуси;  $h$  —  $r_p$  радиусли интерференцион ҳалқа кузатилаётган жойдаги ҳаво қатламининг қалинлиги;  $R'$  — эгрилик марказидан  $P$  пластинканинг  $r_p$  радиусли айлана жойлашган нуқтасигача бўлган масофа. Кичик  $\alpha$  бурчаклар учун бу катталики тақрибан  $R' \approx R + h$  деб ёзиш мумкин. Пифагор теоремасига асосан:

$$r_p^2 = R'^2 - R^2 = R^2 + 2Rh + h^2 - R^2,$$

бу ерда  $h^2$  ни назарга олмасдан

$$r_p^2 = 2Rh \quad (15.10)$$

ни ҳосил қиламиз. Бу ерда нурларнинг йўл фарқи

$$\gamma = 2h = \frac{r_p^2}{R} \quad (15.11)$$

га тенг. (15.6) формулага асосан

$$2h = \frac{r_p^2}{R} = (2p + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (15.12)$$

деб ёзишимиз мумкин. Бу ердан интерференция тартиби  $p$  бўлган ёруғ ҳалқа радиуси учун

$$r_p^2 = \frac{R\lambda}{2} (2p + 1) \quad (15.13)$$

га эга бўламиз. Қоронғи ҳалқалар радиуси учун бу формула

$$r_p'^2 = R\lambda p \quad (15.13')$$

кўринишга эга бўлади.  $p = 0$  бўлганда  $r_p' = 0$  бўлади. Демак Ньютон ҳалқалари системасининг марказида қоронғи доғ ҳосил

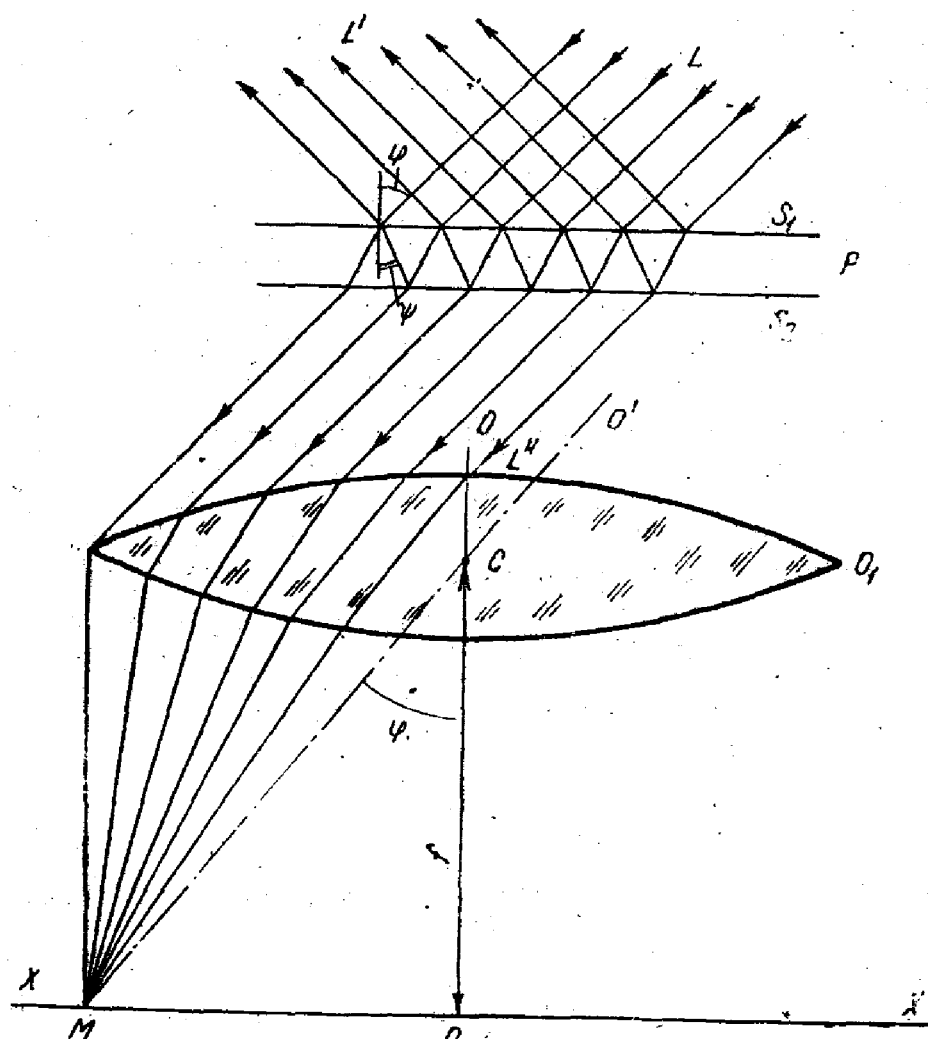
бўлади. Линзанинг эгрилик радиусини ва иккита қўшни қоронғи ҳалқаларнинг  $r'_p$  ва  $r'_{p+1}$  радиусларини ўлчаб, ёруғликнинг тўлқин узунлигини аниқлаш мумкин. Ҳақиқатан ҳам,

$$r'_{p+1}{}^2 - r'_p{}^2 = R\lambda(p+1) - R\lambda p = R\lambda,$$

бу ердан

$$r = \frac{r'_{p+1}{}^2 - r'_p{}^2}{R}. \quad (15.14)$$

Ньютон ҳалқаларини ҳосил қилиш учун ишлатиладиган оптиквий система энг оддий интерферометрни ташкил этади. Ҳозирги вақтда Ньютон ҳалқаларини кузатиш системасидан кўпинча ўқув мақсадларида фойдаланилади. Бироқ Ньютон ҳалқаларига ўхшаш интерференция техникада ҳам қўлланилади. Ҳаво қатламида вужудга келадиган бир хил қалинлик интерференцион полосалардан оптиквий деталларнинг силлиқланиш сифатини аниқлашда фойдаланилади. Улар синалаётган деталга қўйилган аниқ калибрлар



33- расм.

бўйича текширилади. Текширилаётган сирт билан калибр сиртларнинг тегиб турган соҳаларидаги интерференцион манзаранинг ҳосил бўлишига қараб тайёрланган деталнинг аниқлиги ҳақида фикр юритилади.

б) **Бир хил қиялик интерференцияси.** Бир хил қиялик интерференциясини кузатиш учун мўлжалланган қурилманинг оптикавий схемаси 33- расмда келтирилган.  $S_1$  ва  $S_2$  сиртлар билан чегараланган  $P$  ясси параллел шаффоф пластинкага  $\varphi$  бурчак остида  $L$  параллел нурлар дастаси тушаётган бўлсин. Пластинкадан қайтишда  $u$   $L'$  қайтган ёруғлик дастасига ва  $L''$  ўтган ёруғлик дастасига ажралади. Ўтган ёруғликни  $O_1$  линза  $xx$  фокал текислигининг  $M$  нуқтасига йиғиб беради. Қайтган ёруғлик ҳам  $O_2$  линза ёрдамида унинг фокал текислигига (33- расмда  $O_2$  кўрсатилмаган) йиғилиши мумкин. Қайтган ва ўтган ёруғлик дасталари учун қўшни интерференцияланувчи нурларнинг фаза фарқлари мос равишда:

$$\Delta\Phi_1 = \frac{2\pi\gamma}{\lambda} - \pi \quad \text{қайтган ёруғлик учун,} \quad (15.15)$$

$$\Delta\Phi_2 = \frac{2\pi\gamma}{\lambda} \quad \text{ўтган ёруғлик учун} \quad (15.16)$$

формулалар орқали аниқланади. Бу ерда  $\gamma = 2nh \cos \varphi$ .

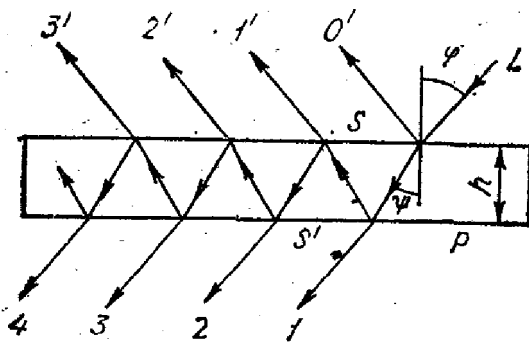
(15.6) ва (15.7) формулалар қайтган ва ўтган ёруғликдаги максимумлар ҳолатини ифодалайди. Пластинкага  $\varphi$  бурчак остида тушаётган параллел нурларнинг битта дастаси интерференцион манзарада фақат битта нуқтани беради. Интерференцион манзарада ёритилганлик интерференциянинг қаерда кузатилишига қараб (15.8) ёки (15.9) формулалар ёрдамида аниқланади. Интерференцион полосалар системасини ҳосил қилиш учун  $P$  пластинкани барча қиялик нурлари дастасини ўз ичига олган ёруғлик дастаси билан ёритиш лозим.  $\varphi = \text{const}$  бўлган ҳолда ҳалқа кўринишдаги интерференцион полоса (тўғрироғи, интерференцион чизиқ) ҳосил бўлади. Қияликни  $\varphi = 0$  дан бошлаб берилган ёруғлик манбаи ҳосил қиладиган бирор  $\varphi$  гача ўзгартириб, турли  $p$  тартибли интерференцион концентрик ҳалқалар системаси ҳосил қилинади. Интерференцион манзара маркази  $\varphi = 0$  бўлган нурлар йиғилувчи нуқта ҳисобланади. Бир хил қиялик интерференцияси бир хил қалинлик интерференцияси билан бир қаторда интерферометрларда кенг қўлланилади.

## 16-§. Кўп нурли интерференция

Аввалги параграфларда кўриб ўтилган икки нурли интерференция фан ва техниканинг турли соҳаларида кенг қўлланилади. Бу ҳақда 17- § да алоҳида кенгроқ тўхталиб ўтамиз. Лекин кўп нурлардан юзага келган интерференция — *кўп нурли интерференция* юқори ажрата олиш кучига эга бўлган спектроскопияда, лазерлар физикасида, метрология, юпқа диэлектрик ва металл қатламлар физикасида ва ҳ.к. ларда айниқса катта эътибор қозонди. Кўп нурли интерфе-

ренция қатламни ёки пластинкани чегараловчи сиртлар юқори қайтариш коэффициентига эга бўлган ҳолларда юзага келади, Бу ҳолда икки нурли интерференцияда кузатиладиган битта ёки иккита қайтиш ўрнига жуда кўп сондаги қайтишлар юз бериши натижасида кўп сонли интерференцияланувчи нурлар пайдо бўлади. Бу ҳол кўп нурли интерференцияга олиб келади. Кетма-кет қайтишларда пластинкага тушаётган нурнинг амплитудаси ҳар бир қайтишда маълум қисмга камаяди. Бунинг натижасида нурлар кетма-кетлиги ҳар хил амплитудаларга эга бўлади. Пластинкага келиб тушган нурнинг амплитудаси вужудга келаётган кўп сонли нурларнинг амплитудаларига «бўлинаётгандек» бўлиб кўринади. Шунинг учун кўп нурли интерференциянинг бундай тури *тўлқин амплитудаси бўлинадиган интерференция* номини олган.

Кўп нурли интерференциянинг бошқа тури дифракцион панжараларда юз беради. Бу ерда кўп сонли интерференцияланувчи нурлар тушаётган ёруғлик тўлқин фронтининг панжара тирқишлари орқали бўлиниб ўтиши ҳисобига вужудга келади. Кўп нурли интерференциянинг бундай тури *тўлқин fronti бўлинадиган интерференция* деб аталади. Кўп нурли интерференциянинг бундай тури 23- § да кўриб ўтилади. Бу ерда биз ясси-параллел ёки бир оз понасимон бўлган пластинкалардан кўп марта қайтиш юз бераётган вақтда майдонга келувчи тўлқин амплитудаси бўлинадиган кўп нурли интерференцияни кўриб ўтамиз. Кўп марта қайтиш, яъни шаффоф пластинкаларда интерференцияланувчи кўп сонли нурларнинг ҳосил бўлиши икки ҳолда юз бериши мумкин. Биринчи ҳолда



34- расм.

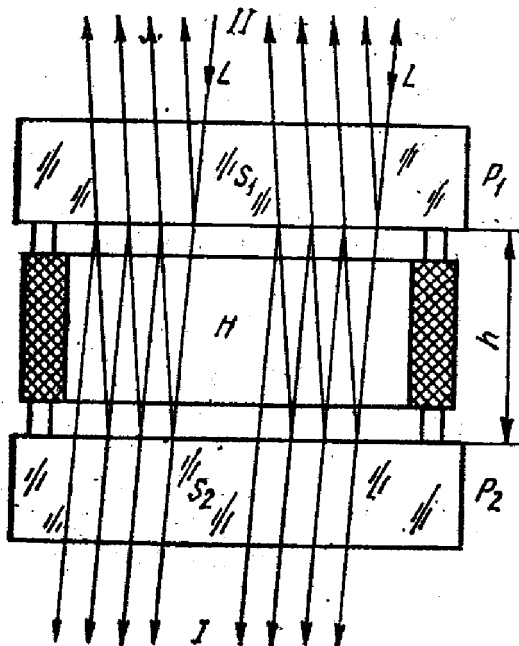
ёруғлик пластинканинг ичида шундай катта  $\psi$  бурчак остида кетадики, бунда нурнинг пластинкадан ўтиш шarti тўлиқ ички қайтишга яқинлашади. Бу вақтда пластинка сиртидан қайтиш юқори қайтиш коэффициенти билан юз беради. Бу ҳол 34- расмда тасвирланган. Нур синдириш кўрсаткичи  $n > 1$  бўлган  $P$  шаффоф пластинкага тушаётган  $L$  нур синиб ўтгандан сўнг  $S$  ва  $S'$  ясси сиртлардан кўп марта қайтади ва ўтган

(1, 2, 3, 4, ... нурлар) ва қайтган ( $0'$ ,  $1'$ ,  $2'$ ,  $3'$ , ... нурлар) ёруғликда кўп сондаги интерференцияланувчи нурларга ажралади.

Ёруғликни қайтарувчи сиртлар қисман шаффоф бўлган махсус кўзгулар билан қопланганда юз берадиган бошқа ҳол, яъни амалда кенг қўлланиладиган ҳол 35- расмда тасвирланган. Иккита  $P_1$  ва  $P_2$  шаффоф пластинка бир-бирига қаратилган  $S_1$  ва  $S_2$  сиртлари билан  $h$  қалинликдаги ясси параллел ҳаво қатламини ҳосил қилади.  $S_1$  ва  $S_2$  сиртларга юқори қайтариш коэффициентли ва кичик (бир неча процентли) ўтказиш коэффициентига эга бўлган қайтарувчи қатламлар суркалган. Бу ерда қайтарувчи сиртларнинг ютиш коэффициенти



енти иложи борича кичик бўлиши айниқса муҳим, чунки юзага келадиган интерференцион манзаранинг интенсивлиги шунга боғлиқдир.  $S_1$  ва  $S_2$  сиртларни бир-бирларига параллел ҳолда жойлаштириш учун улар орасига бу сиртлар таяниб турадиган кичик тирговичли  $H$  ҳалқа ўрнатилади. Тирговичлар шундай силлиқланганки,  $S_1$  ва  $S_2$  сиртлар уларга таянганида ўзаро параллел жойлашади. Амалда эса  $S_1$  ва  $S_2$  ларни аниқ параллел ҳолга келтириш учун  $P_1$  ва  $P_2$  пластинкаларни  $H$  ҳалқага махсус таянчлар ёрдамида сиқиш йўли билан созлаб туришга тўғри келади.



35- расм.

Шаффоф қаттиқ моддалардан ясалган пластинкалар (масалан, 34- расмда кўрсатилганга ўхшаш) сиртини ҳам ёруғлик қайтариш коэффициент юқори бўлган қатламлар билан қоплаш мумкин. Лекин ҳаво пластинкаси кўпроқ афзалликка эга. Унинг қалинлигини тирговичли  $H$  ҳалқаларни алмаштириш йўли билан ҳам ўзгартириш мумкин. Ҳаво пластинкаси ёруғликни сезиларли даражада ютмайди, унда оптикавий нобиржинсликлар бўлмайди.

35- расмда тасвирланган оптикавий қурилма Фабри-Перо интерферометридир. Бу ас-

боб унинг конструкциясини биринчи бўлиб ишлаб чиққан француз физикларининг номлари билан аталади. Пластинкага тушаётган  $L$  нурлар, дастаси пластинканинг ичида ўтган ёруғликда кўп марта қайтган  $I$  нурлар системасига ва қайтган ёруғликда  $II$  нурлар системасига ажралади. Кўп сондаги нурларнинг бир вақтда интерференцияланганлиги туфайли ҳосил бўлган интерференцион полосалар икки нурли интерференцияга нисбатан анча ингичка бўлади. Ўтган ёруғликдаги интерференция кўпроқ қизиқиш уйғотади, чунки унда максимумлар ингичка бўлади, ҳолбуки қайтган ёруғликда минимумлар ингичка бўлиб, ёруғ йўллари эса жуда кенг бўлади. Шунинг учун биз фақат ўтган ёруғлик назариясини кўриб ўтамиз. Бунинг учун  $S$  ва  $S'$  ларни ёруғликни кучли қайтарувчи кўзгу қатлам деб ҳисоблаб, 34- расмдаги схемадан фойдаланиш қулай.  $S$  ва  $S'$  кўзгу сиртларнинг амплитуда учун нур қайтариш коэффициентини  $\rho$  орқали, ўтказиш коэффициентини  $\delta$  орқали,  $P$  пластинка моддасининг икки қайтиш орасидаги ўтказиш коэффициентини  $\tau'$  орқали белгилаймиз.  $U$  ҳолда  $I$  нурнинг ҳосил бўлишида тўлқин  $S$  ва  $S'$  кўзгу қатламларни ўтаётган вақтда икки марта сўсяди ва пластинканинг шаффоф қатламини ўтишда бир

марта сусаяди. Айтайлик, сиртга тушаётган ёруғлик монохроматик бўлсин. Унинг тебранишлари қуйидаги комплекс шаклда ёзилган тенгламага бўйсунди:

$$E^e = E_0 e^{i\omega t}, \quad (16.1)$$

бу ерда  $E^e$  — оний қиймат;  $E_0$  — тўлқин амплитудаси;  $\omega$  — циклик частота.

1 нурга мос келган ёруғлик тебраниши қуйидаги кўринишда ифодаланиши мумкин:

$$E_1 = E_0 \tau'^{\delta/2} e^{i\Phi'}, \quad (16.2)$$

бу ерда

$$\Phi' = \omega t - \frac{\pi\gamma}{\lambda} \quad (16.3)$$

— 1 нурнинг фазаси,  $\frac{\gamma}{2}$  — нурнинг  $P$  пластинкани бир марта ўтишидаги оптикавий йўл узунлиги.

2 нурнинг вужудга келишида ёруғлик пластинканинг ичида икки марта қайтади. Бунда у 1 нурга нисбатан фаза бўйича

$$\gamma = 2nh \cos \psi \quad (16.4)$$

формула билан аниқланадиган йўл фарқига боғлиқ бўлган катталикча орқада қолади, шунингдек,  $S$  ва  $S'$  лардан қайтганларида  $\delta_1$  ва  $\delta_2$  фазалар сакрашича орқада қолади. Икки қайтиш орасидаги фаза бўйича тўлиқ кечиқиш

$$\Phi = \frac{2\pi\gamma}{\lambda} + \delta_1 + \delta_2 \quad (16.4)$$

бўлади.

Ёруғликнинг пластинкадан икки марта ўтиб, икки марта қайтганидаги ютилиш ҳисобига вужудга келадиган  $\tau'^2 \rho^2$  кўпайтувчи билан аниқланадиган сўсайишни ҳисобга олиб, 2 нурнинг ёруғлик тебранишини тенгламаси учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$E_2 = (E_0 \tau' \delta'^2 e^{i\Phi'}) \tau'^2 \rho^2 e^{-i\Phi} \quad (16.5)$$

Кейинги 3, 4 ...  $N$  нурлар учун тебранишларнинг қуйидаги кетма-кетлигига эга бўламиз:

$$\begin{aligned} E_1 &= (E_0 \tau' \delta'^2 e^{i\Phi'}), \\ E_2 &= (E_0 \tau' \delta'^2 e^{i\Phi'}) \tau'^2 \rho^2 e^{-i\Phi}, \\ E_3 &= (E_0 \tau' \delta'^2 e^{i\Phi'}) \tau'^4 \rho^4 e^{-2i\Phi}, \\ &\dots \dots \dots \\ E_N &= (E_0 \tau' \delta'^2 e^{i\Phi'}) \tau'^{2(N-1)} \rho^{2(N-1)} e^{-i(N-1)\Phi}. \end{aligned} \quad (16.6)$$

(16.6) кетма-кетлик  $E_1$  биринчи ҳад ва  $\tau'^2 \rho^2 e^{-i\Phi}$  прогрессия маҳражига эга бўлган геометрик прогрессияни ифодалайди. (16.6) геометрик прогрессиянинг ҳадлар йиғиндисини топсак, биз натижавий

ёруғлик тебранишини ҳам топган бўламиз. Бу йиғиндини одатдаги қондаларга асосан ҳисоблаш  $E$  натижавий майдон учун

$$E = E_0 \tau' \vartheta'^2 e^{i\Phi'} \frac{1 - \tau'^{2N} \rho^{2N} e^{-iN\Phi}}{1 - \tau'^2 \rho^2 e^{-i\Phi}} \quad (16.7)$$

кўринишдаги ифодани беради.  $\Phi \rightarrow 0$  тушиш бурчагида  $N \rightarrow \infty$  деб олиш, яъни интерференцияланувчи ёруғлик дасталарининг сонини чексизликка тенг деб қабул қилиш мумкин. У вақтда (16.7) формуладаги  $\tau'^{2N} \rho^{2N}$  кўпайтувчиси бор ҳадни нолга тенг деб олиш мумкин, чунки  $\tau' < 1$  ва  $\rho < 1$ . Бироқ бу ерда шуни айтиб ўтиш лозимки, агар интерферометр кўзгулари орасида интенсив уйғонган модда турган бўлса, яъни уйғонган зарраларнинг сони уйғонмаган зарраларнинг сонидан кўп бўлса,  $\tau'$  катталик, лазерларда бўлгани каби, бирдан катта бўлиши мумкин. Лекин биз бу ерда фақат уйғонмаган модда бўлган ҳолни кўриб ўтамиз.

Қуйидаги белгиларни киритайлик:

$$\rho^2 = R, \quad \vartheta'^2 = \vartheta, \quad \tau'^2 = \tau, \quad (16.8)$$

у ҳолда (16.7) формулани

$$E = E_0 \sqrt{\tau} \vartheta e^{i\Phi'} \frac{1}{1 - \tau R e^{-i\Phi}} \quad (16.9)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бу ерда ҳам интенсивликни Умов—Пойнтинг вектори ёрдамида аниқлаймиз. Бунинг учун  $E$  натижавий тебраниш амплитудасининг квадратини топиш лозим. Тебраниш процесслари комплекс ифодаланган ҳолда амплитуда квадрати  $E$  ни унга комплекс қўшма бўлган

$$E^* = E_0 \sqrt{\tau} \vartheta e^{-i\Phi'} \frac{1}{1 - \tau R e^{i\Phi}} \quad (16.10)$$

катталикка кўпайтириш билан аниқланади. Кўпайтириб ва алмаштиришлар бажариб

$$EE^* = E_0^2 \tau \vartheta^2 \frac{1}{(1 - \tau R)^2 + 4\tau R \sin^2 \frac{\Phi}{2}} \quad (16.11)$$

ни ҳосил қиламиз. Пластинкадан ўтган ёруғликнинг  $I^D$  интенсивлиги

$$I^D = \frac{c}{4\pi} E_0^2 \tau \vartheta^2 \frac{1}{(1 - \tau R)^2 + 4\tau R \sin^2 \frac{\Phi}{2}} \quad (16.12)$$

га тенг. Лекин

$$I_0 = \frac{c}{4\pi} E_0^2 \quad (16.13)$$

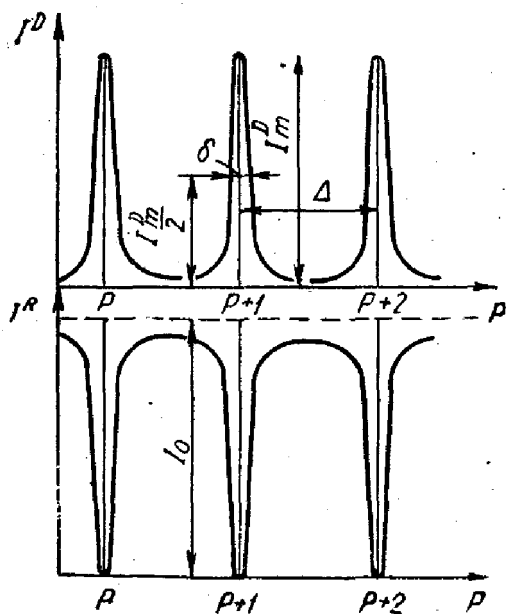
катталик пластинкага келиб тушаётган ёруғликнинг интенсивлиги.

Демак,

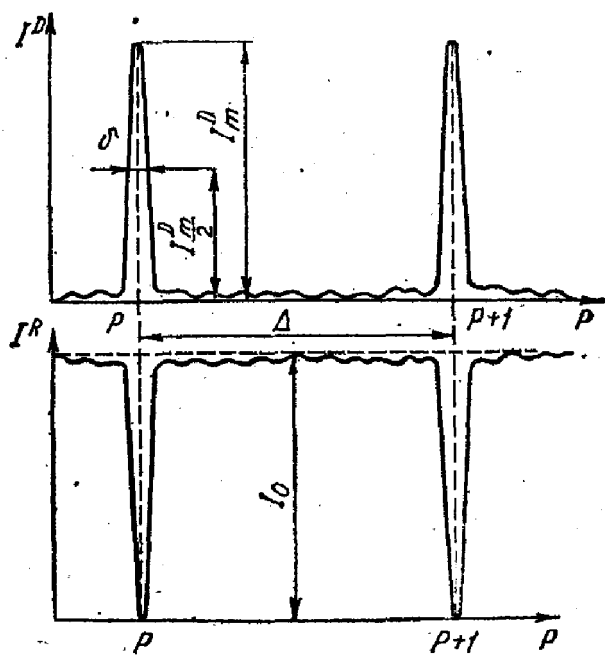
$$I^D = \frac{\tau \vartheta^2}{(1 - \tau R)^2 + 4\tau R \sin^2 \frac{\Phi}{2}} \quad (16.14)$$

бўлади.  $\varphi$  тушиш бурчаги нолга яқин бўлганда, яъни интерференцияланувчи нурлар сони  $N \rightarrow \infty$  бўлганда пластинкадан ўтган ёруғлик интенсивлиги шундай бўлади. Интерференцион полосалардаги  $I^D$  интенсивлик тақсимоти 36-расмда юқорида кўрсатилган. Шу расмда яна қайтган ёруғликдаги  $I^R$  интенсивлик тақсимоти (формуласи келтириб чиқарилмаган) ҳам келтирилган. Расмда фойдаланилган белгиларининг мазмуни қуйидагича:  $I_0$  — тушаётган ёруғликнинг интенсивлиги;  $I_m^D$  — интерференцион полосалардаги ёруғлик интенсивлигининг максимум қиймати;  $\Delta$  — ёруғлик интенсивлигининг бош максимумлари орасидаги масофа;  $\delta$  — интенсивлик бош максимумларининг кенглиги; у интерференцион йўллардаги интенсивликнинг максимал қиймати ярмигача пасаядиган нуқталар орасидаги масофа билан аниқланади.  $p, p + 1$  сонлар бош максимумлар интерференциясининг тартибини ифодалайди.

37- расмда шунга ўхшаш манзара  $N$  чекли сонга эга бўлган ҳол учун тасвирланганки, у  $\varphi$  бурчак катта бўлган ҳолларда ўринли бўлади; 36- ва 37- расмлардан қайтган ва ўтган ёруғликдаги интерференцион манзаралар ўзаро бир-бирларини тўлдиришлари, яъни ўтган ёруғликда максимумлар ҳосил бўлган жойларда қайтган ёруғликда минимумлар ҳосил бўлиши ва аксинча бўлиши кўриниб турибди. Ўтган ёруғликда кескин чегараланган интерференцион



36- расм.



37- расм.

ёруғ полосалар кенг, деярли қора фонда ҳосил бўлади. Қайтган ёруғликда кенг ёруғ фонда кескин чегараланган қоронғи полосалар бўлади. Чекли сондаги нурлар ҳосил қилувчи интерференцион манзара учун  $p, p + 1, p + 2$  ва ҳ. к. интерференция тартиби қийматлари билан аниқланадиган бош максимумлардан ташқари, бош максимумларга нисбатан жуда суст интенсивликка эга бўлган кўп сондаги қўшимча максимумларнинг мавжудлиги характерлидир. Тенг бўлмаган интенсивликдаги нурлар интерференцияланганликлари сабабли, ўтган ёруғликдаги интерференцион манзара минимумлари нолгача етиб бормади (бу ҳол 37- расмда кўрсатилган).  $N \rightarrow \infty$  ( $\Phi \rightarrow 0$ ) бўлган ҳолда қўшимча максимумлар ва минимумлар йўқолади, улар ўрнида интенсивликнинг максимумлари орасида ёйилган суст «қанотлар» қолади.  $R$  қанча катта, яъни  $N$  қанча кўп бўлишига қараб қанотлар интенсивлиги шунча кам (демак, интерференцион манзаранинг контрастлиги юқори) бўлади. Ўтган ёруғликда кузатиладиган интерференция максимумининг шарти ( $N = \infty$  да)

$$\Phi = \frac{2\pi\gamma}{\lambda} + \delta_1 + \delta_2 = 2p\pi \quad (16.15)$$

бўлади. Бу ердан  $\gamma = 2nh \cos \psi$  йўл фарқи учун

$$2nh \cos \psi = p\lambda - \frac{\lambda}{2\pi} (\delta_1 + \delta_2) \quad (16.16)$$

шарт ҳосил бўлади. Агар  $p$  сон  $\frac{\delta_1 + \delta_2}{2\pi}$  га нисбатан анча катта бўлса, у ҳолда (16.16) формуланинг ўнг томонидаги иккинчи ҳадни эътиборга олмаса ҳам бўлади ва максимумлик шарти

$$2nh \cos \psi = p\lambda \quad (16.16')$$

кўринишга келади. (16.16) тенгламани  $p$  бўйича дифференциаллаб,

$$-2nh \sin \psi \frac{d\psi}{dp} = \lambda \quad (16.17)$$

ни ҳосил қиламиз.  $dp = \Delta p = 1$ ,  $d\psi = \Delta \psi$  деб фараз қилиб, чекли фарқлар учун

$$\Delta \psi = - \frac{\lambda}{2nh \sin \psi} \quad (16.18)$$

деб ёзишимиз мумкин. «Минус» ишора  $\frac{d\psi}{dp} < 0$  эканлигини билдиради. Интерференция максимумлари орасидаги бурчак оралиқ шундай ифодаланади. Интерференцияланувчи нурларнинг чекли сони билан иш кўрганда бош максимумлар ҳақида гап боради.  $N \rightarrow \infty$  бўлганда бош максимумлардан бошқа максимумлар бўлмайди. Интерференция бош максимумининг кенглиги кўп турли интерферометрларнинг ажрата олиш кучини характерловчи энг муҳим катталик ҳисобланади. Уни топиш учун (16. 14) формулани қуйидаги кўринишида қайта ёзамиз:

$$I = \frac{I_m(1-\tau R)^2}{(1-\tau R)^2 + 4\tau R \sin^2 \frac{\Phi}{2}} \quad (16.14')$$

( $I^D$  катталиқ  $I$  га алмаштирилган). Бу ерда

$$I_m = \frac{\tau \Phi^2 I_0}{(1-\tau R)^2} \quad (16.19)$$

интенсивлик максимумининг қийматини билдиради.

Интенсивлик максимумининг кенглиги деб, интерференцион полосалардаги интенсивликнинг максимал қиймати ярмигача пасаядиган икки нуқта орасида ётувчи  $2\delta\psi$  бурчак интервалини тушунамиз. (16.14') формулада  $I$  нинг ўрнига  $\frac{I_m}{2}$  ни қўйиб,

$$\frac{I_m}{2} = \frac{I_m(1-\tau R)^2}{(1-\tau R)^2 - 4\tau R \sin^2 \frac{\Phi}{2}} \quad (16.20)$$

га эга бўламиз. Бу ҳолда содда алмаштиришлар

$$\sin \frac{\Phi}{2} = \frac{1-\tau R}{2\sqrt{\tau R}} \quad (16.21)$$

ни беради. Интенсивлик максимумида

$$\Phi = \Phi_m = 2\rho\pi \quad (16.22)$$

бўлади. Интерференцион полосадаги максимумдан  $I = \frac{I_m}{2}$  бўлган нуқтага ўтишдаги  $\delta\Phi$  га тенг бўлган фаза ўзгаришини ҳисоблаймиз, бунда  $\Phi$  катталиқ (16.21) шартга бўйсунди:

$$\Phi = \Phi_m + \delta\Phi$$

у ҳолда  $\sin\Phi = \sin\Phi_m \cos\delta\Phi + \cos\Phi_m \sin\delta\Phi = \sin\delta\Phi$ .  $\delta\Phi$  кичик бўлгани учун  $\sin\delta\Phi \approx \delta\Phi$ , демак,  $\sin \frac{\Phi}{2} = \frac{\delta\Phi}{2} \cdot \sin \frac{\Phi}{2}$  нинг бу қийматини (16.21) формулага қўйиб,

$$\delta\Phi = \frac{1-\tau R}{\sqrt{\tau R}} \quad (16.23)$$

га эга бўламиз. Интерференцион полосанинг (максимумининг) фазавий ярим кенглиги шундай бўлади. Тўлиқ кенглик  $2\delta\Phi$  га тенг.

Бурчак кенгликни топиш учун  $\psi$  бурчакнинг  $\delta\psi$  қийматга ўзгаришидаги  $\gamma$  нинг (16.4) формуласини ҳисобга олувчи (16.4') билан ифодаланадиган фазалар ўзгаришини топамиз:

$$\delta\Phi = \delta \left( \frac{4\pi nh \cos \psi}{\lambda} + \delta_1 + \delta_2 \right) = \frac{\partial}{\partial \psi} \left( \frac{4\pi nh \cos \psi}{\lambda} + \delta_1 + \delta_2 \right) \delta\psi.$$

$\delta_1$  ва  $\delta_2$  ни биринчи яқинлашишда  $\psi$  га боғлиқ эмас деб ҳисоблаш мумкин бўлганлигидан  $\delta\Phi$  учун

$$\delta\Phi = - \frac{4\pi n h \sin\psi}{\lambda} \delta\psi \quad (16.24)$$

га эга бўламиз. (16.23) ва (16.24) ифодаларни таққослаб,

$$\delta\psi = - \frac{\lambda}{2nh \sin\psi} \cdot \frac{1 - \tau R}{2\pi\sqrt{\tau R}} \quad (16.25)$$

ни топамиз. Бу интерференцион максимумнинг бурчак ярим кенглигини ифодалайди. Тўлиқ кенглик, яъни интерференцион полосадаги максимал интенсивликнинг ярмига тенг бўлган икки нуқта орасидаги бурчак масофа

$$2\delta\psi = - \frac{\lambda}{2nh \sin\psi} \cdot \frac{1 - \tau R}{\pi\sqrt{\tau R}} \quad (16.26)$$

га тенг бўлади. Биринчи кўпайтувчи (16.18) формулага асосан интерференцион максимумлар орасидаги  $\Delta\psi$  масофани беради. Агар

$$N_e = \frac{\pi\sqrt{\tau R}}{1 - \tau R} \quad (16.27)$$

белги киритсак (бу ерда  $N_e$  кейинчалик кўриб ўтамизки, интерференцион нурлар сонини билдиради), [у ҳолда (16.26) формулани

$$2\delta\psi = \frac{\Delta\psi}{N_e} \quad (16.28)$$

кўринишда ҳам ёзиш мумкин, яъни интерференцион максимумнинг бурчак кенглиги қўшни максимумлар орасидаги бурчак оралиқдан  $N_e$  марта кичик экан. Интерференцион максимумнинг бурчак кенглиги ўзининг энг катта қийматига икки нурли интерференцияда, яъни  $N_e = N = 2$  бўлганда эришади.

$N$  белгидаги  $e$  индекс ушбу ҳолдаги барча тенг бўлмаган интенсивликдаги нурлар чексиз тўпламининг ўрнини олувчи «тенг интенсивликдаги интерференцияланувчи нурларнинг эффектив сони»ни билдиради.

3-жадвал

$\tau R$	$N_e$
0,50	4,46
0,60	6,10
0,70	8,77
0,75	10,09
0,80	14,08
0,82	15,82
0,85	19,40
0,88	24,60
0,90	29,82
0,92	37,70
0,95	61,40
0,97	103,10
0,98	155,70
0,99	314,16
1,00	$\infty$

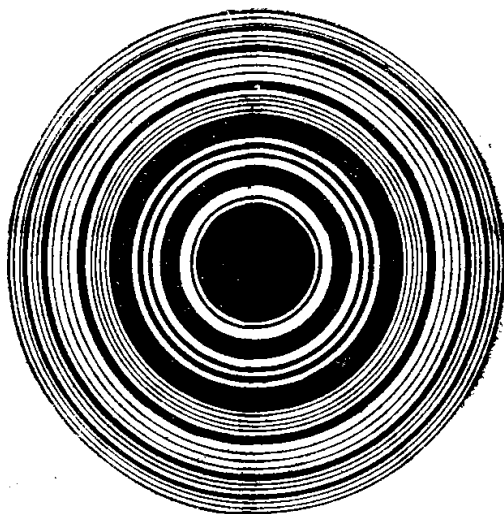
Фабри-Перо интерферометри учун  $N_e$  сони деярли доим бутун қисмдан ташқари, каср қисмга ҳам эга бўлади.  $N_e$  учун одатда жадвал тузилади. 3-жадвалда  $N_e$  нинг қийматлари  $\tau R$  нинг функцияси сифатида келтирилган. (16.28) формуладан ва 3-жадвалдан  $R$  қанча катта бўлса, интерференцион полоса ҳам шунча ингичка бўлиши келиб чиқади. Агар унинг кенглигини полосалар орасидаги масофа улушларида ифодаласак, яъни

$$\epsilon = \frac{2\delta\psi}{\Delta\psi} = \frac{1}{N_e} \quad (16.29)$$

муносабатни олсак, у ҳолда  $\tau R = 0,50$  учун  $\varepsilon = 0,224$ ;  $\tau R = 0,99$  учун  $\varepsilon = 0,0032$  ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, агар  $\tau R = 0,50$  бўлганда интерференцион полосалар кенглиги интерференцион максимумлар орасидаги масофанинг  $0,224$  қисмини ташкил этса,  $\tau R = 0,99$  бўлганда бу кенглик максимумлар орасидаги масофанинг фақат  $0,003$  қисмини ташкил этади. Бу ҳол, агар интерференцион манзарада  $\lambda$  тўлқин узунлигига мос келувчи интерференцион полосалардан ташқари яна бошқа тўлқинларга тегишли интерференцион полосалар ҳам мавжуд бўлса, у ҳолда улар бир-бирларидан яхшигина ажралиб туради, деган маънони англатади, ҳолбуки икки нурли интерференцияда бундай ҳол ҳеч қачон юз бермайди. Кўп нурли интерферометрнинг бундай монохроматик нурланишларни бир-бирларидан ажратиш хусусияти ажрата олиш қобилияти ёки ажрата олиш кучи деб аталади. Кўп нурли интерферометрнинг бу хоссаси 38- расмда тасвирланган. Унда интерферометр газразряд симоб лампаси спектрининг яшил чизиқ ёруғлиги билан нурлангандидаги интерференцион полосалар фотографияси берилган. Фотографияда симобнинг яшил чизиғи таркибида мавжуд бўлган турли тўлқин узунликдаги нурланишларга тегишли жуда кўп сонли жуда ингичка интерференцион полосалар кўриниб турибди. Одатдаги спектроскопда битта монохроматик нурланиш (битта спектрал чизиқ) бўлиб кўринадиган симобнинг яшил нурланиши аслида бир-бирига тўлқин узунлиги билан яқин бўлган жуда кўп сонли монохроматик (тўғрироғи, квазимонохроматик) нурланишлардан ташкил топган бўлади. Уларни бир-бирларидан Фабри-Перо интерферометри ажратиб бера олади. Агар одатдаги бир призмали спектроскоп бир-биридан  $0,1 \text{ \AA}$  тартибида узоқда турган чизиқларни ажратса, симобнинг яшил чизиғи спектрида компоненталар бир-бирида  $\text{\AA}$  нинг мингдан бир улушига фарқ қилиб жойлашган бўлади. 38- расмда кенгроқ бўлиб кўринадиган ҳалқалар берилган ҳол учун Фабри-Перо интерферометри тўлиқ ажрата олмаган бир нечта нурланишлар йиғиндисидан иборат.

Энди кўп нурли интерферометрнинг дисперсиясини ва ажрата олиш кучини топамиз. (16.16) муносабатдан турли тўлқин узунликларининг максимумлари турли бурчак остида жойлашишлари келиб чиқади. Унинг силжиши қандай қонунга бўйсунганини топиш учун (16.16) ифодани тўлқин узунлиги бўйича дифференциаллаймиз:



38- расм.



$$-2nh \sin \psi \frac{d\psi}{d\lambda} + 2h \cos \psi \frac{dn}{d\lambda} = \rho - \frac{1}{2\pi} \frac{d}{d\lambda} (\delta_1 + \delta_2).$$

Ҳозирги вақтда кўпчилик ҳолларда  $n=1$ , яъни  $\frac{dn}{d\lambda} = 0$  бўлган кўп нурли интерферометрлардан фойдаланилади. Бундан ташқари, бу асбоблар  $\rho$  жуда катта ва

$$\frac{1}{2\pi} \frac{d}{d\lambda} (\delta_1 + \delta_2) \ll \rho \quad (16.30)$$

бўлган ҳолларда ишлатилади. У ҳолда қайтишдаги  $\delta_1$  ва  $\delta_2$  фазалар сакрашидан тўлқин узунлиги бўйича олинган ҳосила иштирок этган ҳадни эътиборга олмаса ҳам бўлади ва  $\frac{d\psi}{d\lambda}$  учун

$$\frac{d\psi}{d\lambda} = -\frac{\rho}{2h \sin \psi} \quad (16.31)$$

га эга бўламиз.

Агар шунингдек, (16.16) формулада  $\rho \gg \frac{1}{2\pi} (\delta_1 + \delta_2)$  эканлигини назарда тутиб,  $\frac{\lambda}{2\pi} (\delta_1 + \delta_2)$  катталикини эътиборга олмасак, (16.31) формула

$$\frac{d\psi}{d\lambda} = -\frac{2h \cos \psi}{2h \lambda \sin \psi} = -\frac{1}{\lambda \operatorname{tg} \psi} \quad (16.32)$$

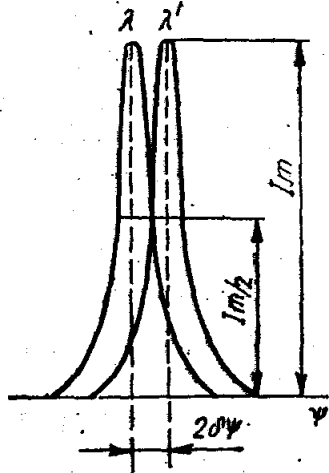
кўринишга келади. Бинобарин, тўлқин узунлиги  $d\lambda$  га ўзгарганда интерференция максимуми

$$d\psi = -\frac{\rho}{2h \sin \psi} d\lambda, \quad (16.33)$$

ёки

$$d\psi = -\frac{1}{\operatorname{tg} \psi} \frac{d\lambda}{\lambda} \quad (16.34)$$

катталиқка сиқийди. (16.31), (16.32), (16.33) ва (16.34) формулалар Фабри-Перо интерферометрининг бурчак дисперсиясини ифодалайди.



39- расм.

Лекин интерферометрнинг дисперсияга эга эканлиги, агар биз, масалан, интерференцион полосаларни проекциялаш учун узун фокусли объективлардан фойдаланганимизда турли узунликдаги тўлқинлар интерференцияси максимумларининг исталган сиқишини ажрата оламиз деган маънони англатмайди. Интерференцион максимумлар чекли кенгликка эга бўлгани сабабли кўп нурли интерферометрнинг бир-бирига яқин спектрал чизиқларни ажрата олиш қобилияти ёки бошқача айтганда, унинг ажрата олиш кучи чегарага эга

бўлади, биз уни аниқлашимиз керак. Бунинг учун 39- расмга мурожаат қиламиз. Бу ерда турли  $\lambda$  ва  $\lambda'$  узунликдаги тўлқинлар интерференцияси иккита максимумининг график тасвири берилган. Иккала тўлқин интенсивликларининг қўшилишидан ҳосил бўладиган натижавий интенсивлик тақсимотини олишда ҳар бир  $\psi$  учун алоҳида максимумларга тегишли ординаталарни қўшиш керак. Агар буни максимумларнинг дисперсия натижасида  $d\psi$  силжиши максимумнинг  $2\delta\psi$  кенглигига тенг бўлган ҳол учун бажарилса, максимумлар орасидаги уларнинг интенсивлик контурларининг кесишган еридаги йиғинди интенсивлик алоҳида олинган ҳар бир максимумдаги интенсивлик қийматига тенг бўлади. Бу қоида турли тўлқин узунликдаги нурланишларни ажратишнинг чегаравий шартини характерлайди. Бу ерда  $d\psi$  оралиқ ажратиш чегарасининг бурчак катталиги ҳисобланади.  $d\psi$  катталikka мос келувчи  $\lambda' - \lambda$  спектрал интервал ажратиш чегарасининг спектрал катталиги деб аталади.  $\lambda' - \lambda$  ни биз  $2\delta\lambda$  деб белгилаймиз. Уни топиш учун (16.34) формуладаги  $d\psi$  ни (16.26) формуладаги  $2\delta\psi$  га тенглаш лозим. У ҳолда (агар биз  $n = 1$  деб олганимизни назарда тутсак автоматик равишда  $\tau = 1$ ,  $\sin \psi = \sin \varphi$  бўлади):

$$\frac{1}{\operatorname{tg} \varphi} \frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{2h \sin \varphi} \frac{1-R}{\pi \sqrt{R}}$$

ҳосил бўлади. Бу ердан

$$d\lambda = 2\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2h \cos \varphi} \frac{1-R}{\pi \sqrt{R}} \quad (16.35)$$

келиб чиқади. (16.35) формула кўп нурли интерферометрнинг ажратиш кўрсатиш чегараси катталигини ифодалайди.

$$\frac{2\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{2h \cos \varphi} \frac{1-R}{\pi \sqrt{R}} \quad (16.36)$$

катталик нисбий ажратиш чегарасини, унга тескари бўлган

$$\mathfrak{R} = \frac{\lambda}{2\delta\lambda} = \frac{2h \cos \varphi}{\lambda} \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R} \quad (16.37)$$

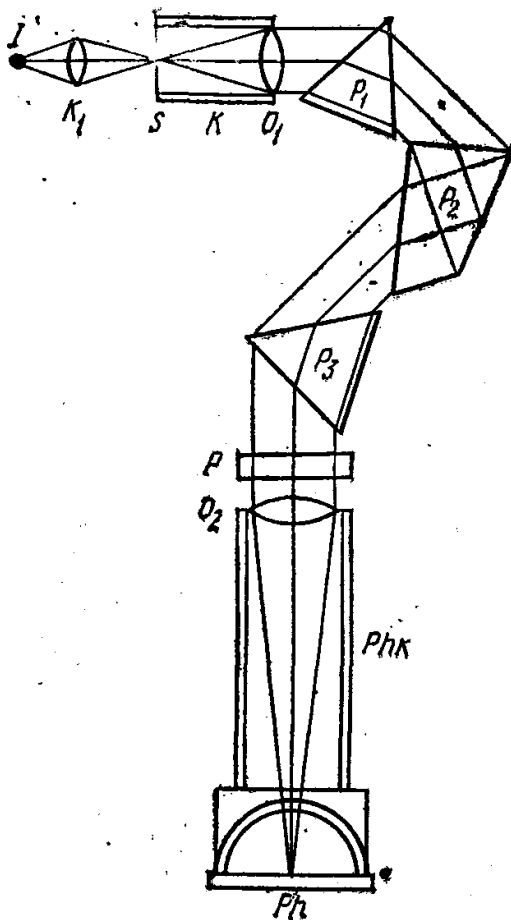
катталик эса интерферометрнинг ажрата олиш кучини ифодалайди. Ажратиш чегарасини  $2\delta\lambda$  орқали ёзишнинг маъноси шуки, у спектрал интервалнинг максимумнинг икки томонида ётувчи иккала ярмини (бу ерда интенсивлик максимум қийматининг ярмигача пасаяди) ўзаро бирлаштиради.

$$\frac{2h \cos \varphi}{\lambda} = \rho \text{ ва } \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R} = N_e$$

бўлгани учун (16.37) формулани қуйидаги кўринишда қайта ёзиш мумкин:

$$\mathfrak{R} = \rho N_e \quad (16.38)$$

Демак, ажратиш кучи интерференция тартибининг интерференцияланувчи нурлар сонига кўпайтирилганига тенг.



40- расм.

Спектрнинг  $0,5 \text{ мкм} = 5000 \text{ \AA}$ ,  $h = 1 \text{ см}$ ,  $R = 0,98$ ,  $\varphi = 0$  қисми учун  $\mathcal{N} = \frac{2}{5 \cdot 10^{-5}} = 155,7 = 6,22 \cdot 10^6$  бўлади. Бундай интерферометр бир-бирларидан

$$2 \delta \lambda = \frac{\lambda}{\mathcal{N}} = \frac{5000 \text{ \AA}}{6,22 \cdot 10^6} = 7,9 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$$

масофада турган чизиқларни ажрата олиши мумкин. Агар  $h = 15 \text{ см}$  олинса,  $2 \delta \lambda = 5,3 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$  бўлади. Бу эса дифракцион спектрографлар имкониятидан тахминан 1000 марта ортиқ. Ушбу ҳол кўп нурли интерферометрларнинг энг «кучли» спектрал асбоблар сифатида бениҳоя афзалликка эга эканлигини кўрсатади. Лекин улар нуқсонлардан ҳоли эмас. Бу нуқсонлар шундан иборатки, улар спектрнинг бир вақтда фақат иккита  $p$  ва  $p + 1$  тартибли интерференцион максимумлар орасидаги ингичка соҳасини текшира олади холос. Агар бу интервалнинг (16.18) формула-

дан олинadиган бурчак катталигини (16.34) формуладан олинadиган ва

$$\Delta \varphi = - \frac{1}{\text{tg} \varphi} \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \quad (16.39)$$

кўринишда ёзилувчи  $\Delta \lambda$  спектрал интервал катталигига тенгласак, бу катталиқни аниқлаш қийин бўлмайди (бу формулада биз  $n = 1$  ва  $\psi = \varphi$  эканлигини назарда тутдик). У ҳолда

$$\frac{1}{\text{tg} \varphi} \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{2h \cos \varphi}$$

га эга бўламиз. Бу ердан

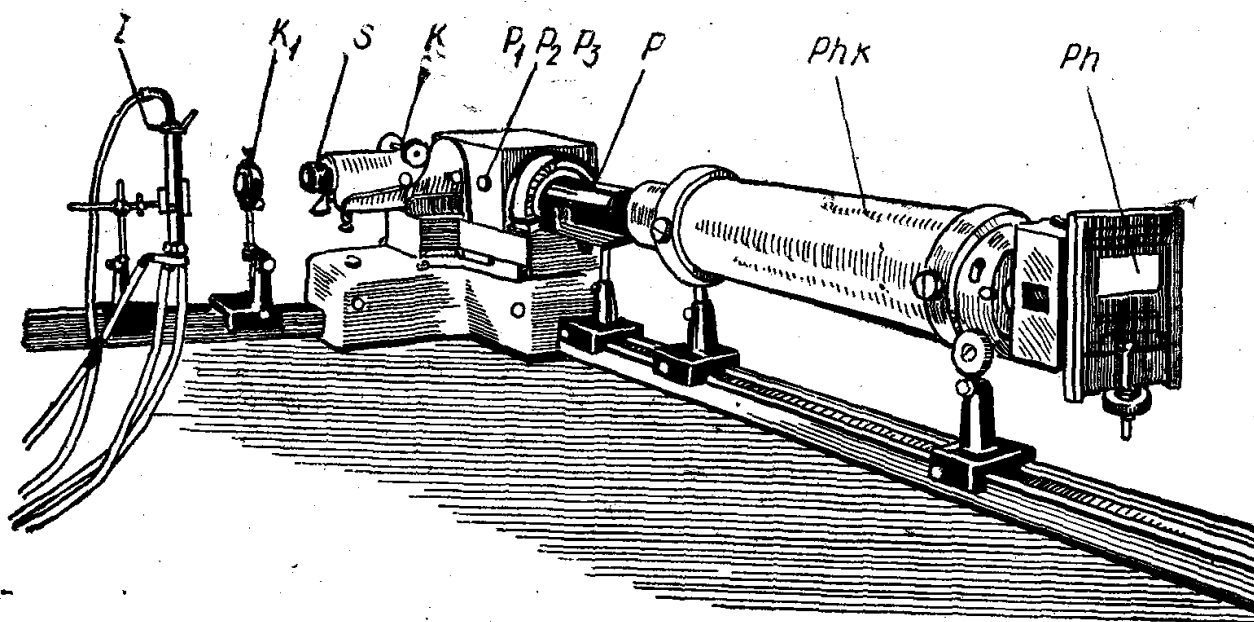
$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2h \cos \varphi} \quad (16.40)$$

бўлади. Агар аввалги мисолдагидек  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ ,  $h = 1 \text{ см}$ ,  $\varphi = 0$  деб олсак,  $\Delta \lambda = 0,125 \text{ \AA}$  бўлади. Бу жуда кучли призмали ёки

дифракцион спектрографларнинг ажратиш чегарасига яқин. Текширилатган нурланишдаги спектрал интервал кенг бўлганда кўп нурли интерферометр бир қийматли натижалар бериш имкониятига эга бўлмайди, чунки бу ерда турли тартибдаги спектрларнинг устма-уст тушиши кузатилади. Анча кенг спектрларда ҳам кўп нурли интерферометрларни спектроскоп сифатида ишлатиш имконига эга бўлиш учун уни призмали ёки дифракцион спектрограф билан бирлаштирадilar. Бу спектрографлар спектрни даставвал шундай ажратиб берадиларки, ушбу ажратиб олинган  $\Delta\lambda$  соҳа (16.40) формуладан аниқланадиган катталиқдан ортиқ бўлмайди. Бу спектрограф (спектроскоп) нинг ажратиш чегараси  $\Delta\lambda$  дан кичик бўлиши керак деган маънони аниқлатади.

40- расмда кўп нурли интерферометрнинг призмали спектрограф билан биргаликда катта ажратиш кучига эга бўлган спектроскоп сифатида ишлайдиган қурилмасининг оптикавий схемаси келтирилган. Бу ерда  $I$  — ёруғлик манбаи,  $k_1$  — конденсор линзаси;  $S$  — призмали спектрографнинг тирқиши,  $K$  — коллиматор;  $O_1$  — коллиматорнинг объективи, унинг фокусига  $S$  тирқиши бор;  $P_1, P_2, P_3$  — спектрограф (уч призмали спектрограф) нинг призмалар системаси;  $P$  — кўп нурли интерферометр;  $Phk$  — спектрографнинг интерференцион манзарани суратга олиш учун мўлжалланган фотокамераси;  $O_2$  — фотокамеранинг объективи;  $Ph$  — фотопластинка.

41- расмда шундай уч призмали ИСП- 51 спектрографли қурилманинг ташқи кўриниши кўрсатилган.

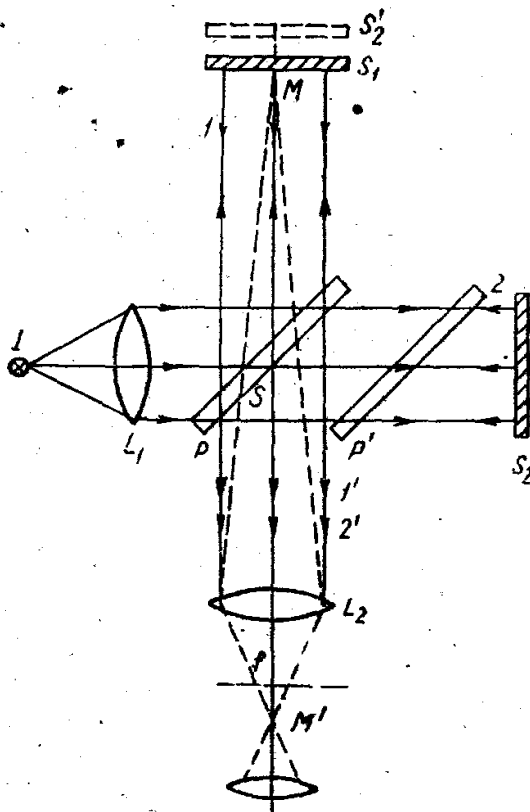


41- расм.

## 17- §. Интерференциянинг фанда ва техникада қўлланиши. Интерферометрлар

Ёруғлик интерференцияси амалда жуда кўп жойларда қўлланилади. Унинг ёрдамида ёруғлик тўлқинларининг узунлигини жуда юқори аниқликда аниқлаш; чизиқли катталикларни (ўлчамларни), жисмларнинг қизиганда ва бошқа процессларда юз берадиган ўзгаришларини жуда аниқ ўлчаш ҳамда синдириш кўрсаткичларини ўлчаш, сиртларнинг силлиқлаш ва сайқаллаш сифатини баҳолаш мумкин. Интерференция ёрдамида спектроскопияда катта муваффақиятларга эришилдики, бунда интерференция асосида энг кучли спектрал аппаратлар яратилди.

Физикавий тадқиқлар ўтказиш ва техникавий татбиқлар учун қатор интерференцион асбоблар — интерферометрлар ишлаб чиқилган. Уларнинг барчаси битта принципга асосланган бўлиб, фақат конструкциялари жиҳатидангина фарқланади. Икки нурли ва кўп нурли интерферометрлар бир-биридан принципиал фарқ қилади. Кўп нурли интерферометрлар, уларнинг назарияси ва энг муҳим татбиқлари бундан аввалги параграфда кўриб чиқилган эди. Бу ерда биз икки нурли интерферометрларни, яъни икки нурли интерференцияга асосланган интерферометрларни кўриб ўтамиз. Манбадан келаётган ёруғлик нури ажратувчи кўзгу ёрдамида икки нурга ажратилади. Сўнгра улар турли йўллар билан кетади ва яна



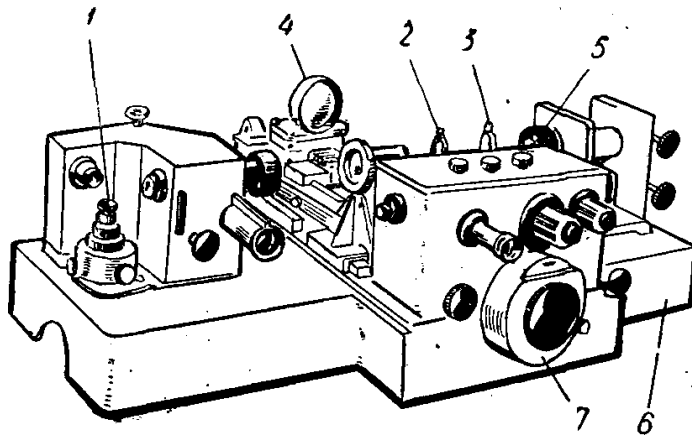
42- расм.

учрашиб бир-бирлари билан интерференцияланади. Нурлардан бири (ёки иккаласи) текшири-лаётган объектга йўналтирилади. У ерда нур у ёки бу қўшимча йўл фарқига эга бўладики, натижада интерференцион манзарада ўзгариш (интерференцион полосаларнинг силжиши) юз беради. Бу силжишларни ўлчаб, уларнинг интерферометр ва ўрганилаётган ҳодиса билан боғлиқлигини билган ҳолда тадқиқотчини қизиқтирган катталикларнинг қийматини топиш мумкин.

Интерферометрларнинг кўп сондаги турларини яратишда асос бўлиб хизмат қилган машҳур Майкельсон интерферометрининг тузилишини кўриб чиқайлик. 42- расмда унинг оптикавий схемаси келтирилган. Ёруғлик  $I$  ёруғлик манбадан  $L_1$  линза орқали параллел

(ёки бир оз тарқоқ) нурлар дастаси шаклида асбобнинг оптикавий ўқиға  $45^\circ$  бурчак остида жойлаштирилган ярим шаффоф  $S$  ёруғлик ажратувчи кўзгуга ( $P$  пластинкага) йўналтирилади.  $S$  кўзгу унга тушаётган нурлар дастасини тенг интенсивликдаги икки дастага ажратиб юборади, бу дасталардан бири  $S$  кўзгудан уни орқага қайтарувчи  $S_1$  кўзгуга қараб йўналади. Иккинчи даста  $S$  кўзгудан  $S_2$  кўзгуга ўтади ва ундан орқага қайтади.  $S$  ёруғлик ажратувчи кўзгуга қайтадан тушган иккала дастанинг ҳар бири яна икки дастага ажралади. Улардан икkitаси ёруғлик манбаига қайтади, бошқа иккита ( $1'$  ва  $2'$ ) даста эса  $L_2$  линзага тушиб унинг ёрдамида  $M'$  нуқтага тўпланади ва шундан сўнг яна тарқалади.  $P'$  ясси параллел пластинка  $1$  ва  $2$  нурларнинг йўл фарқларини компенсациялаш учун хизмат қилади, чунки  $1$  нур ажралиб,  $S$  кўзгуга қайтишда пластинка қалинлигидан икки марта ўтади,  $2$  нур билан эса бундай бўлмайди.  $P'$  пластинка ҳам  $P$  пластинка ясалган шишадан тайёрланган. Уни ҳам интерферометрнинг оптикавий ўқиға аниқ  $45^\circ$  бурчак остида қўйилади, шу туфайли  $11'$  ва  $22'$  нурлар дастасининг босиб ўтган йўли тамомила тенг қийматли бўлади.  $1$  ва  $2$  нурлар йўлидаги носимметрикликни компенсациялайдиган  $P'$  пластинка компенсацион пластинка деб ном олган. 42- расмда оптикавий схемани кўп деталлар билан юкламаслик мақсадида нурларнинг  $P$  ва  $P'$  пластинкалардаги синиши кўрсатилмаган. Бундай асбобнинг ишлаши 15- § да кўриб ўтилган пластинкаларнинг ишлатишга ўхшайди. Лекин бу ерда реал  $S_2$  кўзгу вазифасини  $S$  кўзгуда ҳосил бўлган  $S_2$  мавҳум тасвир ўтайди. У ҳолда  $S_1$  ва  $S_2$  кўзгулар  $S_1$  ва  $S_2$  орасидаги масофанинг иккиланганига тенг йўл фарқиға эга бўлган ҳаво пластинкасини вужудга келтиради. Агар бунда  $S_1$  ва  $S_2$  ўзаро параллел бўлса, у ҳолда концентрик ҳалқалар системаси кўринишидаги бир хил қиялик интерференцияси вужудга келади. Уни  $L_2$  линзанинг  $f$  фокал текислигида кузатиш мумкин. Агар  $S_1$  ва  $S_2$  понасимон оралиқ ҳосил қилса, у ҳолда одатдаги понасимон пластинкада вужудга келадиган интерференцияға ўхшаш бир хил қалинлик интерференцияси вужудга келади. Бу ҳолда интерференцион манзара  $L_2$  линзанинг оптикавий ўқиға  $M'$  нуқтада тик ўтган текисликда анча аниқ кузатилади. (Бу текислик ҳамда  $S_1$  кўзгу текислиги  $L_2$  линзаға нисбатан қўшма ҳисобланади.) 43- расмда Майкельсон интерферометри конструкцияларидан бирининг ташқи кўриниши келтирилган. Расмда рақамлар билан қўйидагилар белгиланган:  $1$  — ёритувчи лампа учун мўлжалланган патрон;  $2$  — ёруғлик ажратувчи кўзгу;  $3$  — компенсацияловчи пластинка;  $4$  —  $5$  — интерферометрнинг асосий кўзгулари;  $6$  — асбобнинг станинаси;  $7$  — кўзгунини суриш учун мўлжалланган винт маховиги.

Интерферометрлар ниҳоятда сезгир оптикавий асбоблардир. Улар шаффоф жисмлардаги зичлик, температура, интерферометрнинг ёритувчи ёруғликнинг тўлқин узунлиги ва ҳ. к. ларнинг ўзгариши натижасида юз берадиган жуда кичик ўзгаришларни пайқашга имкон беради. Бундай ҳодисаларни ўрганиш учун четки қисмларни



43- расм.

сиртлари яхши силлиқланган шаффоф ясси параллел пластинкалар билан бекитилган иккита бир хил кювета интерферометрнинг ёруғлик дасталари йўлига— бири  $SS_1$  елкага, иккинчиси  $SS_2$  елкага қўйилади. Иккала кювета ҳам текширилувчи модда билан тўлдирилади. Сўнг кюветалардан бирида ҳолат параметрларидан бири (температура, босим ва ҳ. к) ўзгартирилади. Бунинг натижасида модда зичлиги ўзгаради, бу эса ўз навбатида синдириш кўрсаткичининг ўзгаришига олиб келади. Ушбу ҳол интерференцияланувчи нурлар йўл фарқининг ўзгаришига ва шунга мос ҳолда интерференцион полосаларнинг силжишига сабаб бўлади. Интерференцион манзаранинг бу силжиши кўзгулардан бирини суриш йўли билан компенсацияланади. Ҳаракатланувчи кўзгунинг қанча сурилганига қараб, вужудга келган йўл фарқи ва демак, синдириш кўрсаткичида юз берган ўзгариш аниқланади.

Интерферометр ёрдамида дисперсияни (шу жумладан аномал дисперсияни ҳам) ўрганиш мумкин, синдириш кўрсаткичини ўзгаришга олиб келувчи химиявий реакцияларнинг боришини текшириш, эритмалар таркиби ва уларнинг ўзгариши ва ҳ. к. ларни муваффақият билан ўрганиш мумкин. Майкельсон интерферометри узунликларни: жисмларнинг узунлиги, ёруғлик тўлқинининг узунлиги, температура ўзгарганда жисм узунлигининг ўзгаришини (интерференцион дилатометр) юқори аниқликда ўлчашларда эффектив қўлланилмоқда. Линзалар, кўзгулар, призмалар ва бошқа оптиквий деталларнинг тайёрланиш сифатини текшириш учун қўлланиладиган интерферометрлар айниқса эффектив ҳисобланади. Авиация, ракета техникаси, космик учишлар техникаси ва ҳ. к. ларнинг тараққиёти туфайли газодинамиканинг айниқса тез суратлар билан ривожланиши, учиш аппаратларини айланиб оқиб ўтувчи ҳавода юз берадиган тез ўтувчи процессларни тадқиқ қилишни тақозо этди. Интерферометрлар бу мақсадлар учун айниқса қимматбаҳо асбоблар бўлиб ҳисобланади. Метр эталонини ёруғлик тўлқин узунлигида ўлчаш бу асбобнинг энг муҳим татбиқларидан биридир. Буни Майкельсон амалга оширган.

Майкельсоннинг биринчи тадқиқотлари 1890—1895 йилларда ўтказилган. Метр эталони кадмийнинг қизил спектрал чизигининг тўлқин узунлиги билан таққосланади, бунинг учун Майкельсон

$$\lambda = 6438,4722 \text{ \AA}$$

қийматни топган.

Кейинчалик Фабри, Перо ва Бенуа томонидан жуда аниқ ўлчашлар ўтказилиб, улар бу тўлқин узунлиги учун

$$\lambda = 6438,6496 \text{ \AA}$$

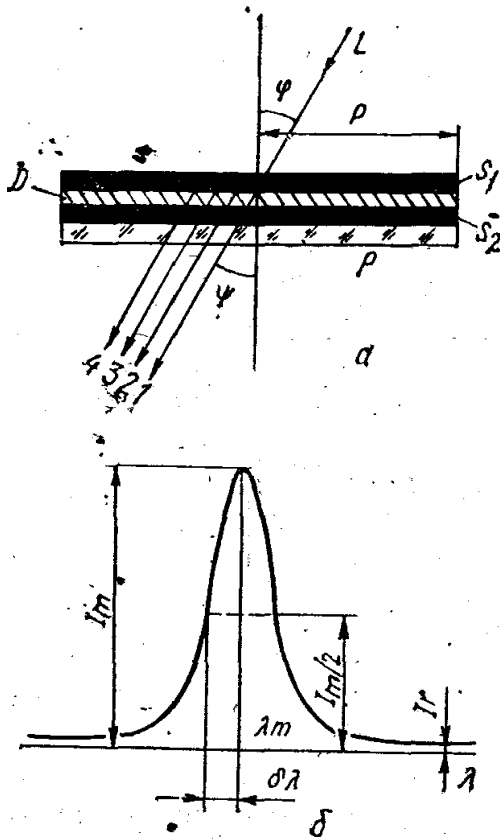
қийматни топдилар. Бу сон Майкельсон топган қийматдан фарқ қилади, чунки Майкельсон ҳаво намлигини ҳисобга олувчи тузатма киритмаган; Фабри, Перо, Бенуалар эса бу тузатмани ҳисобга олган ҳолда  $\lambda$  учун юқорида келтирилган қийматни 760 мм сим. уст. ҳамда 15° С температурадаги қуруқ ҳавода олганлар.

Метрни ёруғлик тўлқини ёрдамида аниқлашдаги муваффақиятларга қарамай, уни кейинги узоқ вақт давомида асосий эталон сифатида қабул қилиш мумкин бўлмади, чунки ўзининг монохроматиклиги нуқтаи назаридан энг яхши ҳисобланган кадмийнинг қизил чизигини қайд қилиш қийин, яъни доим бир хилда қайтарилмас эди. Фақат 1960 йилда ўлчов ва тарозилар бўйича бўлган XI Бош конференцияда асосий эталон сифатида криптоннинг  $\text{Kr}^{86}$  изотопининг изотоп атомидаги  $2p_{10} - 5d_5$  сатҳларидаги ўтишга мос келган зарғалдоқ чизиқнинг тўлқин узунлиги қабул қилиниши ҳақидаги қарор тасдиқланди. Ҳозирги вақтда метр  $\text{Kr}^{86}$  нинг вакуумдаги бу нурланишининг 1650763,73 тўлқин узунлигига тенг бўлган узунлик сифатида аниқланади.

Интерферометрлардан ёруғликнинг ҳаракатдаги жисмларда тарқалишини тадқиқ қилиш учун ҳам, шунингдек, кенг фойдаланилган. Бу тадқиқотлар фазо ва вақт ҳақидаги тасаввурларимизни тубдан ўзгаришига олиб келди. Бу ҳақда IX бобда батафсил тўхтаб ўтамиз. Интерференция Майкельсон томонидан Ердан жуда узоқда турган юлдузларнинг диаметрларини аниқлашда муваффақиятли қўлланилган. Бу мақсадда бошқа усуллар эффектив бўлмаган. Ёруғлик интерференциясининг қўлланишида юқори даражали когерент нурланишларни берувчи лазерлар бутунлай янги имкониятларни яратиб берди. Бу узоқ масофаларни ўта юқори аниқлик билан ўлчаш имкониятини беради.

1941—1945 йиллар ичида ушбу китоб муаллифи юпқа қатламлардаги кўп нурли интерференция асосида юқори монохроматикликка эга бўлган, призмали ва дифракцион спектроскоплардагига нисбатан анча содда йўл билан монохроматик нурланишни ажратишга имкон берувчи, интерференцион ёруғлик филтрларини ишлаб чиққан эди. 44-а расмда интерференцион ёруғлик филтрининг оптикавий схемаси келтирилган.





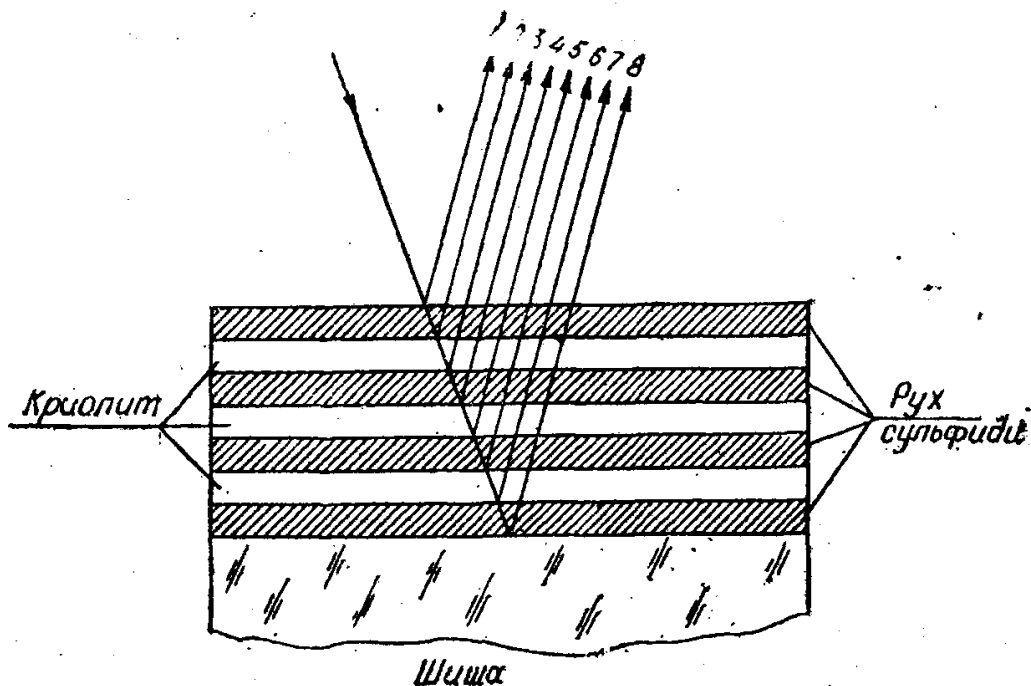
44- расм.

$P$  ясси-параллел пластинка шаклидаги шиша ёки бошқа шаффоф тагликка вакуумда буглантириш йўли билан юқори қайтариш коэффициентига ва кичик ўтказиш коэффициентига эга бўлган  $S_2$  кўзгу қопланади (ёруғлик қайтарувчи қатламда ютилиш мумкин қадар кам бўлиши керак).  $S_2$  кўзгу қоплангандан сўнг, шу усул билан шаффоф, ажратувчи қатлам ва бундан кейин  $S_2$  кўзгу билан бирдай бўлган иккинчи  $S_1$  кўзгу қопланади. Бундай системага тушувчи  $L$  нур ёруғлик фильтри ичида кўп марта қайтишга дуч келади. Натижада кўп сонли интерференциялашувчи  $1, 2, 3, 4, \dots$  нурлар ва демак, кўп нурли интерференция ҳосил бўлади. Ажратувчи қатламнинг  $nh$  оптикавий қалинлиги  $\frac{\lambda}{2}$  ёки  $p \frac{\lambda}{2}$  катталиikka

эга, бу ерда  $p$  — одатда бир неча бирликдан ортмайдиган коэффициент. Агар интерференцион ёруғлик фильтрига туташ спектрли нурланиш тушаётган бўлса, у вақтда у нурланишдан максимум ўтказилувчи тўлқин узунлигининг яқинида жуда кескин максимумга эга бўлган квазимонохроматик нурланиш ажратади. Бундай нурланишдаги интенсивлик тақсимои 44- б расмда келтирилган. Бу ерда  $I_m - \lambda_m$  тўлқин узунлигидаги нурланиш интенсивлиги;  $\frac{I_m}{2}$  — ярим интенсивлик. Бу бўйича ёруғлик фильтри ўтказиш полосасининг максимумининг  $2\delta\lambda$  спектрал кенглиги аниқланади.  $I_r$  — ўтган ёруғликдаги «қанотлар» интенсивлигини билдиради.

### 18- §. Ёруғликнинг қайтишини интерференция ёрдамида орттириш ва камайтириш

Кўп нурли интерференция ва унинг спектроскопия, лазерлар физикаси ва техникада қўлланишларининг ривожига фан олдида берилган ўтказиш ва минимал ютиш коэффициентига юқори коэффициентли қайтаргичлар яратиш масаласини қўйди. Бу масалани фақат 45- расмда кўрсатилгандек катта ва кичик синдириш кўрсаткичига эга бўлган навбатлашувчи плёнкалардан ташкил топган кўп қатламли системада юзага келувчи кўп нурли интерференция асосида



45- расм.

ҳал қилиш мумкин. Бунда шаффоф тағлиққа қопланган оптикавий қалинлиги  $\frac{\lambda}{4}$  га тенг бўлган навбатлашувчи шаффоф плёнкалар системаси тасвирланган. 45- расмда синдириш кўрсаткичи мос равишда  $n_1 = 2,3$ ;  $n_2 = 1,32$  га тенг бўлган рух сульфиди ( $ZnS$ ) ва криолит ( $Na_3AlF_6$ ) плёнкаларидан вужудга келган кўп қатламли система кўрсатилган. Бу мақсадда бошқа моддалар ҳам ишлатилиши мумкин.

Плёнкаларнинг бўлиниш чегараси сиртида ёруғликнинг қайтиши юз беради, бунинг натижасида кўп сонли 1, 2, 3, 4 ва ҳ. к. интерференциялашувчи нурлар системаси вужудга келади. Улар плёнканинг оптикавий қалинлиги  $\frac{\lambda}{4}$  бўлганда қайтган ёруғликда етарли даражада кенг спектрал интервалда кучайишга олиб келувчи кўп нурли интерференцияни беради. Етти плёнкадан иборат система ўтказиш коэффициентини  $\vartheta = 3,5\%$  бўлганда  $R = 96\%$  нур қайтариш коэффициентини беради. Нур ютиш коэффициенти эса  $A < 0,5\%$  бўлади. Шу йўл билан жуда юқори ф. и. к. ига эга бўлган қайтаргичлар тайёрланади. Агар қатлам сонини 9 гача орттирсак, қайтариш коэффициенти  $98\%$  га тенг бўлади, ўн бир қатламда эса тушаётган ёруғликнинг деярли  $100\%$  и қайтади.

Кўп қатламли интерференцион қайтаргичлар ҳозирги вақтда лазерда юқори асликли оптикавий резонаторлар тайёрлашда кенг қўлланилмоқда. Улар юқори монохроматикликка эга бўлган интерференцион ёруғлик филтрларини яратишда муҳим роль ўйнайди. Плёнкалар системаси ёрдамида фақат нур қайтариш коэффициен-

тини ошириш имконияти вужудга келибгина қолмай, балки аксинча, шаффоф жисм сиртларидан қайтадиган ёруғлик миқдорини камайтириш имконияти ҳам вужудга келди. Бу проблема оптикавий асбоблар ясашда жуда актуал ҳисобланади. Шаффоф муҳит, масалан, шиша—ҳаво, чегарасидан шишанинг синдириш кўрсаткичи  $n = 1,5$  бўлганда, ёруғликнинг ҳар бир қайтишида, тушган ёруғликнинг 4% и қайтади. Агар шишанинг синдириш кўрсаткичи  $n = 1,9$  бўлса, нур қайтариш коэффициенти 10% га яқинлашади. Ёруғликнинг шишадан тайёрланган кўп сонли оптикавий деталлардан (мураккаб объективлар, окулярлар, призмалар ва ҳ. к.) ташкил топган оптикавий асбоблардан ўтишида қайтиш сони катта бўлади. Натижада қайтишдаги бефойда йўқолишлар 80—90% га етиши мумкин. Фойдали ёруғлик оқимининг сусайишидан ташқари, бу ёруғлик оптикавий асбоб ёрдамида ҳосил қилинаётган тасвирга фон бериб, тасвир контрастини камайтириш, рангли ёруғлик узатишни ва ҳ. к. ларни ёмонлаштириш каби салбий таъсир кўрсатади. Бундай йўқотишларни олдини олиш учун «оптикани ёриштириш» деб аталган усулдан фойдаланилади. Бунинг мазмуни қуйидагича. Оптикавий деталь сиртига синдириш коэффициенти берилган оптикавий деталнинг синдириш коэффициенти кичик бўлган юпқа шаффоф парда қопланади. Парданинг оптикавий қалинлиги чорак тўлқин узунлигига тенг қилиб олинади. Бу ҳолда иккала сиртдан қайтган нурларнинг йўл фарқи  $\frac{\lambda}{2}$  га тенг бўлади. Шунинг учун қайтган нурлар бир-бирларини сўндиради. Демак, ўтаётган фойдали ёруғлик оқими ортади. Энг яхши натижага оптикавий деталь шишасининг синдириш коэффициенти  $n$  билан парданинг синдириш коэффициенти  $n'$  орасида

$$n' = \sqrt{n} \quad (18.1)$$

муносабат ўринли бўлганда эришилади.

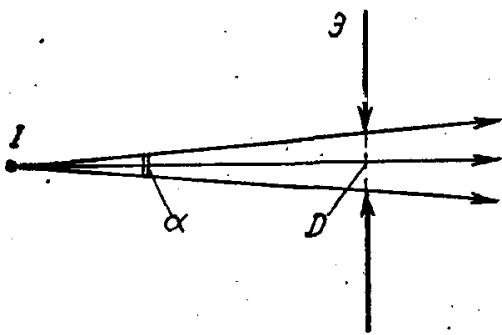
Афсуски, бу шартни спектрнинг бутун кўринувчан диапозонида амалга ошириш мумкин эмас. Шунинг учун (18.1) шарт ҳеч бўлмаганда спектрнинг кўзга энг сезгир бўлган соҳасида бажарилишига интилинади. Бу ҳолда оптикавий системанинг ёруғликни ўтказиши спектрнинг сариқ яшил қисмида кучли орта боради ва спектрнинг кўк ва қизил соҳасида сустроқ орта боради. Бу ҳол ранг узатишни бирмунча бузади, албатта.

Ёриштирувчи қатлам характеристикасини яхшилаш мақсадида уни бир нечта қатламдан иборат қилиб тайёрланадики, улар оптикавий детални барча спектр бўйича деярли бир текис ёриштиради. Оптикани ёриштириш системасини ишлаб чиқишда совет физиклари А. А. Лебедев ва И. В. Гребеншиковнинг хизматлари катта. Совет олимлари ва инженерлари томонидан ишлаб чиқилган оптикани ёриштириш методи Совет Иттифоқининг оптика саноатида жуда кенг қўлланилади.

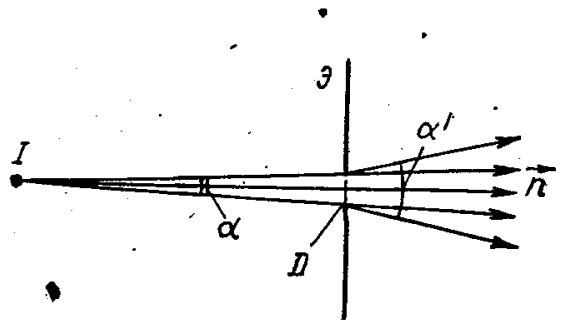
## 19- §. Ёруғлик дифракцияси. Гюйгенс-Френель принципи

Ёруғликнинг бир жинсли муҳитда тарқалишида, яъни ёруғликнинг синиши, қайтиши ва шунга ўхшаш ҳодисалар бўлмаган ерда ёруғлик тўлқинлари фронтининг бузилиши юз бермайди. Бу ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалади дейиш билан тенг кучлидир. Амалда ёруғлик дасталарининг қоронғи хонада жуда кичик тирқишдан ўтишини кузатишда бунга ишонч ҳосил қилиш мумкин.

46- расмда  $I$  нуқтавий манбадан тарқалаётган ёруғликнинг шаффофмас  $\mathcal{E}$  экрандаги тирқишдан ўтиш схемаси келтирилган. Тирқишнинг диаметри қанчалик кичик бўлса, ёруғлик конусининг  $\alpha$  очилиш бурчаги ҳам шунчалик кичик бўлади, яъни ёруғлик дастасининг барча қисми ўзининг тарқалиш йўналишида конус ўқининг  $n$  йўналишига шунчалик яқинлаша боради. Агар биз шу йўл билан тирқиш диаметрини камайтира бориб ёруғлик дастасининг



46- расм.



47- расм.

бир томонлама йўналишини янада орттирмоқчи бўлсак, кутилмаганда буни аслида ҳосил бўлмаганини кўрган бўлар эдик. Аксинча,  $D$  тирқиш қанчалик тор бўлса, ёруғлик оқими  $\mathcal{E}$  экран орқасида шунчалик кенг очилар экан (47- расм). Тарихий обзорда айтиб ўтилганидек, бу ҳодиса ўрта асрда италиялик олим Гримальди томонидан очилган бўлиб, у буни ёруғлик дифракцияси деб атаган. Умуман дифракция ҳодисаси шундай ҳодисаки, ёруғлик жуда ҳам кичик тирқишлардан ёки шаффофмас экран четларидан ўтганида, у тўғри чизиқли тарқалиш йўналишидан оғади. Бу ҳолда когерент ёруғлик дасталарининг интерференциясида кузатилгани каби максимум ва минимум ёритилганликларнинг ўзаро алмашилиб келиши кузатилади. Бу интерференция ва дифракция ҳодисаларининг асоси бир хил, яъни ёруғлик тўлқин табиатига эга, деб хулоса чиқаришга имкон беради. Шундай қилиб, ёруғлик дифракцияси ёруғлик тўлқинининг фронтини шаффофмас экран билан чегаралаган барча ҳолларда, яъни шаффофмас экран чегараланмаган фронтнинг бирор қисмини тўсиб қўйган барча ҳолларда юз беради. Дифракцион ҳодисалар муҳитда мавжуд бўлган ва унинг оптикавий характеристикаларидан фарқ қиладиган бошқа шаффоф жисмлар томонидан тўлқин fronti шаклининг бузиш ҳолларида ҳам юз беради.

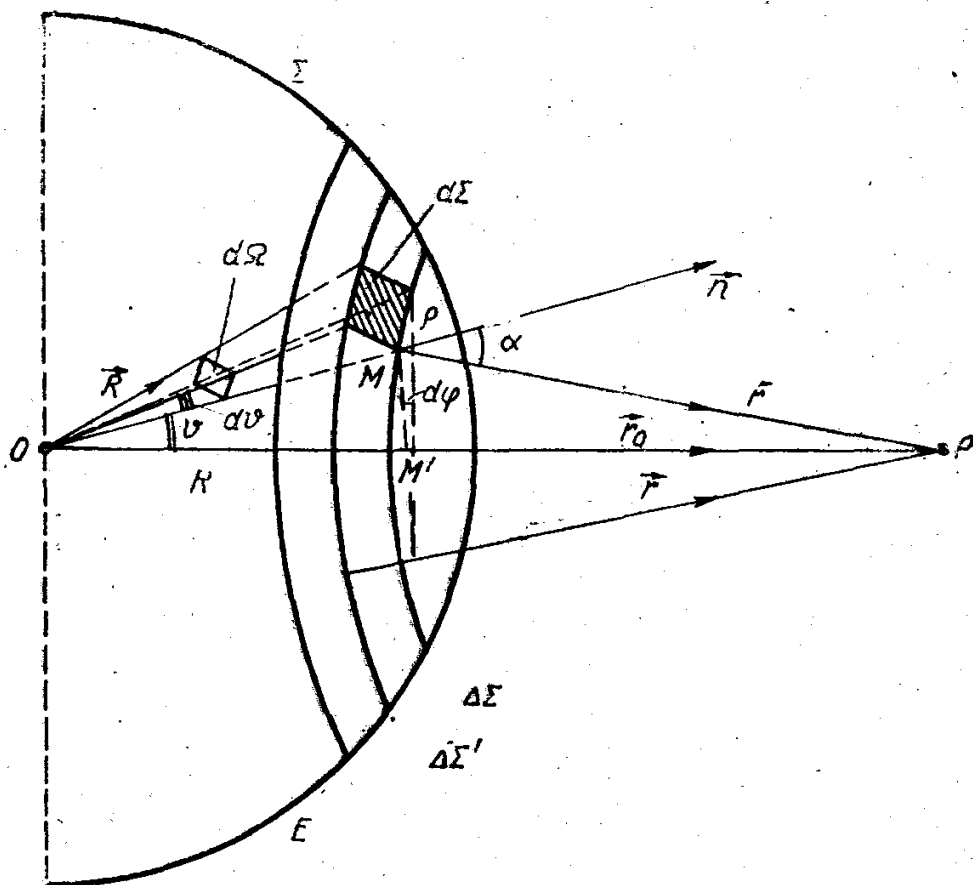
Х. Гюйгенс тўлқин процессларини баён қилиш принципини яратди, бу унинг номи билан Гюйгенс принципи деб аталади. Унинг мазмуни қуйидагидан иборат. Ҳар қандай тўлқиннинг ҳар бир нуқтасини янги сферик элементар тўлқин маркази деб қараш мумкин. Барча элементар тўлқинларнинг қўшилиши натижасида ҳосил бўлган тўлқин бевосита тарқалаётган бошланғич тўлқин билан мос тушади. Гюйгенс натижавий тўлқин барча сферик элементар тўлқинлар тўпламининг ўровчисидан иборат деб ҳисоблаган. Гюйгенс принципи бу кўринишда тўлқинлар тарқалиши ва дифракциясининг миқдорий назарияларининг асоси бўла олмас эди, чунки унда қўшилувчи элементар тўлқинларнинг фазалар фарқини ҳисобга олиш назарда тутилмаган. Френель элементар тўлқинлар фазаларидаги фарқни назарда тутган ҳолда Гюйгенс принципини такомиллаштирди. Гюйгенснинг шу тарзда ўзгартирилган принципини Гюйгенс—Френель принципи деб аталди.

Гюйгенс—Френель принципига асосан тўлқинларнинг чегараланган фронт билан тарқалишида ёруғлик фақат тарқалаётган тўлқинларнинг барча нуқталаридан ҳосил бўлаётган элементар тўлқинлар фазалари бўйича бир-бирларини кучайтириб қўшилган ерларида кузатилади. Аксинча, элементар тўлқинлар қарама-қарши фазада қўшилиб, бир-бирларини сусайтирган ерларида қоронғилик (ёки ёруғликнинг сусайиши) кузатилади.

Гюйгенс—Френель принципи асосида барча дифракцион ҳодисаларни, шунингдек, ёруғликнинг тўғри чизиқли тарқалишини ҳам тўлқин нуқтаи назаридан ёруғлик тўлқинининг чегараланмаган fronti ёрдамида тушунтириш мумкин.

**20- §. Гюйгенс—Френель принципининг қўлланиши. Френель зоналари. Ёруғликнинг тўғри чизиқли тарқалишини тўлқин назария асосида тушунтириш**

Гюйгенс принципини Френель такомиллаштиригандан кейин ёруғлик тўлқини фронтини шундай элементларга бўлиш усулини танлаш вазифаси турардики, натижада элементларни элементар тўлқинлар манбаи сифатида қабул қилиш мумкин бўлсин. (Элементар тўлқин деб биз «нуқтавий» манбадан чиқаётган, ўлчамлари кузатиш нуқтасидан манбагача бўлган масофага нисбатан чексиз кичик ҳисобланган тўлқинни тушунамиз.) Бундай чексиз кичик манба сифатида тўлқин фронтининг физикавий чексиз кичик элементини олиш мумкин. Айтилгандан шу нарса маълум бўлдики, элементар тўлқинлар (Гюйгенс тўлқини) сферик тўлқинлардир ва (6.15) га асосан бундай тўлқинларнинг амплитудаси манбадан кузатиш нуқтасигача бўлган масофага тескари пропорционал равишда камаяди. Керак бўлган миқдорий муносабатларни исбот қилиш учун 48- расмга мурожаат қиламиз. Бу ерда  $O$  манбадан сферик тўлқиннинг тарқалиш схемаси тасвирланган. (Ясси тўлқинларни сферик тўлқинларнинг  $O$  манбадан  $\Sigma$  тўлқин frontiдаги кузатиш нуқтасигача бўлган  $R$  масофа чексизликка интилгандаги чегаравий ҳол деб



48- расм.

қаралади).  $\Sigma$  — тушаётган тўлқиннинг сферик фронти,  $R$  —  $\Sigma$  сферининг радиуси,  $OP = R + r$  — ёруғлик манбаидан  $P$  кузатиш нуқтасигача бўлган энг қисқа масофа.  $\Sigma$  сферада асосининг радиуси  $\rho$  бўлган чексиз ингичка  $\Delta\Sigma$  шар камарини танлаб оламиз. Шар камарининг сиртида  $d\Omega$  фазовий бурчак билан чегараланган чексиз кичик  $d\Sigma$  элементини кесиб оламиз.  $d\Sigma$  элементни келгусида элементар тўлқин манбаи деб қабул қиламиз.  $d\Sigma$  элементар юзачани томонлари  $Rd\vartheta$  ва  $\rho d\varphi$  бўлган тўғри тўртбурчак деб қараш мумкин. Бу ерда  $\vartheta$  —  $OP$  ва  $d\Sigma$  элементнинг  $M$  нуқтасидан ўтувчи  $On$  йўналиш орасидаги бурчак;  $\varphi$  — шар камарининг асос текислигида ётган ва  $\rho$  нинг вертикал йўналиши билан унинг  $M$  нуқта томон йўналиши орасига олинган бурчак. Бошқа белгилар:  $r$  —  $d\Sigma$  элементдаги  $M$  нуқтадан  $P$  кузатиш нуқтасигача бўлган масофа;  $\alpha$  —  $OM$  (ёки  $\vec{n}$ ) ва  $r$  йўналишлар орасидаги бурчак.  $\rho$  катталикини  $R$  ва  $\vartheta$  орқали

$$\rho = R \sin \vartheta \quad (20.1)$$

формула бўйича ифодалаш мумкин.  $d\Sigma$  юзача катталиги

$$d\Sigma = R d\vartheta \rho d\varphi \quad (20.2)$$

га тенг. Ёки  $\rho$  нинг ўрнига унинг (20.1) даги ифодасини қўйиб,

$$d\Sigma = R^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi \quad (20.3)$$

ни ҳосил қиламиз.  $OMP$  учбурчакдан

$$r^2 = R^2 + (r_0 + R)^2 - 2R(r_0 + R) \cos \vartheta \quad (20.4)$$

га эга бўламиз. Бу ифодани дифференциалласак,

$$2rdr = 2R(r_0 + R) \sin \vartheta d\vartheta$$

ҳосил бўлади. Бу ердан

$$R \sin \vartheta d\vartheta = \frac{rdr}{r_0 + R} \quad (20.5)$$

бўлади. Демак,

$$d\Sigma = \frac{R}{r_0 + R} r dr d\varphi \quad (20.6)$$

Шундай қилиб, биз сферик ёруғлик тўлқинининг чексиз кичик тўлқин fronti элементи учун тегишли ифодани топдик. Гюйгенс—Френель принципи бўйича буни элементар тўлқин манбаи деб ҳисоблаймиз.  $O$  манбадан келаётган  $E$  тўлқин монохроматик деб фараз қилайлик. Манбадан  $R$  масофада турган ёруғлик майдони учун қуйидаги тенгламани ёза оламиз (6.15 га. қ.):

$$E = \frac{E_0}{R} \cos \omega \left( t - \frac{R}{c} \right). \quad (20.7)$$

Энди тўлқин фронтининг бирлик сиртига нисбатан олинган амплитуда тушунчасини киритиш зарур. Худди шу  $\frac{E_0}{R}$  катталикини шундай амплитуда сифатида қабул қиламиз. У вақтда  $d\Sigma$  тўлқин элементининг кузатиш нуқтаси  $P$  га юбораётган ёруғлик майдони  $d\Sigma$  юзачага пропорционал бўлади. Уни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dE = \frac{E_0 d\Sigma}{R} K(\alpha) \frac{\cos \omega \left( t - \frac{R+r}{c} \right)}{r} \quad (20.8)$$

(20.8) формула элементар  $d\Sigma$  манбадан  $NP$  йўналиш бўйича юборилаётган элементар тўлқин тенгламасидир. Бу тўлқиннинг амплитудаси

$$dE_0 = \frac{1}{r} \left[ \frac{E_0 d\Sigma}{R} K(\alpha) \right] \quad (20.9)$$

га тенг.

Ўрта қавслар ичида  $R$  радиусли сфера сиртидаги  $d\Sigma$  манбадан тарқалаётган элементар тўлқиннинг амплитудаси турибди,  $dE_0$  эса элементар тўлқиннинг  $d\Sigma$  дан  $r$  масофадаги амплитудаси. (20.8) ва (20.9) формулада  $K(\alpha)$  функция киритилган. Бу функция (20.7) ва (20.8) ларда майдонларнинг бир хил ўлчамликка эга бўлишини таъминлаш, шунингдек,  $MP$  йўналиш билан  $\alpha$  бурчак ҳосил қилиб ориентацияланган тўлқин элементларининг таъсири  $\alpha$  нинг ортиши билан камайиши лозимлигини назарда тутиш учун киритилади,

чунки  $d\Sigma$  элементнинг  $MP$  га перпендикуляр бўлган текисликка проекцияси ҳам  $\alpha$  ортиши билан камаяди. Шундай қилиб,  $d\Sigma$  элементнинг эффектив нурланиш юзи  $MP$  йўналишида  $\alpha$  ортиши билан камаяди.  $\alpha = 0$  учун  $K(\alpha)$  максимумга эга,  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  учун  $K(\alpha) = 0$ .

Френель  $M$  нуқтадаги элементар тўлқиннинг фазаси бошланғич тўлқиннинг фазаси билан бир хил бўлади деб, фараз қилган.  $P$  нуқтада у (20.8) формулада кўрсатилганидек  $\frac{\omega r}{c}$  катталиқка фарқ қилади. Барча элементар нурлаткичлардан  $P$  нуқтага тушаётган тўлқиннинг  $E$  тўлиқ тебраниши унинг барча  $\Sigma$  сирти бўйича олинган интегралга тенг:

$$E(P) = \int_{\Sigma} \frac{E_0 d\Sigma}{Rr} K(\alpha) \cos \omega \left( t - \frac{R+r}{c} \right) \quad (20.10)$$

бу ерда  $E(P)$  —  $P$  нуқтадаги ёруғлик майдони. (20.10) ифодага  $d\Sigma$  нинг ўрнига унинг (20.6) даги қийматини қўйиб,

$$E(P) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{r_0}^{r_1} \frac{E_0 K(r)}{r_0 + R} \cos \omega \left( t - \frac{R+r}{c} \right) dr \quad (20.11)$$

га эга бўламиз, бу ерда  $r_1$  —  $r$  радиуснинг катталиги;  $r$  тушаётган тўлқин фронтининг кенглиги билан аниқланади. Бу катталиқ ўз навбатида шаффофмас экрандаги диафрагма кенглиги орқали берилиши мумкин. Чегараланмаган тўлқин учун  $r_1$  катталиқ  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  шартга мос келади, яъни  $\varphi$  бошланғич тўлқин ( $E$ ) сиртига уринма бўлиб хизмат қилади. (20.11) да  $K(\alpha)$  ни  $K(r)$  га алмаштирилган. Ўзгарувчи  $\varphi$  бўйича олинган интеграл  $2\pi$  га тенг. Демак,

$$E(P) = \frac{2\pi E_0}{r_0 + R} \int_{r_0}^{r_1} K(r) \cos \omega \left( t - \frac{r+R}{c} \right) dr. \quad (20.12)$$

Бу интегрални бўлақлаб интеграллаш мумкин. Аввал қуйидагича белгилашлар киритамиз:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{c}{\omega} \sin \omega \left( t - \frac{r+R}{c} \right) &= u \\ K(r) &= v, \end{aligned} \right\} \quad (20.13)$$

у ҳолда



$$\int_{r_0}^{r_1} K(r) \cos \omega \left( t - \frac{r+R}{c} \right) dr = \int_{r_0}^{r_1} \omega du = [\omega u]_{r_0}^{r_1} - \int_{r_0}^{r_1} u d\omega =$$

$$= \frac{c}{\omega} \left\{ K(r_0) \sin \omega \left( t - \frac{r_0+R}{c} \right) - K(r_1) \sin \omega \left( t - \frac{r_1+R}{c} \right) \right\} +$$

$$+ \int_{r_0}^{r_1} \frac{c}{\omega} \sin \omega \left( t - \frac{r+R}{c} \right) K'(r) dr \quad (20.14)$$

бўлади. (20.14) нинг иккинчи бўлагини интеграллашда яна икки қисмга ажратиш мумкин. Уларда энди  $\left(\frac{c}{\omega}\right)^2$  кўпайтувчи ҳосил бўлади. Бу катталик жуда кичик бўлгани сабабли иккинчи ва учинчи ҳадларни эътиборга олмай, (20.14) ифодадаги фақат биринчи ҳад билан чеклансак ҳам бўлади. Чегараланмаган тўлқин учун  $K(r_1) = 0$ , демак, (20.14) интеграл учун

$$\int_{r_0}^{r_1} K(r) \cos \omega \left( t - \frac{r+R}{c} \right) dr = \frac{cK(r_0)}{\omega} \sin \omega \left( t - \frac{r_0+R}{c} \right) \quad (20.15)$$

га эга бўламиз. (20.15) ни (20.12) га қўйиб,

$$E(P) = \frac{2\pi cK(r_0)E_0}{\omega(r_0+R)} \sin \omega \left( t - \frac{r_0+R}{c} \right) \quad (20.16)$$

ни ҳосил қиламиз. Натижавий тўлқиннинг  $R$  нуқтадаги амплитудаси шу нуқтага тўғри келиб тушаётган (20.7) тўлқиннинг  $P$  нуқтага етиб келгандаги амплитудасига тенг бўлиши учун

$$\frac{2\pi K(r_0)c}{\omega} = 1 \quad (20.17)$$

деб олиш лозим, демак,

$$K(r_0) = \frac{\omega}{2\pi c} = \frac{1}{\lambda}. \quad (20.18)$$

Сўнгра (20.16) ифодани

$$E(P) = \frac{E_0}{r_0+R} \cos \left\{ \omega t - \frac{\omega}{c} (r_0+R) - \frac{\pi}{2} \right\} \quad (20.19)$$

кўринишда қайта ёзиш мумкин. (20.19) формулада шундай камчилик мавжудки, унда бошланғич (20.7) тўлқиннинг  $P$  нуқтага етиб келгандаги қийматига нисбатан  $\frac{\pi}{2}$  га тенг бўлган ортиқча фаза силжиши мавжуд. Кўриб чиқилган назариянинг яна бошқа бир камчилиги шундан иборатки, бу назарияда тўлқинларнинг тушаётган тўлқиннинг тарқалиш йўналишига қарама-қарши йўналишда тарқалишлари мумкин деган тасаввурга йўл қўйилган. Амплитуда квадрати билан аниқланувчи ёруғлик интенсивлиги бу ерда тўғри

чиқади. (20.16) кўринишдаги охириги ифодани фақат чегараланмаган тўлқин учун келтириб чиқариш мумкин. Чегараланган фронтли тўлқин учун (20.12) ва (20.14) дан

$$E(P) = \frac{E_0}{r_0 + R_L} \left[ \sin \omega \left( t - \frac{r_0 + R}{c} \right) - K(r_l) \sin \omega \left( t - \frac{r_l + R}{c} \right) \right] \quad (20.19')$$

ифода келиб чиқади. Лекин  $K(r)$  функциянинг ошкор кўриниши аргументнинг барча қийматлари учун маълум бўлмаганлиги сабабли (20.19) дан  $E(P)$  ни тўғридан-тўғри ҳисоблаб чиқаришнинг имконияти бўлмайди.

Биз бу ерда Френель таклиф қилган ва Френель зоналар методи деб аталган усулдан фойдаланамиз. (20.12) интегрални

$$E(P) = \frac{2\pi E_0}{r_0 + R} \int_{r_0}^{r_0'} K(r) \cos \frac{\omega}{c} [ct - (r + R)] dr \quad (20.20)$$

кўринишда ёзамиз. Интеграл остидаги ифода

$$\frac{\omega}{c} [ct - (r + R)] = 2m\pi \quad (20.21)$$

аргумент учун максималдир ва

$$\frac{\omega}{c} [ct - (r' + R)] = (2m - 1)\pi \quad (20.21')$$

аргумент учун минимал бўлади: бу ерда  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ . Аргументнинг

$$\frac{\omega}{c} [ct - (r'' + R)] = m\pi + \frac{\pi}{2} \quad (20.21'')$$

қийматларига интеграл остидаги функциянинг ноль қийматлари тўғри келади.

(20.21) ва (20.21') дан тушаётган тўлқин сиртининг иккита шундай қўшни зоналаридан келаётган тўлқинларнинг фазалар фарқи

$$\left. \begin{aligned} \Delta\Phi &= \frac{\omega}{c} (r' - r) = \pi \\ r' - r &= \frac{\lambda}{2} \end{aligned} \right\} \quad (20.22)$$

ни ташкил қилиши келиб чиқади. Бу шуни кўрсатадики, (20.21) ва (20.21') шартлар билан аниқланадиган тўлқин сиртининг қўшни бўлаклари (зоналари), яъни кетма-кет келувчи

$$r, r + \frac{\lambda}{2}, r + \lambda, r + \frac{3}{2}\lambda, \dots \quad (20.23)$$

радиуслар билан (48-расм) кесилган тўлқин сиртидаги бўлақлар шундай тўлқинларни нурлайдики, улар  $P$  кузатиш нуқтасига қарама-қарши фазада ётиб келади.

Энди  $P$  нуқтага битта зонадан келаётган  $E$  майдонни ҳисоблаймиз. Бунда  $K(r)$  функцияни биргина зона чегарасида ўзгармас деб ҳисоблаймиз. У вақтда (20.20) га асосан  $m$ -номерли зона учун

$$\begin{aligned}
 E_m &= \frac{2\pi E_0}{r_0 + R} \int_r^{r + \frac{\lambda}{2}} K(r) \cos \omega \left\{ t - \frac{r + R}{c} \right\} dr = \\
 &= -\frac{2\pi E_0}{r_0 + R} \frac{c}{\omega} K(r) \left[ \sin \omega \left( t - \frac{r + R + \frac{\lambda}{2}}{c} \right) - \sin \omega \left\{ t - \frac{r + R}{c} \right\} \right] = \\
 &= \frac{2E_0 \lambda K(r)}{r_0 + R} \sin \frac{\omega \lambda}{4c} \cos \omega \left\{ t - \frac{r + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right\} \quad (20.24)
 \end{aligned}$$

ни ёза оламиз.  $\sin \frac{\omega \lambda}{4c} = 1$  бўлганлиги учун  $r$  ва  $r + \frac{\lambda}{2}$  радиуслар билан чегараланган зонадан  $P$  нуқтага етиб келган майдон

$$E_m = \frac{2E_0 \lambda K(r)}{r_0 + R} \cos \omega \left\{ t - \frac{r + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right\} \quad (20.25)$$

га тенг бўлади. Бу формуладан  $P$  нуқтага қўшни зоналардан келаётган майдонлар амплитудалари бир-бирларидан  $K(r)$  кўпайтувчи қиймати билан фарқ қилиши келиб чиқади. Бу кўпайтувчи  $r$  ортиши билан аста-секин камая боради. (20.25) дан кетма-кет жойлашган 1, 2, 3, ..., номерли зоналардан  $P$  кузатиш нуқтасига келаётган тўлқинларнинг амплитудалари мос равишда

$$\left. \begin{aligned}
 E_{01} &= aK(r_0), \\
 E_{02} &= aK(r_1), \\
 E_{03} &= aK(r_2), \\
 &\dots \\
 E_{0N} &= aK(r_{N-1}),
 \end{aligned} \right\} \quad (20.26)$$

га тенг бўлади деб, хулоса чиқарамиз, бу ерда

$$a = \frac{2\lambda E_0}{r_0 + R}.$$

Радиуснинг индекси бирдан эмас, балки нолдан бошланган. Лекин бунинг амалда ҳеч қандай аҳамияти йўқ, чунки қўшни радиусларнинг фарқи жуда ҳам кичик.

Фазалар ўз навбатида:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1 &= \omega \left( t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \\ \Phi_2 &= \omega \left( t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{2} + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \\ \Phi_3 &= \omega \left( t - \frac{r_0 + R + \lambda + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \\ &\dots \\ \Phi_N &= \omega \left( t - \frac{r_0 + R + (N-1)\lambda/2 + \lambda/4}{c} \right) \end{aligned} \right\} (20.26')$$

кетма-кетликни ташкил қилади. Бу 'ердан қўшни зоналарнинг тебранишлари фазалари бўйича  $\lambda$  га фарқ қилиши кўриниб турибди, демак, улар  $P$  кузатиш нуқтасига қарама-қарши фазада келади. Ҳар бир зонадан келаётган тўлқинлар кетма-кетлигини

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= E_{01} \cos \omega \left( t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \\ E_2 &= -E_{02} \cos \omega \left( t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \\ E_3 &= E_{03} \cos \omega \left( t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \\ E_4 &= -E_{04} \cos \omega \left( t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \\ &\dots \\ E_N &= E_{0N} \cos \omega \left( t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right) \end{aligned} \right\} (20.27)$$

кўринишда ёзиш мумкин.  $P$  кузатиш нуқтасидаги (20.12) интеграл орқали ифодаланувчи йиғинди майдонни биз энди (20.27) дискрет кетма-кетлик билан ифодаланган зоналардан келаётган барча тўлқинлар майдонларининг йиғиндиси билан алмаштирамиз:

$$E(P) = -a \sum_i (-1)^i K(r_i) \cos \omega \left( t - \frac{r_0 + R + \frac{\lambda}{4}}{c} \right), \quad (20.28)$$

бу ерда  $i = 1, 2, 3, \dots$

Бу майдон амплитудаси қуйидаги йиғинди орқали аниқланади:

$$E_0(P) = \sum_i E_{0i} = -a \sum_i (-1)^i K(r_i). \quad (20.28')$$

Френель бу йиғиндиларни қуйидагича группаларга ажратиб ҳисоблашни таклиф қилган:

$$E_0(P) = \frac{E_{01}}{2} + \left( \frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \left( \frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2} \right) + \dots + \left( \frac{E_{0(N-2)}}{2} - E_{0(N-1)} + \frac{E_{0N}}{2} \right) + \frac{E_{0N}}{2}. \quad (20.29)$$

$K(r_i)$  функциянинг жуда секин ўзгариши туфайли, Френель қавс ичидаги ифодаларни нолга тенг деб ҳисоблади. У вақтда агар  $N$  зоналар сони тоқ бўлса,

$$E_0(P) = \frac{E_{01} + E_{0N}}{2} \quad (20.30)$$

бўлади ва агар зоналар сони жуфт бўлса,

$$E_0(P) = \frac{E_{01} - E_{0N}}{2} \quad (20.30')$$

бўлади. Зоналар сони бутун бўлмаса (20.30) ва (20.30') формулаларга тегишли ишора билан қўшимча ҳад киритилади.  $N \rightarrow \infty$  бўлганда  $K(r) \rightarrow 0$  бўлади. Бу ҳолда

$$E_0(P) = \frac{E_{01}}{2} \quad (20.30'')$$

бўлади, яъни чегараланмаган тўлқиннинг барча зоналаридан келаётган элементар тўлқинлар тўплами амплитудаси биринчи зона амплитудасининг ярмига тенг.

$P$  нуқтага ёруғлик майдони юбораётган соҳанинг  $N \rightarrow \infty$  бўлган вақтдаги катталигини топайлик. Бунинг учун биринчи зонанинг юзини ясси тўлқин учун ҳисоблаймиз. 48-расмда сферик тўлқин тасвирланган бўлса ҳам, ундан ясси тўлқин учун биринчи зонанинг юзи  $\Delta \Sigma_1 = \pi r_1^2$  эканлиги кўриниб турибди, бу ерда

$$r_1^2 = r_0^2 - r_1^2 = (r_1 + r_0)(r_1 - r_0) = (r_1 + r_0) \frac{\lambda}{2}, \quad (20.31)$$

чунки

$$r_1 - r_0 = \frac{\lambda}{2};$$

Шунинг учун

$$\Delta \Sigma_1 = \frac{\pi(r_1 + r_0)}{2} \lambda \quad (20.32)$$

деб ёзиш мумкин ёки  $r_1 = r_0 + \frac{\lambda}{2}$  тенгликни назарда тутсак,

$$\Delta \Sigma_1 = \pi r_0 \lambda + \frac{\pi}{4} \lambda^2 \quad (20.33)$$

бўлади.

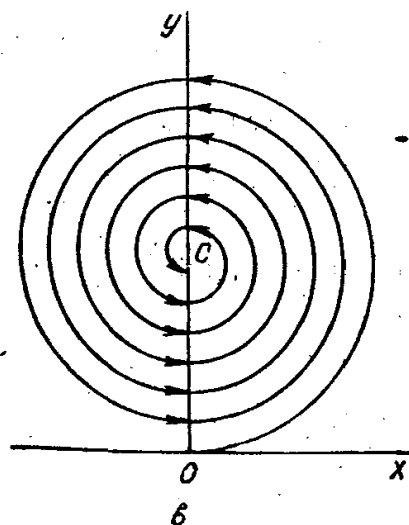
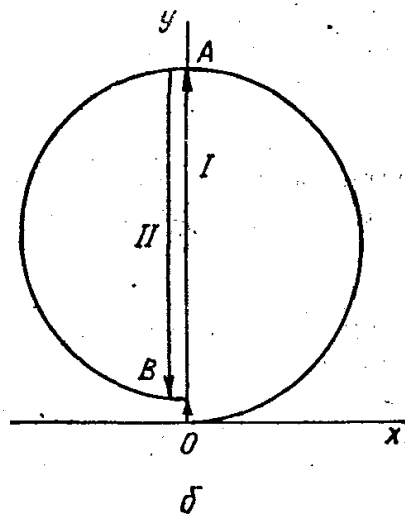
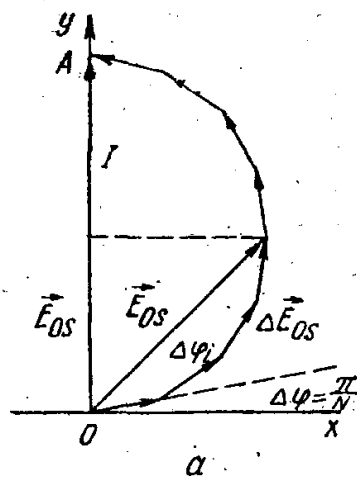
(20.33) формулада  $\lambda^2$  иштирок этган ҳад биринчи ҳаддан кичик бўлганлиги сабабли уни эътиборга олмасак ҳам бўлади. Шундай қилиб,

$$\Delta \Sigma_1 = \pi r_0 \lambda \quad (20.34)$$

бўлади. (Бошқа барча қолган зоналарнинг юзлари ҳам юқори тартибдаги кичик фарқ билан  $\Delta \Sigma_1$  га тенг бўлишини кўрсатиш қийин эмас.)

Агар  $r_0 \rightarrow 0$  бўлса, яъни кузатиш нуқтаси  $E$  бошланғич тўлқин сиртига яқинлашса,  $\Delta \Sigma_1 \rightarrow 0$  бўлади, яъни  $E$  тўлқиндан  $P$  нуқтага нурланиш юбораётган соҳа, ёруғлик манбаи ва кузатиш нуқтасини бирлаштирувчи тўғри чизик устида ётувчи нуқтага айланади. Шу билан тўлқин назарияси асосида ёруғликнинг бир жинсли муҳитда тўғри чизик бўйлаб тарқалиши исбот қилинди.

Френель зоналаридан фойдаланиладиган турли дифракцион масалаларда ёруғлик тебранишларининг амплитудалари ва фазаларини график усулда аниқлаш мумкин. 49-расм бу катталикларни топиш принципини тушунтиради. Ҳар бир зонани яна амплитудалари тенг бўлган қатор кичик зоналарга бўлиб чиқилади. Уларнинг ҳар бири қўшни зонадан фазаси бўйича  $\Delta \varphi = \frac{\pi}{N}$  катталикка фарқ қилади. Бу ерда  $N$  — битта зонанинг бўлинган бўлаклари сони. Зонанинг ички ва ташқи четларидан тарқалаётган тебранишлар фазаси  $\pi$  га фарқ қилади. Зонанинг ҳар бир қисми амплитудаси  $\Delta E_{0S}$ , бутун зонанинг натижавий амплитудаси  $E_{0S}$  бўлсин. Зонанинг бир қисми берадиган тебранишни (49-а расм)  $\Delta \vec{E}_{0S}$  вектор билан тасвирлаб, уни зонанинг биринчи қисми учун  $x$  ўқиға нисбатан  $\Delta \varphi = \frac{\pi}{N}$  бурчак остида йўналтирамиз. Иккинчи қисмининг тебраниши шундай вектор билан тасвирланади, бироқ биринчи век-



49-расм.

торга нисбатан  $\Delta\phi$  бурчак ҳосил қилиб йўналган бўлади ва ҳ. к. Битта зона учун бутун вектор диаграммани яшаш натижасида зонанинг энг охири қисмининг тебранишини ифодаловчи векторнинг учи  $Oy$  вертикални  $A$  нуқтада кесиб ўтиб векторлар кўпбурчагини туташтиради.  $\vec{OA}$  вектор бутун бир зонанинг натижавий амплитудасини беради, натижавий фаза эса  $\frac{\pi}{2}$  га тенг бўлади.

49-а расмда битта зонанинг ярмидан ҳосил бўладиган амплитуда  $\vec{E}_{0S}$  вектори орқали тасвирланган. Унинг фазаси  $\Delta\phi_i = \frac{\pi}{4}$  га тенг, амплитудаси  $E'_{0S} = \frac{E_{0S}}{\sqrt{2}}$  бўлади.

49-б расмда иккита қўшни зоналарнинг таъсири тасвирланган.  $\vec{OA}$  вектор биринчи зонанинг амплитудасини,  $\vec{AB}$  вектор эса иккинчи зонанинг амплитудасини ифодалайди.  $\vec{AO}$  ва  $\vec{AB}$  лар қарама-қарши томонга йўналтирилган. Агар улар асболют қийматлари бўйича тенг бўлса, натижавий тебраниш нолга тенг бўлар эди. Лекин уларнинг тенг бўлмаганлари ҳисобига уларнинг фарқи билан аниқланувчи унча катта бўлмаган  $\vec{OB}$  натижавий тебраниш қолади. Чегараланмаган тўлқиннинг тарқалишида барча зоналарнинг чексиз тўплами спираль билан тасвирланувчи вектор диаграммани беради (49-в расм). Натижавий  $\vec{OS}$  амплитуда бу ҳолда  $\frac{\vec{E}_{0S}}{2}$  га тенг бўлади ва  $\frac{\pi}{2}$  фазага эга бўлади.

Амплитуда ва фазаларни аниқлашнинг график усули зоналарни тўсиқлар билан чегаралангандаги ёки зоналарга сунъий равишда қўшимча фазавий кечикиш киритилган ҳолдаги масалаларни ҳал этиш учун жуда қулайдир.

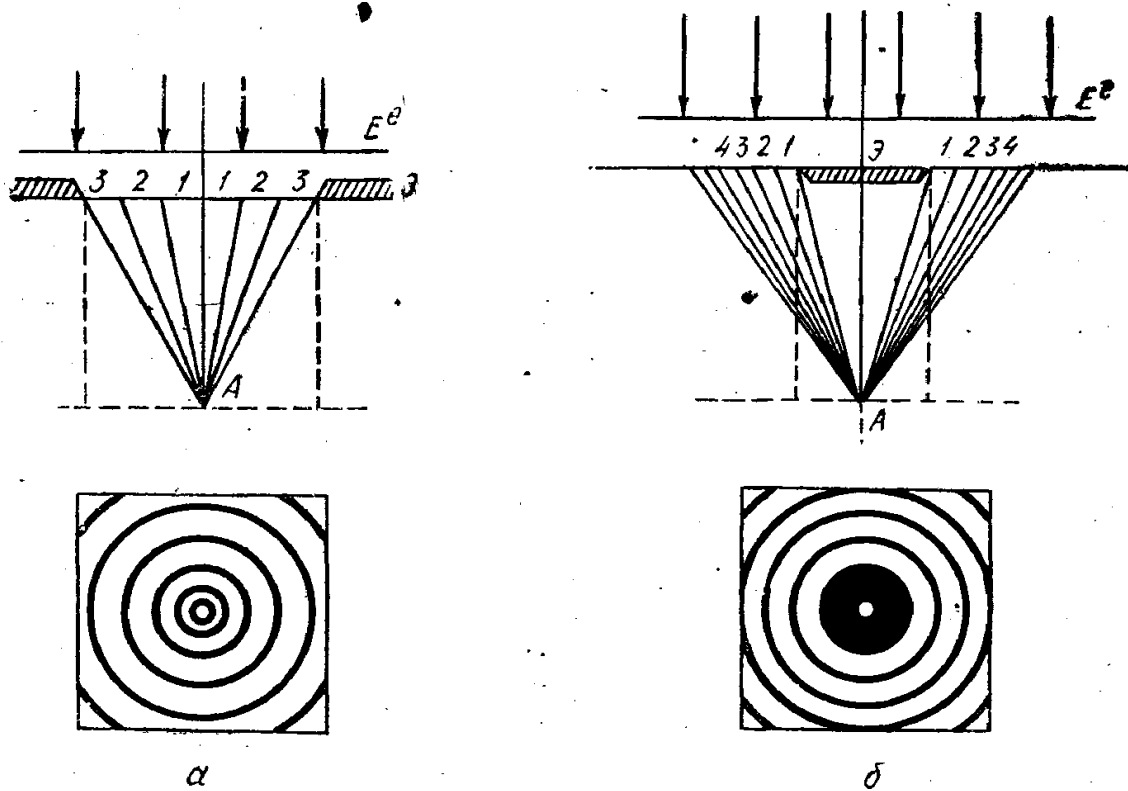
## 21-§. Френель дифракцион ҳодисалари

Дифракцион ҳодисалар ўз характерига қараб иккита катта синфга бўлинади. Биринчи синф ҳодисалар дифракцион манзара тушаётган тўлқинни чегараловчи экранлардан чекли масофада кузатиладиган ҳолга тегишлидир (48- расмда  $r_0$  экрандаги тирқиш ўлчамлари ёки экраннинг ўзининг ўлчамлари тартибидаги катталikka эга.) Бу синфга оид дифракцион ҳодисаларни биринчи бўлиб Френель ўрганган ва шунинг учун улар Френель дифракцияси деб аталади. Ушбу синф дифракцион ҳодисалари дифракция назариясининг тўғрилигини текшириш нуқтаи назаридан жуда муҳимдир. Иккинчи синф ҳодисалари дифракцион манзара тушаётган тўлқинни чегаралаб турувчи экранлардан чексиз узоқликда локаллашган ҳолга тегишли бўлади. Демак, дифракцияланувчи ёруғлик дасталари параллел дасталардан иборат бўлади. Ҳар бир шундай даста

линза ёрдамида тўпланганда линза фокусида дифракцион манзаранинг бир қисми бўлган нуқтани беради. Бу нуқта ёруғлик манбаини тасвирлайди. Дифракциянинг бу турини биринчи бўлиб Фраунгофер ўрганган ва шунинг учун Фраунгофер дифракцияси деб аталади. Биз бу параграфда қуйидаги ҳолларда: 1) ёруғлик тўлқинининг чегараланмаган ношаффоф экрандаги доирасимон тирқишга тушаётганда; 2) чегараланмаган тўлқиннинг доиравий ношаффоф экран яқинидан ўтишида; 3) ясси чегараланмаган тўлқиннинг ношаффоф қисман чегараланган экран четидан ўтишида вужудга келадиган Френель дифракцион ҳодисаларини қараб чиқамиз.

**1) Доиравий тирқишдан ҳосил бўладиган Френель дифракцияси.**

Вужудга келган дифракцион ҳодисаларни анализ қилиш учун биз кузатиш нуқтасидаги электр майдон кучланганлигининг дифракцияни юзага келтирувчи объектга (тирқиш, ношаффоф кичик экран ва ҳ. к. га) жойлашган зоналар сонига боғлиқлигини аниқловчи (20.30) ва (20.30') формулалардан фойдаланамиз. Ясси тўлқин билан ёритилаётган доирасимон тирқишдаги зоналар структурасининг схемаси 50-а расмда юқорида келтирилган.  $E^e$  ёруғлик тўлқини Э экранга тушади ва ундаги тирқишдан ўтиб, А нуқтадан ўтган текисликда интерференцион манзара ҳосил қилади. Шу расмнинг пастки қисмида концентрик ёруғ ва қоронғи полосалардан иборат бўлган дифракцион манзара кўрсатилган. (20.30) ёки (20.30') формулалардан фойдаланиш учун тирқишга жойлашган зоналар сонини билиш зарур. 50-а расмда зоналар сони 3 га тенг, бунда 1—1, 2—2



50- расм.



3—3 лар мос равишда биринчи, иккинчи ва учинчи зоналарни ифодалайди. Ўқда ётмаган соҳаларда дифракцион манзара ҳосил қилувчи тирқишнинг симметриклиги туфайли маркази тирқиш марказидан ўтувчи ўқда жойлашган концентрик ҳалқалар кўри-нишидаги дифракцион манзара ўринли бўлади.

2) Доиравий экрандан ҳосил бўладиган Френель дифракцияси. Бу ҳол 50-б расмда тасвирланган.  $E^o$  ёруғлик тўлқини Э экранга тушади ва дифракцияланиб, А кузатиш текислигида интерференцион (дифракцион) полосалар системасини ҳосил қилади. Экран текислигига перпендикуляр бўлган ва экран марказидан ўтган ўқда ётувчи А кузатиш нуқтаси учун Френель зоналари маркази Э экраннинг геометрик марказида бўлган концентрик ҳалқалар системасидан иборат бўлади. 1—1, 2—2, 3—3, . . . белгилар мос равишда биринчи, иккинчи, учинчи ва ҳ. к. ҳалқасимон зоналарни кўрсатади.

Ушбу ҳолда зоналар системаси чексиз бўлганлиги туфайли биз бу ерда ҳам алоҳида айрим зоналар нурланишларини қўшишнинг чегараланмаган тўлқин учун қўлланилган усулидан фойдаланишимиз мумкин. Шунинг учун экраннинг геометрик соя соҳасида, ўқда ётган барча нуқталарда фақат биринчи зона ярмининг таъсири билинади. Экраннинг ўлчами унча катта бўлмаганда экран орқасидаги ўқда ёритилганлик экран йўқ бўлганда қандай бўлса, шундай бўлади. Интерференцион (дифракцион) полосаларнинг тўлиқ системаси концентрик ёруғ ва қоронғи ҳалқалар системаси кўринишида бўлади. Геометрик соя соҳасидан ташқарида дифракцион манзара хира бўлади. Бунга сабаб шуки, соҳадан ташқари тушаётган  $E^o$  тўлқин вужудга келтираётган кучли бир текис тақсимланган ёруғ майдон фони дифракцион манзара билан қўшилиб кетади, у ёруғ фон эса дифракцион манзаранинг сўнишига олиб келади.

3) Қисман чегараланган ясси экран четидан ҳосил бўладиган Френель дифракцияси. Бу ҳол учун нурларнинг йўли 51- расмда тасвирланган. Ясси монохроматик ёруғлик тўлқини (унинг fronti схематик равишда  $E^o$  чизиғи билан тасвирланган) чизма текислигига тик жойлашган тўғри чизиқли четга эга бўлган Э ношаффоф экранга келиб тушади. Бунда экран шундай катта қилиб олинадики, уни  $E^o$  ёруғлик тўлқинининг ярим фронтини тўсаётган ярим текислик деб қараш мумкин. Бу ҳолда Френель зоналари экран четига параллел полосалар кўринишида бўлади. Экран текислигига яқин ётган бирор  $AA'$  текисликда ёруғлик интенсивлиги қандай бўлишини кўриб чиқайлик. Бунинг учун  $AA'$  текисликда ихтиёрий А нуқтани танлаб оламиз. Экран текислигидаги зоналар структурасини икки қисмга: экран ва чизма текислигига тик бўлган  $OA$  текисликдан чапда ётган зоналарга ва  $OA$  текисликдан ўнгда ётган зоналарга ажратиш мақсадга мувофиқ ҳисобланади.  $OA$  дан ўнгда ётган зоналар сони чексизга тенг,  $OA$  дан чапда ётган зоналар сони эса тўртга тенг. А нуқтага тегишли зонадан келаётган майдонни  $E_1, E_2, \dots, E_n$  билан белгилаймиз. У ҳолда ўнг томондаги барча чексиз кўп сондаги зоналарнинг А нуқтада ҳосил қияган майдони

биринчи зона майдонининг ярмига тенгкучли бўлади, яъни майдон амплитудаси:

$$E'_0 = \frac{E_{01}}{2} \quad (21.1)$$

бўлади. Чап зоналарнинг ҳосил қилган майдони учун тақрибан

$$E''_0 = \frac{E_{01} - E_{04}}{2} \quad (21.2)$$

деб ёзиш мумкин. Натижавий тебраниш амплитудаси

$$E_0 = E'_0 + E''_0 = E_{01} - \frac{E_{04}}{2} \quad (21.3)$$

га тенг бўлади. Ихтиёрий ҳолда

$$E_0 = E_{01} \pm \frac{E_{0N}}{2} \quad (21.4)$$

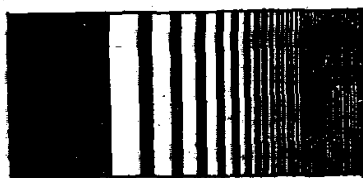
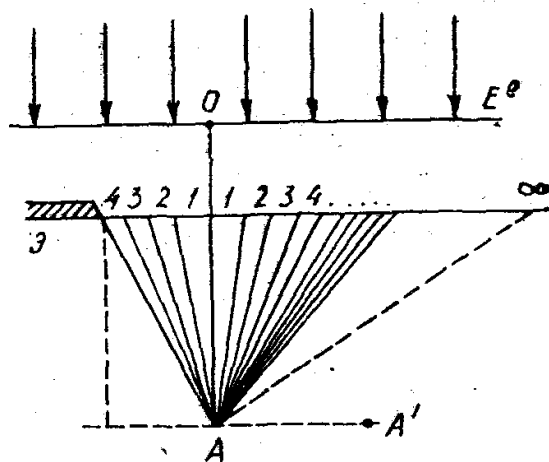
бўлади. Бу ерда «+» ёки «-» ишора  $N$  нинг тоқ ёки жуфт бўлишига қараб олинади.  $E_{0N}$  ни (21.4) формулага асосан қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$E_{0N} = \frac{2\lambda E_0}{R_0 + r} K(r_N). \quad (21.5)$$

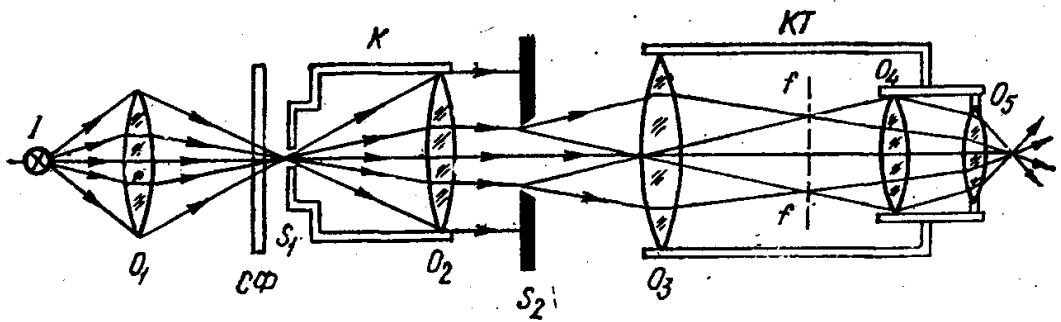
$K(r_N)$  нинг  $N$  ортиши билан камай борганлигидан интенсивлик максимумларининг баландлиги ва минимумларининг чуқурлиги камайиб боради. Бу ҳол кузатиш нуқтасининг экран четидан узоқлашишида кузатилади. Дифракцион манзараларни Френель зоналар усули билан ҳисоблаш методикасини мураккаброқ экран ва тирқишларга ҳам қўллаш мумкин.

## 22- §. Фраунгофер дифракцион ҳодисалари. Тўғри тўртбурчакли ва доиравий тирқишдан бўладиган дифракция

Фраунгофер дифракцион ҳодисалари дифракция ҳосил қилувчи экран ва улардаги тирқишлардан чексиз узоқ масофаларда кузатилади. Бу ҳолда дифракцияловчи объектлардан кузатиш нуқталарига параллел нурлар дасталари кетади. Агар уларнинг йўллари йиғувчи линза қўйилса, параллел дасталардан ҳар бири линзанинг фокал текислигида тўпланиб ёруғланувчи нуқтани ҳосил қилади. Барча бундай нуқталар тўплами Фраунгофер дифракцион манзарасини беради. Агар бунда дифракцияловчи тирқишга (ёки кичик ношаффо экранга) ясси тўлқин келиб тушаётган бўлса, у ҳолда бу



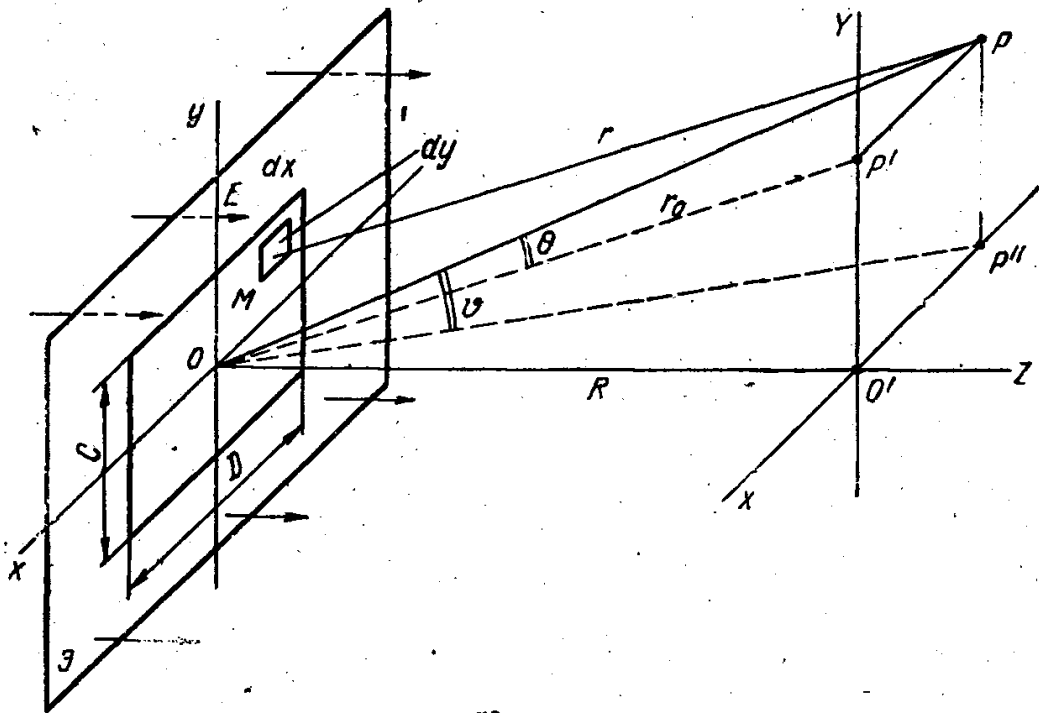
51- расм.



52- расм.

чексизликка узоклаштирилган нуқтавий манбага мос келади. Вироқ амалда дифракцияловчи тирқишлар ва бошқа объектлар линза фокусига қўйилган кичик ўлчамдаги манба (нуқтавий манба, ингичка тирқиш) ёрдамида ёритилади. Ушбу ҳолда Фраунгофер дифракциясини кузатиш схемаси 52- расмда тасвирланган кўринишга эга бўлади.  $I$  манба (симоб лампа, инертгаз — гелий, неон, аргон ва ҳ. к. билан тўлдирилган газ разряд трубка) бир нечта монохроматик нурланиш беради.  $O_1$  конденсор линза манбадан келаётган ёруғликни  $S_1$  ингичка тирқиш кўринишидаги тешикка тўплаб беради. Бу тешик энди ўзи жуда ингичка ёруғланувчи чизик кўринишига эга бўлган ёруғлик манбай вазифасини ўтайди.  $S_1$  тирқиш  $O_2$  коллиматор линзанинг фокусига жойлашган бўлади. Шунинг учун  $S_1$  тирқишнинг ҳар бир нуқтасидан келаётган ёруғлик  $K$  коллиматордан ўтгандан сўнг деярли параллел даста бўлиб кетади.  $O_2$  линзадан кейин ёруғлик четлари  $S_1$  тирқишнинг четларига параллел бўлган  $S_2$  тирқишга қараб йўналади.  $S_2$  тирқиш дифракцияланувчи дасталар ҳосил қилиб бериш учун хизмат қилади.  $S_2$  тирқишдан ўтган ёруғлик  $T$  кўриш трубагининг  $O_3$  объективига бориб тушади. Барча йўналишлар бўйича дифракцияланган параллел дасталар  $O_3$  объективининг  $ff$  фокал текислигида тўпланadi. Дифракцион манзарага  $O_4O_5$  окулярдан қаралади.  $СФ$  ёруғлик фильтри (светофильтр)  $I$  манба бераётган барча нурланишлар тўпланидан битта монохроматик нурланишни ажратиб бериш учун мўлжалланган. Ушбу ҳолда дифракцион манзара қоронғи ва ёруғ (бир хил рангли) полосалар системасидан иборат бўлиб, икки нур интерференциясининг манзарасига ўхшаш манзарани вужудга келтиради. Дифракцион манзаранинг марказида энг катта интенсивликка эга бўлган максимум кузатилади. Гарчи Фраунгофер дифракцияси Френель дифракциясидан фарқли ўлароқ чексизликда кузатилса-да, бу ерда ҳам Френель зоналарини қўллаш мумкин.

Лекин биз бу ерда дифракцион манзарадаги интенсивлик тақсимооти ҳақидаги масаланинг 20- § да келтирилганга ўхшаш аналитик ечимидан фойдаланамиз. Фарқ фақат шундаки, бунда тушаётган тўлқин ясси ва кузатиш чексизликда бўлади. Зарур муносабатларни келтириб чиқариш учун 53- расмга мурожаат қиламиз. Ясси ношаффоф чегараланмаган  $\mathcal{E}$  экрандаги тўғри тўртбурчакли тирқишга тўлқин fronti экран текислигига параллел бўлган ясси



53- расм.

тўлқин тушаётган бўлсин. Тушаётган тўлқин монохроматик, унинг электр майдони тирқишда

$$E = E_0 \cos \omega t \quad (22.1)$$

қонунга бўйсунган ҳолда ўзгаради деб ҳисоблаймиз. Э экран текислигида координата ўқларини шундай ўтказамизки,  $x$  ўқи  $D$  га параллел,  $y$  ўқи  $C$  га параллел,  $z$  ўқи эса  $CD$  га перпендикуляр бўлсин (53- расм). Сўнг бирор  $P$  ( $XY$ ) кузатиш нуқтасини танлаймиз. Дифракцияловчи  $CD$  тирқишнинг ихтиёрий  $M$  нуқтасидан  $P$  нуқтагача бўлган масофани  $r$  орқали,  $OP$  масофани эса  $r_0$  орқали белгилаймиз;  $PP'$  ва  $PP''$  —  $P$  нуқтадан  $X$  ва  $Y$  ўқларига туширилган перпендикулярлар,  $\angle POP' = \theta$ ,  $\angle POP'' = \theta'$ .

$M$  нуқта четларидан  $P$  кузатиш нуқтасига  $d\Sigma$  тўлқин элементидан юборилаётган элементар тўлқиннинг амплитудаси бу элементнинг  $d\Sigma$  юзига тўғри пропорционал ва  $r$  га тесқари пропорционал деб ҳисоблаймиз.  $\theta$  ва  $\theta'$  бурчакларни кичик деб фараз қилиб,  $K(r)$  Френель функциясини унинг  $K_0$  максимал қийматига тенглаштирамиз. Лекин  $K_0$  (20.18) га асосан  $\frac{1}{\lambda}$  га тенг. Бу ҳолда  $M$  нинг четларидан келаётган элементар тўлқинни (20.8) га ўхшатиб

$$dE = \frac{E_0 d\Sigma}{\lambda r} \cos \omega \left\{ t - \frac{r}{c} \right\} \quad (22.2)$$

кўринишда ёзиш мумкин.

$d\Sigma = dx dy$ , шунинг учун интеграллашни  $x$  ва  $y$  бўйича ўтказиш мумкин. У ҳолда  $E$  учун

$$E = \int_{-D/2}^{D/2} \int_{-C/2}^{C/2} \frac{E_0}{\lambda r} \cos \omega \left\{ t - \frac{r}{c} \right\} dx dy \quad (22.3)$$

ифода ҳосил бўлади. Энди  $r$  ни  $x, y, z$  ва  $X, Y, Z$  лар орқали ифодалаймиз. Аналитик геометриядан маълумки,  $x, y, z$  ва  $X, Y, Z$  координаталарга эга бўлган икки нуқта орасидаги масофа

$$r^2 = (x - X)^2 + (y - Y)^2 + (z - Z)^2 \quad (22.4)$$

ифода орқали аниқланади. Биз кўраётган ҳол учун  $x, y, z$  — нуқта  $M$  нинг координаталари,  $X, Y, Z$  — нуқта  $P$  нинг координаталари. Демак,  $z = 0$  бўлганлигидан

$$r^2 = X^2 + Y^2 + Z^2 + x^2 + y^2 - 2(xX + yY). \quad (22.5)$$

$$r_0^2 = OP^2 \text{ учун}$$

$$r_0^2 = X^2 + Y^2 + Z^2 \quad (22.6)$$

деб ёза оламиз.  $r^2 - r_0^2$  фарқни тонамиз:

$$r^2 - r_0^2 = -2(xX + yY) + x^2 + y^2.$$

$r^2 - r_0^2 = (r + r_0)(r - r_0)$  бўлганидан кичик  $\theta$  ва  $\vartheta$  лар учун  $r + r_0 = 2r_0$  деб ҳисоблаб,

$$r = r_0 - \frac{xX + yY}{r_0} + \frac{x^2 + y^2}{2r_0} \quad (22.7)$$

га эга бўламиз.  $x$  ва  $y$  нинг максимал қийматлари мос равишда  $x_m = \frac{D}{2}$ ,  $y_m = \frac{C}{2}$  га тенг бўлади. Бу нуқталар учун

$$r = r_0 - \frac{DX + CY}{2r_0} + \frac{D^2 + C^2}{8r_0} \quad (22.8)$$

(22.8) формула (22.6) ифодадаги учинчи ҳадни ташлаб юбориш шартини топиш имконини беради. Бу шарт

$$\frac{DX + CY}{2r_0} \gg \frac{D^2 + C^2}{8r_0} \quad (22.9)$$

ёки

$$\frac{DX}{2r_0} \gg \frac{D^2 + C^2}{8r_0}, \quad \frac{CY}{2r_0} \gg \frac{C^2 + D^2}{8r_0} \quad (22.10)$$

дан иборат.

(22.10) даги иккала шарт ўхшаш бўлгани учун уларнинг бири-бирини билан чегараланиб ва  $D \approx C$  деб олиб,

$$\frac{D}{2} \ll X \quad (22.11)$$

га эга бўламиз.

53-расмдан

$$X = r_0 \sin \theta, \quad Y = r_0 \sin \vartheta \quad (22.12)$$

келиб чиқади.

Агар  $X$  дифракцион манзаранинг биринчи минимумига мос келса, яъни биринчи дифракцион максимумнинг чизиқли ярим кенглигини ифодаласа, у ҳолда (22.11) ва (22.12) лардан

$$2 \sin \theta_1 \gg \frac{D}{r_0} \quad (22.13)$$

ни ҳосил қиламиз.

Шундай қилиб, бу шарт дифракцияловчи тешикнинг бурчак кенглиги бош дифракцион максимумнинг бурчак кенглигидан кўп марта кичик бўлиши кераклигини кўрсатади. Бу ҳолда (22.7) даги  $x^2$  ва  $y^2$  иштирок этган ҳадларни ташлаб юбориш мумкин. У ҳолда (22.3) интегралнинг ифодасини

$$E = \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} \int_{-\frac{C}{2}}^{\frac{C}{2}} \frac{E_0}{\lambda r} \cos \omega \left( t - \frac{r_0}{c} + \frac{xX + yY}{cr_0} \right) dx dy \quad (22.14)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Биз  $\theta$  ва  $\vartheta$  бурчакларни кичик деб олаётганимиз учун интеграллашда  $r$  ва  $r_0$  ларни ўзгармас ва  $R = OO'$  ( $R$  — экран ( $\mathcal{E}$ ) текислиги билан дифракция кузатилаётган текислик орасидаги масофа) деб ҳисоблаш мумкин. У вақтда  $x$  бўйича интеграллаб

$$E = \frac{E_0}{\lambda R} \int_{-\frac{C}{2}}^{\frac{C}{2}} dy \left\{ \frac{cR}{\omega X} \sin \omega \left[ t - \frac{R}{c} + \frac{\frac{DX}{2} + yY}{cR} \right] - \frac{cR}{\omega X} \sin \omega \left[ t - \frac{R}{c} + \frac{-\frac{DX}{2} + yY}{cR} \right] \right\} = \frac{2cE_0}{\lambda \omega X} \int_{-\frac{C}{2}}^{\frac{C}{2}} \sin \frac{\omega DX}{2cR} \cos \omega \left[ t - \frac{R}{c} + \frac{yY}{cR} \right] dy \quad (22.15)$$

ни ҳосил қиламиз.  $y$  бўйича интеграллаш

$$E = \frac{4c^2 R E_0}{\lambda \omega^2 XY} \sin \frac{\omega DX}{2cR} \sin \frac{\omega CY}{2cR} \cos \omega \left( t - \frac{R}{c} \right) \quad (22.16)$$

ни беради. Агар натижавий тўлқиннинг амплитудаси билан чегаралансак, (22.16) формулани қуйидаги кўринишда қайта ёзиш мумкин:

$$E_0 = \frac{CDE_0}{\lambda R} \frac{\sin \frac{\omega DX}{2cR}}{\frac{\omega DX}{2cR}} \cdot \frac{\sin \frac{\omega CY}{2cR}}{\frac{\omega CY}{2cR}} \quad (22.17)$$

$X$  ва  $Y$  ларни (22.12) формулалар бўйича алмаштириб ( $R \approx r_0$  эканлигини назарда тутиб),  $\frac{\omega}{c}$  ни  $\frac{2\pi}{\lambda}$  га алмаштирадик, (22.17) ифода

$$E^0 = \frac{CDE_0}{\lambda R} \frac{\sin \frac{\pi D \sin \theta}{\lambda}}{\frac{\pi D \sin \theta}{\lambda}} \cdot \frac{\sin \frac{\pi C \sin \phi}{\lambda}}{\frac{\pi C \sin \phi}{\lambda}} \quad (22.18)$$

кўринишга келади. Бу ерда  $\theta$  ва  $\phi$  — тегишли текисликлардаги дифракция бурчаклари.

$XU$  текислигининг  $1 \text{ см}^2$  юзидан ўтаётган қувват оқими  $\vec{S}$  Умов—Пойнтинг вектори орқали аниқланади:

$$S = |\vec{S}| = \frac{c}{4\pi} E^{02} \quad (22.19)$$

(22.19) га  $E^0$  нинг қийматини (22.18) дан олиб қўйсақ,

$$S = S_0 \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2} \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2} \quad (22.20)$$

ифодани топамиз. Бу ерда

$$S_0 = \frac{c}{4\pi} \left( \frac{CD}{\lambda} \right)^2 \frac{E_0^2}{R^2} \quad (22.21)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{\pi D \sin \theta}{\lambda}, \\ \beta &= \frac{\pi C \sin \phi}{\lambda}. \end{aligned} \right\} \quad (22.22)$$

54-расмда дифракцияланган ёруғлик қувватининг  $\theta$  бурчак функцияси сифатида тақсимот графиги келтирилган.  $\phi$  бурчак учун ҳам боғланиш графиги худди шунга ўхшаш бўлади. Агар  $\alpha = 0$ ,  $\beta = 0$  бўлса, интенсивликнинг бош максимуми ҳосил бўлади. Минимумлар

$$\sin \frac{\pi D \sin \theta}{\lambda} = m\pi, \quad \sin \frac{\pi C \sin \phi}{\lambda} = n\pi \quad (22.23)$$

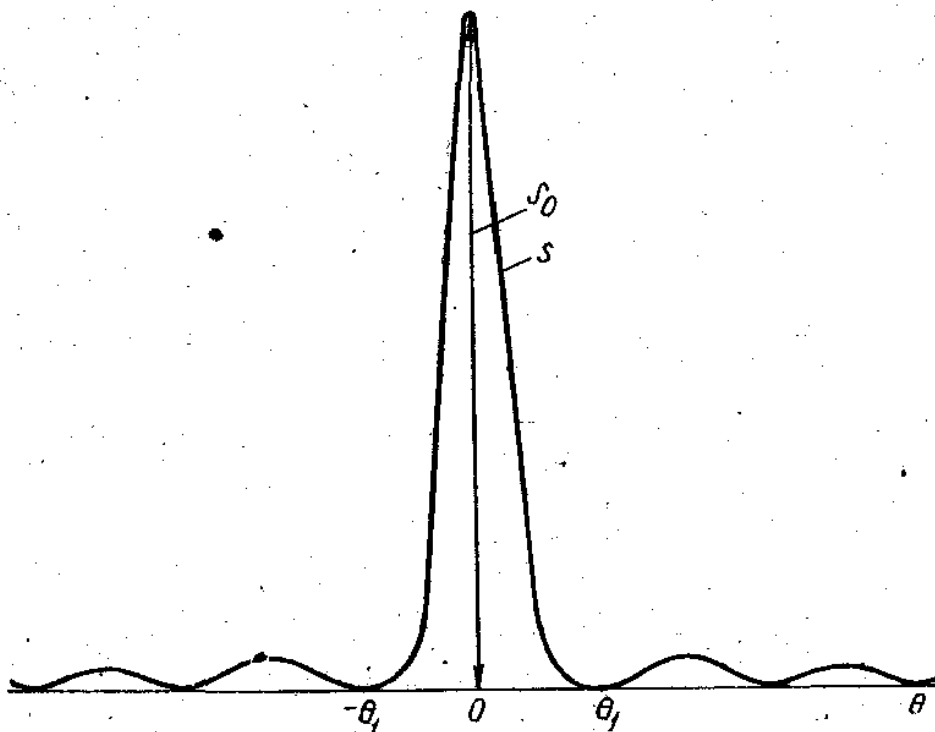
шартлардан аниқланади. Бу ерда  $m = 1, 2, 3, \dots$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ .

Графикдан (54-расм) кўришиб турибдики, деярли ҳамма ёруғлик қуввати

$$\sin \theta_1 = \pm \frac{\lambda}{D} \quad (22.24)$$

шартдан аниқланувчи —  $\theta_1$ ,  $\theta_1$  нуқталар орасига жойлашган бош максимум соҳасига тўғри келади. Бурчак  $\phi$  учун

$$(\sin \phi_1 = \pm \frac{\lambda}{C} \quad (22.25)$$



54- расм.

шартга бўйсунувчи —  $\vartheta_1, \vartheta_1$  бурчаклар билан чегараланган) максимумдаги интенсивлик (22.21) формула бўйича ҳисобланади. Шундай қилиб  $\theta$  ва  $\vartheta$  бурчаклар билан аниқланадиган йўналишларда  $1 \text{ см}^2$  юздан дифракцияланиб ўтган қувват оқими

$$S = \frac{cE_0^2}{4\pi R^2} \left(\frac{CD}{\lambda}\right)^2 \frac{\sin^2 \frac{\pi D \sin \theta}{\lambda}}{\left(\frac{\pi D \sin \theta}{\lambda}\right)^2} \times \frac{\sin^2 \frac{\pi C \sin \vartheta}{\lambda}}{\left(\frac{\pi C \sin \vartheta}{\lambda}\right)^2} \quad (22.26)$$

га тенг.

1 расмда<sup>1</sup> тўғри тўртбурчакли тешикдан ҳосил бўладиган дифракцион манзара тасвирланган, 55- расмда эса тирқишдаги дифракциянинг тасвири кўрсатилган. Доиравий тирқишдан ҳосил бўладиган дифракцион манзара концентрик ҳалқалар



55- расм.

шакида бўлади. Интенсивликнинг радиус бўйича тақсимоти тўғри тўртбурчакли тешик учун 54- расмда келтирилган тақсимотга ўхшаш бўлади. Лекин максимумлар ва минимумлар орасидаги масофа тўғри тўртбурчакли тешикдагига қараганда бирмунча фарқ қилади. Доиравий тешикдан ҳосил бўладиган дифракция учун биринчи минимум

<sup>1</sup> Рим рақами билан белгиланган расмлар вклейкада берилган.



$$\sin \varphi_1 = \frac{1,22 \lambda}{D} \quad (22.27)$$

шартдан аниқланади, бу ерда  $D$  — тешик диаметри;  $\varphi$  — доиравий тешик бўлган ҳол учун дифракция бурчаги.

(22.26) формула кузатиш нуқтасидаги энергетик ёритилганлик катталигини беради. Дифракцияланган ёруғлик кучи учун (22.26) га асосан

$$I_3 = E_3 R^2 \quad (22.28)$$

деб ёзиш мумкин. Энди дифракция ҳосил қилувчи тешикка тушаётган бирлик юзага тўғри келувчи  $\frac{cE_2^0}{4\pi}$  қувватни  $O_2$  коллиматор линзасининг фокусига жойлаштирилган  $S_1$  ёруғлик манбаининг  $B_3$  энергетик равшанлиги билан алмаштирамиз (52-расмга қ.).  $S_2$  тирқишнинг энергетик ёритилганлиги  $S_1$  тирқишнинг ёруғлик кучига, яъни  $B_3 s \cdot h$  нинг  $O_2$  линзагача бўлган  $f_2$  масофанинг квадратига бўлинганига тенг. Бинобарин,

$$\frac{cE_3^0}{4\pi} = B_3 \frac{sh}{f_2^2} \quad (22.29)$$

бу ерда  $s$  ва  $h$  — мос равишда  $S_1$  тирқишнинг кенлиги ва баландлиги.

$\frac{s}{f_2} \ll 1$  ва  $\frac{h}{f_2} \ll 1$  бўлганлиги учун биз уларни  $S_1$  тирқишнинг бурчак ўлчамлари билан алмаштиришимиз мумкин, яъни:

$$\frac{s}{f_2} = d\varphi, \quad \frac{h}{f_2} = d\chi. \quad (22.30)$$

У ҳолда тўғри тўртбурчакли тешикда дифракцияланган  $I_3$  ёруғлик кучи учун

$$I_3 = B_3 d\varphi d\chi \left(\frac{CD}{\lambda}\right)^2 \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2} \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2} \quad (22.31)$$

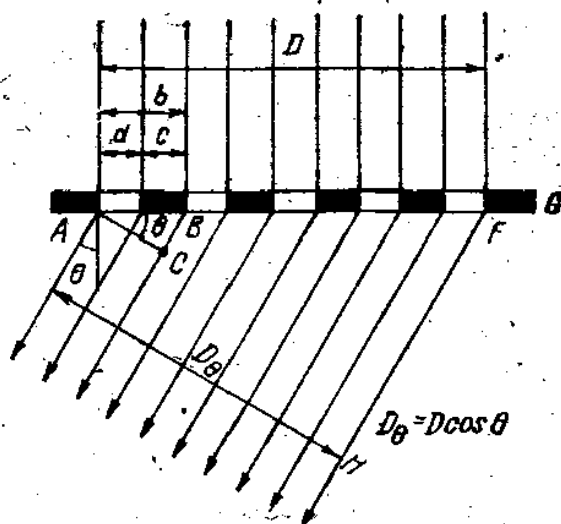
ни ёзишимиз мумкин. Бу ерда  $\alpha$  ва  $\beta$  (22.22) формуладан аниқланади.

Оптикавий асбобларнинг ажрата олиш кучини аниқловчи миқдорий муносабатлар  $V$  бобда кўриб ўтилади.

### 23-§. Дифракцион панжаралар

Дифракцион панжаралар кўп сондаги бир-бирларидан бир хил узоқликда ётувчи бир хил кенликдаги параллел тирқишлар системасидан иборат. Бу тирқишлар ё битта текисликда, ё турли текисликларда ётиши мумкин. Биринчи ҳолда панжарани ясси панжара деб аталади. Иккинчи ҳолда эса эшелет панжара деб аталади. Ёруғлик ўтказувчи панжаралар билан бир қаторда ҳозирги вақтда ёруғликни қайтарувчи панжаралар ҳам кенг тарқалган.

Панжараларда вужудга келувчи дифракцион манжаралар чексизликда (ёки линза фокусиди) кузатилади, яъни булар Фраунгофер дифракцион ҳодисалари турига киради. Панжараларнинг асосий қонуниятлари ясси панжаралардаги дифракцион ҳодисаларни кўришда жуда яққол кузатилади. Бу ерда тўлқин fronti бўлиниши билан бўладиган кўп нурли интерференция аниқ кўзга ташланади. Дифракцион панжара ишлаш принципининг оптикавий схемаси 56-расмда келтирилган.



56- расм.

Ясси ёруғлик тўлқини  $G$  ясси панжара сиртига нормал ҳолда тушади. Тирқишлар кенглиги (яъни унинг шаффоф қисмлари)  $d$  га тенг, қўшни тирқишлар орасидаги (тирқишларнинг чап ёки ўнг четлари орасидаги) масофа  $b$ -га тенг.  $b$  катталик панжара доимийси деб аталади. У бир нечта тўлқин узунлиги тартибида бўлади. Панжара доимийси  $b$  тирқиш  $d$  ва ношаффоф қисмининг  $c$  кенгликлари йиғиндисига тенг. Панжара тирқишларининг сони  $N$ , унинг доимийси  $b$  ва тирқишларга перпендикуляр бўлган панжара ўлчами  $D$  ўзаро:

$$D = bN \quad (23.1)$$

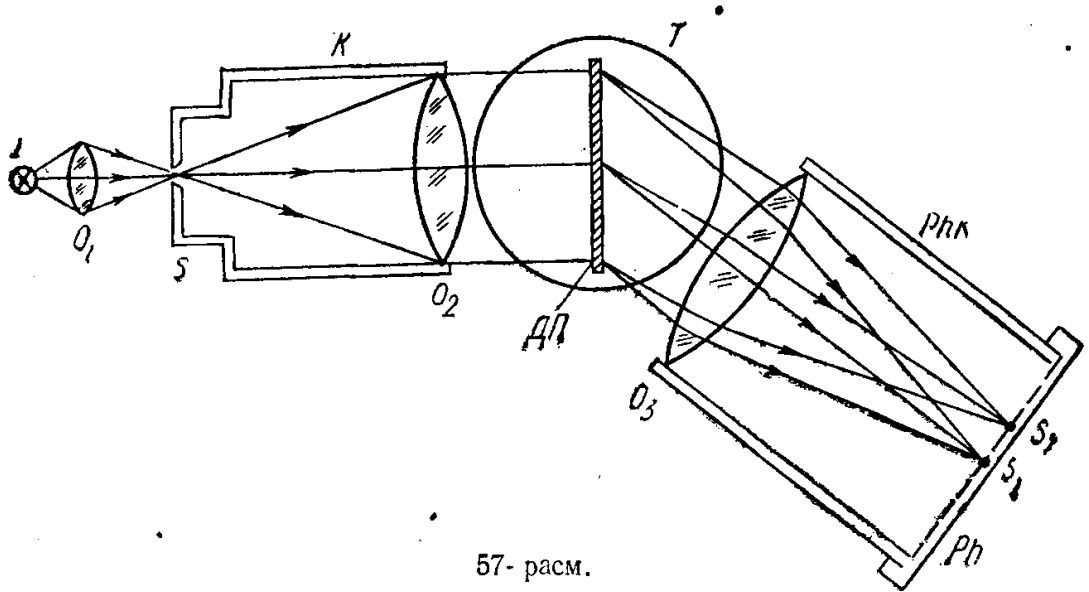
мувосабатда боғлангандир. 56-расмдан панжаранинг иккита қўшни тирқишларидан келаётган нурларнинг йўл фарқлари

$$\gamma = BC = b \sin \theta \quad (23.2)$$

га тенг эканлиги келиб чиқади. Шунинг учун, агар

$$b \sin \theta = m \lambda \quad (23.3)$$

бўлса, у вақтда шу йўналишда интерференцион кучайиш юз бериши лозим, (23.3) шarti бажарилмаган жойларда интенсивликнинг кўпроқ ёки камроқ сусайиши юз беради. Турли  $\lambda$  учун  $\theta$  бурчак ҳам турли қийматларга эга бўлади. Демак, дифракцион панжара дисперсияга эга, яъни мураккаб спектрал таркибга эга бўлган ёруғлик дасталарини монохроматик нурларга ажратади. Панжарада вужудга келадиган дифракцияни кузатиш қурилмасининг схемаси 57-расмда келтирилган. Бунда  $I$  — ёруғлик манбаи;  $O_1$  — конденсор линза, унинг ёрдамида дифракцион спектрографининг тирқиши ёритиб турилади. Бу тирқиш  $K$  коллиматорнинг  $O_2$  линзаси фокусиди туради.



57- расм.

Тирқишнинг ҳар бир нуқтасидан келаётган ёруғлик коллиматордан чиқишда параллел дастага айланиб  $T$  столчага ўрнатилган ДП панжарага тушади. Панжарада дифракцияланган ёруғлик параллел дасталар бўлиб  $PhK$  фотокамеранинг (ёки кўриш трубасининг)  $O_3$  объективига тушади ва  $Ph$  фокол текисликда тўпланади. У ерда монохроматик нурларда  $S$  тирқишнинг  $S_1, S_2, \dots$ , тасвирлари ҳосил бўлади. Бундай тасвирлар тўплами  $I$  манбадан нурланаётган ёруғлик спектрини ишғол қилади. Уни шунингдек  $Ph$  текисликка фокусланган окуляр ёрдамида ҳам кузатиш мумкин.

Назарий кўриб чиқишда биз даставвал панжарага монохроматик тўлқин тушаётир деб фараз қиламиз. Панжараларда доим штрихлар узунлиги  $a \gg b$  бўлади;  $b$  — бир неча тўлқин узунлиги тартибида бўлади. Бу ҳолда (22.25) формулага асосан:

$$\vartheta_1 \approx \sin \vartheta_1 = \frac{\lambda}{a} \ll 1 \quad (23.4)$$

бўлади, яъни тирқишга параллел ва панжара текислигига нормал текисликда ёруғликнинг дифракцион сочилиши эътиборга олмайди-ган даражада кам бўлади. Шунинг учун панжаранинг ишлаш принципи тирқишнинг  $b$  кенглиги билан боғлиқ бўлган дифракцияга асослангандир. Шунга асосланиб кузатишни  $\vartheta = 0$  учун олиб борилади ва (22.26) ифодадаги иккинчи дифракцион кўпайтувчини бирга тенг деб олиш мумкин. У вақтда панжаранинг битта тирқишидан бўладиган ёруғлик тебранишини (22.18) ни назарда тутиб,

$$E' = \frac{ad}{\lambda} \cdot \frac{E_0}{R} \cdot \frac{\sin \frac{\pi d \sin \theta}{\lambda}}{\frac{\pi d \sin \theta}{\lambda}} \sin \omega \left( t - \frac{R}{c} \right) \quad (23.5)$$

кўринишда ёзиш мумкин (бу ерда  $a$  — тирқиш узунлиги;  $d$  — унинг кенглиги;  $R$  — тирқишдан кузатиш нуқтасигача бўлган масофа;  $\theta$  — дифракция бурчаги). Қуйидагича белги киритамиз:

$$E_{01} = \frac{adE_0}{\lambda R} \cdot \frac{\sin \alpha}{\alpha} \quad (23.6)$$

$$\text{бу ерда } \alpha = \frac{\pi d \sin \theta}{\lambda}. \quad (23.7)$$

Қўшни тирқишлардан келаётган нурларнинг йўл фарқи  $\gamma = R_{i+1} - R_i$  (23.2) ифода билан аниқланади. А нуқта учун (56-расм)  $R = R_0$ , кейинги тирқишлар учун  $R$  катталиқ  $\gamma$  катталиқка орта боради. Демак, панжара тирқишлари  $\theta$  йўналиш бўйича юбораётган тебранишлар:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \sin \Phi', \\ E_2 &= E_{01} \sin (\Phi' - \Phi), \\ E_3 &= E_{01} \sin (\Phi' - 2\Phi), \\ &\dots \dots \dots \\ E_N &= E_{01} \sin [\Phi' - (N - 1)\Phi], \end{aligned} \quad (23.8)$$

кетма-кетликни юзага келтиради. Бу ерда  $E_1, E_2, \dots, E_N$  катталиқлар 1, 2, 3, ...,  $N$  номерли тирқишлардан юборилаётган тўлқинларнинг электр майдонларидир,

$$\left. \begin{aligned} \Phi' &= \omega \left( t - \frac{R_0}{c} \right), \\ \Phi &= \frac{2\pi\gamma}{\lambda} = \frac{2\pi b \sin \theta}{\lambda}, \\ \gamma &= R_{i+1} - R_i \end{aligned} \right\} \quad (23.9)$$

( $R_{i+1}$  ва  $R_i - i + 1$  ва  $i$  номерли тирқишлардан кузатиш нуқтасигача бўлган масофалар.)

Барча интерференцияланувчи тўлқинлар амплитудасининг алгебраик йиғиндисини топамиз. Қулайлик учун тригонометрик функциялардан

$$e^{i\Phi} = \cos \Phi + i \sin \Phi, \quad (23.10)$$

формула бўйича комплекс функцияларга ўтиш мумкин, энг охирги натижада эса фақат ҳақиқий қисми олинади. У вақтда (23.8) қатор ўрнига

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} e^{i\Phi'}, \\ E_2 &= E_{01} e^{i\Phi'} e^{-i\Phi}, \\ E_3 &= E_{01} e^{i\Phi'} e^{-2i\Phi}, \\ &\dots \dots \dots \\ E_N &= E_{01} e^{i\Phi'} e^{-i(N-1)\Phi} \end{aligned} \quad (23.11)$$

қаторга эга бўламиз. Ёзилган кетма-кетлик геометрик прогрессиядан иборат бўлиб, унинг биринчи ҳади  $E_1$  га тенг, прогрессиянинг маҳражи  $q = e^{-i\Phi}$  ҳисобланади. Натижавий амплитудани биз бу прогрессия ҳадларининг йиғиндиси сифатида ёзамиз:

$$E = \sum_{n=1}^{n=N} E_{01} e^{i\Phi'} e^{-i(n-1)\Phi} = E_{01} e^{i\Phi'} \frac{1 - e^{-iN\Phi}}{1 - e^{-i\Phi}}. \quad (23.12)$$

Интенсивликни ҳисоблаш учун (23.12) даги тебраниш амплитудасининг квадратини топишимиз лозим. Бунинг учун (23.12) ни унинг комплекс-қўшмаси катталигига кўпайтирамиз. Натижада

$$E^{02} = EE^* = E_{01}^2 \frac{(1 - e^{iN\Phi})(1 - e^{-iN\Phi})}{(1 - e^{i\Phi})(1 - e^{-i\Phi})} \quad (23.13)$$

га эга бўламиз.

Комплекс ифодаларни ҳақиқийлар билан алмаштириб қуйидагини ҳосил қиламиз

$$E^{02} = E_{01}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\Phi}{2}\right)}{\sin^2\frac{\Phi}{2}} \quad (23.14)$$

$E_{01}$  нинг қийматини (23.6) дан (23.14) га қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$E^{02} = \left(\frac{ad}{\lambda}\right)^2 \frac{E_0^2}{R^2} \frac{\sin^2\frac{\pi d \sin \theta}{\lambda}}{\left(\frac{\pi d \sin \theta}{\lambda}\right)^2} \frac{\sin^2\left(\frac{N\Phi}{2}\right)}{\sin^2\frac{\Phi}{2}} \quad (23.15)$$

Кузатиш нуқтасида  $1 \text{ см}^2$  юзадан ўтаётган энергетик оқим

$$S = \frac{c}{4\pi} E^{02} = \frac{c}{4\pi} \frac{E_0^2}{R^2} \left(\frac{ad}{\lambda}\right)^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi d \sin \theta}{\lambda}\right) \sin^2\left(\frac{N\Phi}{2}\right)}{\left(\frac{\pi d \sin \theta}{\lambda}\right)^2 \sin^2\frac{\Phi}{2}} \quad (23.16)$$

га тенг бўлади. Панжаранинг ёруғлик кучи учун

$$I_s = B_s d \varphi d\chi \left(\frac{ad}{\lambda}\right)^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi d \sin \theta}{\lambda}\right) \sin^2\left(\frac{N\Phi}{2}\right)}{\left(\frac{\pi d \sin \theta}{\lambda}\right)^2 \sin^2\frac{\Phi}{2}} \quad (23.17)$$

ифодани ёзиш мумкин. Панжара тирқизи кенглиги  $d$  ни қуйидагича алмаштирамиз:

$$d = \frac{d}{b} b = \frac{d}{b} \cdot \frac{D}{N} \quad (23.18)$$

у вақтда (23.17) формула қуйидаги кўринишга келади:

$$I_s = \frac{B_s}{N^2} \left(\frac{d}{b}\right)^2 \left(\frac{aD}{\lambda}\right)^2 d \varphi d\chi \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2} \frac{\sin^2\left(\frac{N\Phi}{2}\right)}{\sin^2\frac{\Phi}{2}} \quad (23.19)$$

Дифракцион манзаранинг ҳар бир нуқтасида амалда ёруғлик манбаининг шундай қисмларидан келаётган нурлар тўнланадики, улар геометрик оптика қонунлари бўйича тасвирланадиган нуқталаридан ( $\varphi$  ва  $\chi$  бўйича)

$$d\varphi \approx \frac{\lambda}{a}, \quad d\chi \approx \frac{\lambda}{D} \quad (23.20)$$

га тенг бўлган бурчак оралиқларида туради. (23.19) да  $d\varphi$  ва  $d\chi$  ларни уларнинг (23.20) даги қийматлари билан алмаштириб (23.19) формулани қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$I_3 = \frac{B_3 a D}{N^2} \left(\frac{d}{b}\right)^2 \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2} \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{N\Phi}{2}\right)}{\sin^2 \frac{\Phi}{2}}. \quad (23.21)$$

$O_3$  линза ёрдамида тасвирланадиган дифракцион манзарадаги  $E_3$  ёритилганлик (57-расмга қ.) қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$E_3 = \frac{I_3}{f_3^2 + \frac{D_3^2}{4}}. \quad (23.22)$$

Бу ерда  $f_3$  ва  $D_3$  —  $O_3$  линзанинг фокус оралиғи ва диаметри.

Агар катта дифракцион спектрографларда учраб турадиган ҳол рўй берса, яъни  $D_3 \ll f_3$  бўлса,

$$E_3 = \frac{I_3}{f_3^2}, \quad (23.23)$$

бўлади. (23.16), (23.17), (23.19), (23.21), (23.22), (23.23) формулаларда ёруғликнинг ютилиши, сочилиши, линзалар ва бошқа деталлардаги фойдасиз қайтишларга сарф бўлиши ҳисобга олинмаган. Агар уларни  $\kappa$  орқали белгиланса, у вақтда  $\kappa$  га юқорида кўрсатилган барча ифодаларни кўпайтириш керак.  $\kappa$  нинг қиймати турли асбобларда жуда кучли ўзгариши мумкин. Агар ёруғлик исроф бўлмаган бўлса, унинг чегаравий қиймати  $\kappa = 1$  бўлади. Реал асбобларда бу кўпайтувчи 0,5 тартибларда бўлади.

Агар  $\sin \frac{\Phi}{2} = 0$  бўлса, ёруғлик интенсивлиги максимумга эга бўлади. Бу ҳолда:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Phi_m}{2} &= m\pi, \\ \frac{N\Phi_m}{2} &= Nm\pi, \end{aligned} \right\} \quad (23.24)$$

бу ерда  $\Phi_m$  —  $m$ -тартибли максимум учун фазалар фарқи,  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ .  $\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} b \cdot \sin \theta$  бўлгани учун (23.24) дан максимум учун

$$b \sin \theta = m\lambda \quad (23.25)$$

шартга эга бўламиз. Бу максимумлар бош максимумлар ҳисобланади. Улардан ташқари анчагина кучсиз бўлган қўшимча максимумлар ҳам юзага келади.  $N$  жуда катта бўлганда уларнинг интенсивлиги эътиборга олмайдиган даражада кам бўлади. Шунинг учун келгусида фақат (23.25) шарт билан аниқланадиган бош максимумларни кўриб ўтамиз. Уларнинг интенсивлигини ҳисоблайлик. Интенсивлик максимумлари яқинида  $\Phi$  фазани

$$\Phi = \Phi_m + \delta\Phi \quad (23.26)$$

кўринишда ёзиш мумкин.  $\Phi \rightarrow \Phi_m$  бўлганда  $\delta\Phi \rightarrow 0$  бўлади.

Бу ҳолда  $\sin \frac{N\Phi}{2}$  ва  $\sin \frac{\Phi}{2}$  ларни топамиз:

$$\begin{aligned} \sin \frac{N\Phi}{2} &= \sin \frac{N\Phi_m}{2} \cos \left( \frac{N\delta\Phi}{2} \right) + \cos \frac{N\Phi_m}{2} \sin \left( \frac{N\delta\Phi}{2} \right) = \sin \frac{N\delta\Phi}{2}, \\ \sin \frac{\Phi}{2} &= \sin \frac{\Phi_m}{2} \cos \frac{\delta\Phi}{2} + \cos \frac{\Phi_m}{2} \sin \frac{\delta\Phi}{2} = \sin \frac{\delta\Phi}{2}. \end{aligned}$$

Агар  $\delta\Phi \rightarrow 0$  бўлса,  $\sin \frac{N\delta\Phi}{2} = \frac{N\delta\Phi}{2}$  ва  $\sin \frac{\delta\Phi}{2} = \frac{\delta\Phi}{2}$  бўлади. У ҳолда

$$\frac{\sin^2 \left( \frac{N\Phi}{2} \right)}{\sin^2 \frac{\Phi}{2}} = N^2 \quad (23.27)$$

ни ҳосил қиламиз.  $\Phi \rightarrow \Phi_m$  бўлади.

Максимум учун

$$\sin \theta = \frac{m\lambda}{b} \quad (23.28)$$

бўлганлиги сабабли

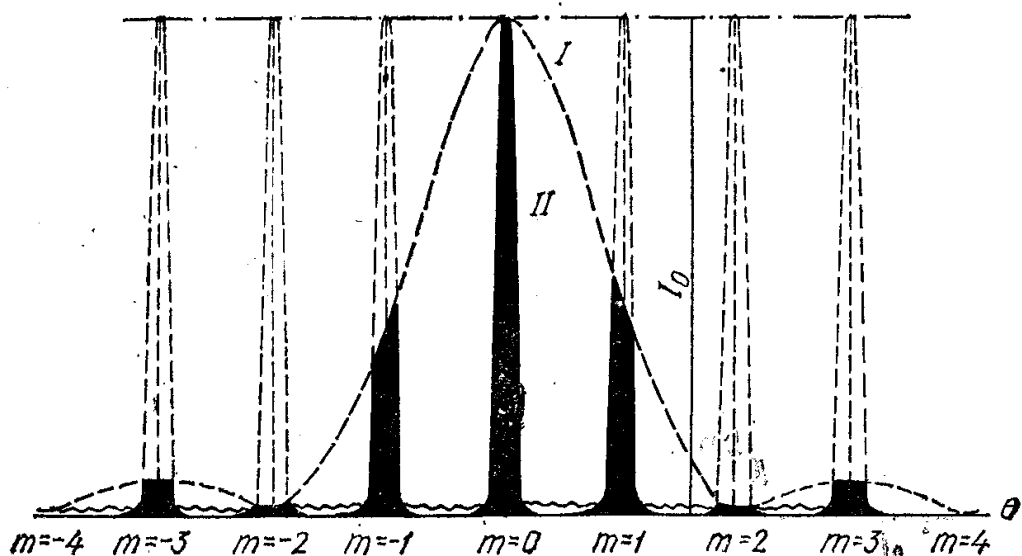
$$\alpha = \frac{\pi d \sin \theta}{\lambda} = m\pi \frac{d}{b} \quad (23.29)$$

бўлади. Демак, дифракцияланган ёруғлик кучи максимумда қуйидаги

$$I_s = B_s aD \left( \frac{d}{b} \right)^2 \frac{\sin^2 \left( \frac{m\pi d}{b} \right)}{\left( \frac{m\pi d}{b} \right)^2} \quad (23.30)$$

формула орқали аниқланади.  $m = 0$  учун  $\frac{m\pi d}{b} = 0$  ва  $\frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2} = 1$  бўлади. Шундай қилиб, нолинчи максимум интенсивлиги

$$I_s^0 = B_s aD \left( \frac{d}{b} \right)^2 \quad (23.31)$$



58- расм.

га тенг. У бошқа дифракцион максимумларга қараганда анча катта ҳисобланади. Дифракцион панжара берадиган дифракцион манзарада ёруғлик интенсивлигининг тақсимланиш графиги 58-расмда келтирилган. Бу график

$$\psi_1 = \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2} \quad \text{ва} \quad \psi_2 = \frac{\sin^2 \frac{N\Phi}{2}}{\sin^2 \frac{\Phi}{2}} \quad (23.32)$$

функциялар графикларининг «қўшилишидан» иборат ( $\psi_1$  функция расмда I,  $\psi_2$  функция эса II рақами билан белгиланган),  $\psi_1$  битта тирқишдан бўладиган дифракцияга тегишли,  $\psi_2$  эса  $N$  та тирқишдан, яъни бутун панжарадан бўладиган дифракцияга тегишли. Натижавий интенсивлик бу функцияларнинг кўпайтмаси билан аниқланади. 58-расмда у тушланган (қорага бўялган) максимумлар билан тасвирланган. (23.25) шартдан ва 58-расмдан  $N$  та тирқишдан (яъни панжарадан) бўладиган дифракцияда кескин максимумларнинг  $m = 1, 2, 3, \dots$ , ларда ҳосил бўлиши, улар оралиқларидаги ёруғлик интенсивлиги жуда ҳам кичик бўлиши келиб чиқади. Амалий мақсадлар учун фақат  $\psi_1$  функциянинг биринчи иккита минимумлари орасида ётган максимумларгина аҳамиятга эга, чунки бошқа максимумлар жуда ҳам кичик интенсивликка эга.

Дифракцион панжаралар спектроскопияда мураккаб спектрал таркибга эга бўлган ёруғликни монохроматик компоненталарга ажратиш мақсадида ишлатилади. Панжараларнинг спектрга ажратиш хусусияти ҳатто бир хил тартибга (яъни бир хил  $m$  га) эга бўлган максимумларнинг ҳолати турли тўлқин узунликлари учун турли хил бўлиш принципига асосланган. Бу бевосита (23.25) формуладан келиб чиқади. Шундай қилиб, дифракцион панжара дисперсион хусусиятга эга.



Панжара дисперсиясини топиш учун (23.25) формулага мурожаат қиламиз ва уни  $\lambda$  бўйича ўзгармас  $m$  учун дифференциаллаймиз, у ҳолда

$$b \cos \theta \frac{d\theta}{d\lambda} = m$$

га эга бўламиз. Бу ердан  $D_\theta$  бурчак дисперсияси учун

$$D_\theta = d\theta/d\lambda = \frac{m}{b \cos \theta} = \frac{\operatorname{tg} \theta}{\lambda} \quad (23.33)$$

ни ҳосил қиламиз. Кичик  $\theta$  лар учун (23.25) формула

$$\theta = \frac{m}{b} \lambda \quad (23.34)$$

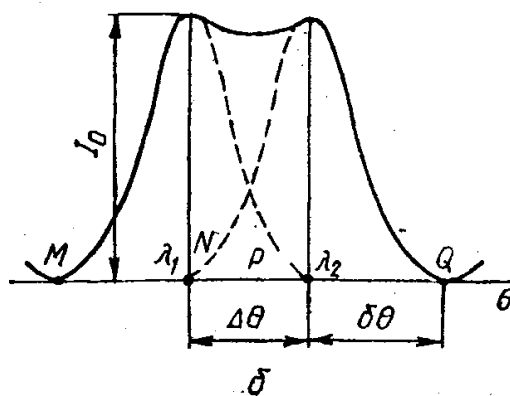
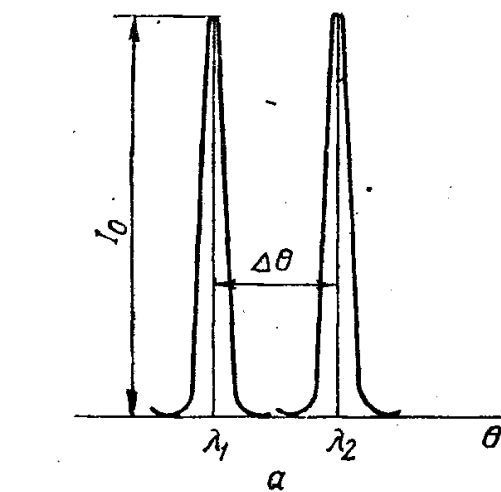
кўринишда ёзилади. Бу ҳолда панжара дисперсияси ўзгармас ва тўлқин узунлигига боғлиқ бўлмайди, яъни

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{b} \quad (23.35)$$

бўлади. Бундан дифракцион панжара берадиган спектрнинг ёки бошқача айтганда, дифракцион спектрнинг тўлқин узунликлари бўйича текис тақсимланган бўлиши келиб чиқади. Унинг призматик

спектрага нисбатан афзаллиги ҳам ана шундадир. Призматик спектрда унинг узун тўлқинли қисми қисқа тўлқинли қисмига нисбатан анча сиқилган бўлади.

Панжаранинг мураккаб спектрал таркибга эга бўлган ёруғликни монохроматик компоненталарига ажратиш қобилияти фақат дисперсия билан аниқланмасдан, дифракцион максимумларнинг кескинлиги билан ҳам характерланади. Буни 59-расмда тушунтирилади. Бу расмда иккита  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  тўлқин узунлигига эга бўлган нурланишларни икки хил панжара билан ажратилиши кўрсатилган. 59-а расмда нурланишни кичик  $\delta\theta$  кенгликка эга бўлган кескин максимумлар берувчи панжара орқали ажратиш тасвирланган, 59-б расмда эса катта кенгликдаги дифракцион максимумлар берувчи панжара орқали ажратиш тасвирланган. Иккала ҳолда ҳам  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  нурланишларнинг максимумларини бирдай  $\Delta\theta$  катталиқка суриб



59- расм.

қўйилган бўлса ҳам, нурланишни биринчи ҳолдаги ажратиш иккинчи ҳолдагига нисбатан кўп марта яхши бўлган. Бу ердан панжараларнинг бир-бирларига тўлқин узунликлари бўйича яқин турган нурланишларни ажратиш қобилиятлари фақат дисперсия билан эмас, балки дифракцион максимумлар кенглиги билан ҳам аниқланиши лозим, деган фикр келиб чиқади. Панжараларнинг бу хусусияти панжаранинг ажрата олиш кучи деб аталади. Уни аниқлаш учун бош дифракцион максимумнинг  $\delta\Phi$  кенглигини топамиз. Бу бош максимумнинг ўрни (23.24) шартдан аниқланади. Унга қўшни бўлган минимум

$$\sin \frac{N\Phi}{2} = \sin \left( \frac{N\Phi_m}{2} + \frac{N}{2} \delta\Phi \right) = 0$$

шартдан топилади. Бу ерда  $\delta\Phi$  — максимумдан биринчи минимумга ўтишдаги фаза ўзгариши. Юқорида ёзилган тенгликни

$$\frac{N\Phi_m}{2} + \frac{N}{2} \delta\Phi = Nm\pi + \pi \quad (23.36)$$

кўринишда қайта ёзиш мумкин. Лекин  $\frac{N\Phi_m}{2} = Nm\pi$ .

Демак,

$$\delta\Phi = \frac{2\pi}{N} \quad (23.37)$$

$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} b \sin \theta$  ифодадан

$$\delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} b \cos \theta \delta\theta \quad (23.38)$$

га эга бўламиз. (23.37) ва (23.38) ни тенглаштириб,

$$\delta\theta = \frac{\lambda}{Nb \cos \theta} \quad (23.39)$$

ни ҳосил қиламиз. Бу бош дифракцион максимумнинг кенглигини ифодалайди. Бир-бирига яқин жойлашган спектрал чизиқни ажратиш кўришнинг чегаравий шarti сифатида уларнинг максимумлари дисперсия натижасида бир-бирларига нисбатан сурилишлари ҳисобига бир тўлқин узунлигининг нурланиш максимуми иккинчисининг минимумига тўғри келган ҳолатни қабул қиламиз. Бу ҳолга 59-б расм тўғри келади. Бу ерда дисперсия натижасидаги максимумларнинг силжиши  $\Delta\theta = d\theta$  дифракцион максимумнинг  $\delta\theta$  кенглигига тенг.

$d\theta$  катталиқ (23.33) га асосан,

$$d\theta = \operatorname{tg} \theta \frac{d\lambda}{\lambda} \quad (23.40)$$

(23.39) даги  $\delta\theta$  ни (23.40) даги  $d\theta$  катталиқка тенглаб

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{Nb \sin \theta} = \frac{\lambda}{N \frac{b \sin \theta}{\lambda}} = \frac{1}{Nm} \quad (23.41)$$

га эга бўламиз.  $d\lambda$  катталиқ  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2 = \lambda_1 + d\lambda$  чизиқларни ажратиш чегарасини билдиради,  $\frac{d\lambda}{\lambda}$  эса  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  чизиқларни ажратишнинг нисбий чегараси ҳисобланади. Бунга тескари бўлган катталиқни *панжаранинг ажрата олиш кучи* деб аталади ва  $\mathfrak{R}$  ҳарфи билан белгиланади. Демак, панжара учун

$$\mathfrak{R} = \frac{\lambda}{d\lambda} = Nm \quad (23.42)$$

$Nb = D$  ( $D$  — панжара кенглиги) бўлгани учун

$$\mathfrak{R} = \frac{D \sin \theta}{\lambda} \quad (23.43)$$

бўлади. Лекин  $D \sin \theta$  панжарада дифракцияланган нурларнинг максимал йўл фарқига, яъни панжара четларидан келаётган нурларнинг йўл фарқига тенг.  $\frac{D \sin \theta}{\lambda} = N_\lambda$  муносабат берилган йўл фарқига жойлашган тўлқин узунлиқларининг сони («тўпламдаги тўлқин сони») ни билдиради. Шундай қилиб,

$$\mathfrak{R} = N_\lambda. \quad (23.44)$$

Радиофизикада  $\mathfrak{R}$  катталиқ *асллик* деб аталади. (23.40) дан  $\mathfrak{R}$  катталиқ учун

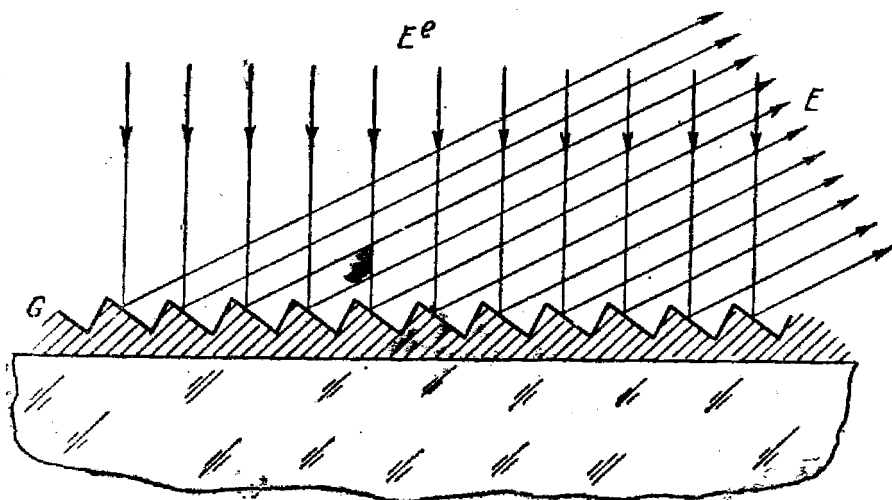
$$\mathfrak{R} = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\operatorname{tg} \theta}{\delta\theta} \quad (23.45)$$

ифодани ёзиш мумкин.  $\theta$  дифракция бурчаклари кичик бўлганда  $\operatorname{tg} \theta \approx \theta$  бўлади, у вақтда (23.45) ифода

$$\mathfrak{R} = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\theta}{\delta\theta} \quad (23.46)$$

кўринишга келади.

Ясси дифракцион панжара мукамаллашмаган асбоб ҳисобланади, чунки у бош максимумда ёруғликни йўқотиши ҳисобига кам ёруғлик кучига эга. Эшелет типигаги панжараларнинг бундай камчилиги йўқ. Улар панжарага тушаётган ёруғликнинг кўп қисмини битта спектрга тўплаб беради. Бундай панжараларга қайтарувчи панжараларни мисол қилиб олишимиз мумкин. Уларда ҳар бир «тирқиш» вазифасини ингичка кўзгу бажаради (60- расм). Зинасимон панжара ҳосил бўлиб, унга тушаётган  $E^e$  ёруғлик асосан  $E$  йўналишда ва (дисперсия натижасида) унга қўшни бўлган йўналишларда қайтади. Бундай турдаги панжараларни қуйидагича тайёрланади. Жуда юқори аниқлик билан (ёруғлик тўлқин узунлигининг юздан бир улушигача) сайқалланган шиша (ёки кварц) тагликка юпқа қайтариш коэффициентини юқори бўлган металл қатлам қопланади. Бу мақсад учун оптикавий спектрнинг турли соҳаларида 85—95% қай-



60- расм.

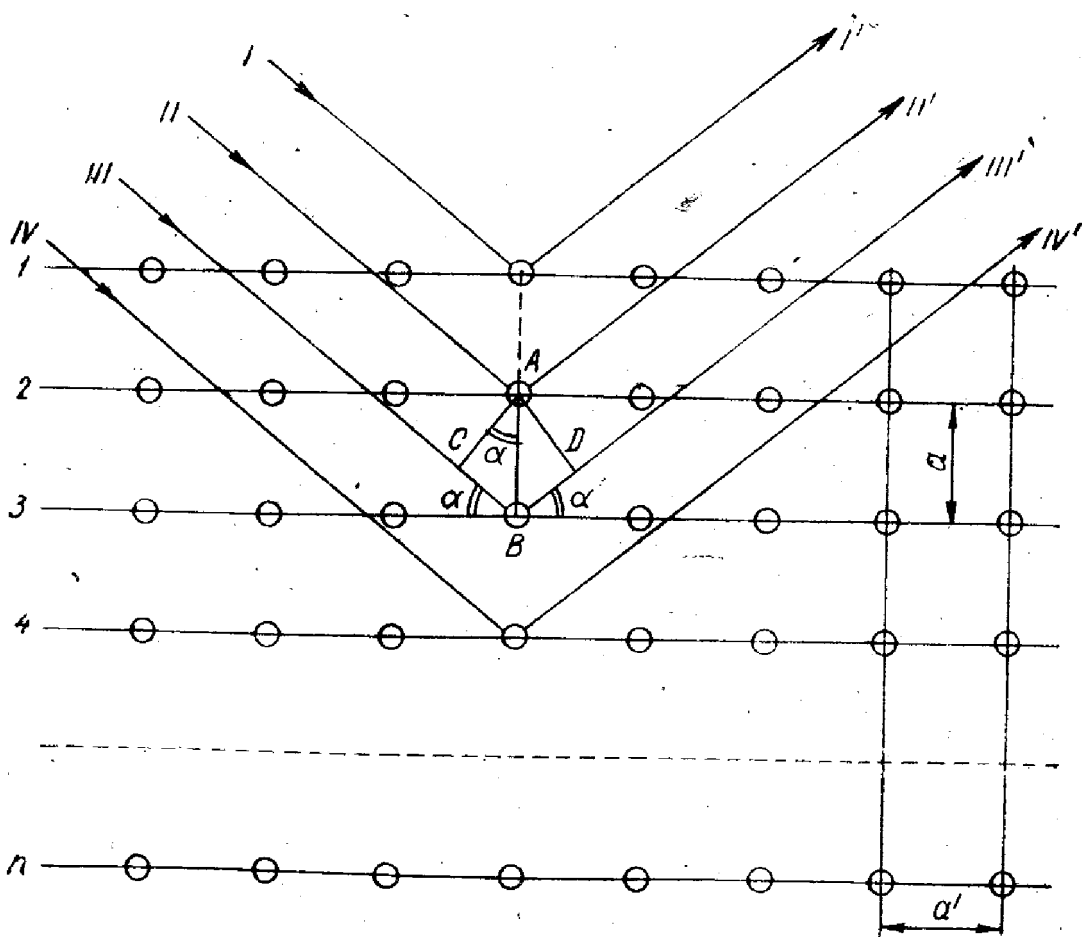
тариш коэффициентига эга бўлган алюминий яхши мос келади. Алюминийнинг афзаллиги шундаки, у атмосфера ва унинг аралашмаларининг таъсирига турғун ҳисобланади. Алюминий қатлами тагликка вакуумда буғлантириш йўли билан қопланади. Сўнгра унда нозик кесувчи машинада олмос кескич билан 60- расмда кўрсатилгандек қилиб поғонасимон кўзгу тайёрланади. Ясси типдаги қайтарувчи панжаралар билан бир қаторда ботиқ шаклдаги қайтарувчи панжаралар ҳам тайёрланади. Уларнинг афзаллиги шундаки, улар на коллиматор ва на камера линзаларига муҳтож эмас, чунки ботиқ қайтарувчи панжара фокуслаш функциясини ҳам ўзи бажаради. Совет Иттифоқининг оптикавий саноатида ниҳоятда юқори сифатли дифракцион панжарали спектрал асбоблар ишлаб чиқарилади.

Поғонасимон панжараларда (60- расм) қўшни поғоналар орасидаги йўл фарқи ҳаммаси бўлиб бир нечта тўлқин узунлигига тенг бўлади. Жуда катта йўл фарқига (ўн минг ва юз минглаб тўлқин узунлиги тартибига) эга бўлган поғонасимон панжаралар юқори ажрата олиш кучига эга бўлган спектроскоплар сифатида ҳам қўлланилади. Бундай турдаги панжарани биринчи бўлиб Майкельсон жуда катта аниқликка эга бўлган бир нечта бир хил қалинликдаги шиша пластинкалардан тайёрлаган. Бу пластинкалар зина шаклида таҳланган. Бу зинанинг ҳар бир поғонаси панжара «тирқишини» берган.

Поғонасимон панжаралар юқори ажрата олиш кучига эга бўлган қимматбаҳо спектрал асбоблар ҳисобланади. Лекин бундай асбобларни яшаш қийинчиликлари уларни қўллаш имкониятини кескин чегаралаб қўяди. Бундан ташқари кўп нурли интерферометрлар поғонасимон панжаралардан ўз дисперсиялари ва ажрата олиш кучлари бўйича афзал ва ясалишлари бўйича эса анча осондир. Шунинг учун ҳозирги вақтда юқори ажратиш кучига эга бўлган спектроскоплар сифатида деярли доим Фабри—Перо типидagi интерферометрлар қўлланади.

## 24- § Рентген нурларининг дифракцияси

Аввалги параграфларда топилган дифракцион қонуниятлар умумий характерга эга. Бироқ баъзи ҳолларда дифракция ясси экранларга қараганда мураккаброқ бўлган объектларда ҳам юзага келганлиги туфайли ҳодиса янада мураккаблашади. Мураккаблашиш экран анча мураккаб профилга эга бўлганда юзага келади. Ниҳоят, дифракцион ҳодисалар ҳажмий, даврий ёки нодаврий структураларда пайдо бўлади. Бунга биринчи навбатда рентген нурларининг дифракциясини киритиш мумкин. Дифракцион панжара сифатида кристалдан фойдаланилганда шундай ҳодиса кузатилади. Бундай тажрибаларни биринчи марта 1912 йилда Лауэ ўз ходимлари билан амалга оширган ва шу билан рентген нурларининг электромагнит тўлқинлар эканлигини исбот қилган. Лекин бу тўлқинлар ёруғлик тўлқинларидан минг марта кичик бўлиб чиқди. Шунинг учун одатдаги дифракцион панжараларни бу ерда қўллаш мумкин бўлмайди. Дифракцион панжара сифатида уч ўлчовли даврий структурадан, яъни бошқача айтганда, уч ўлчовли панжарадан ташкил топган кристаллардан фойдаланиш рентген нурларининг дифракциясига тегишли тажрибаларни муваффақиятли ўтказишни таъминлади.



61- расм.

Кристаллга тушаётган I, II, III, IV рентген нурлари (61- расм) кристалл панжаранинг атомларини (молекулалар, ионлар) уйғотади, натижада атомлар I', II', III', IV' иккиламчи тўлқинлар манбаи бўлиб қолади. Бу иккиламчи тўлқинлар дифракцион панжара тирқишларидан ҳосил бўлган иккиламчи тўлқинлар каби ўзаро интерференцияланади. Рентген нурларининг 61- расмда кўрсатилган кристалл панжаралардаги дифракция схемаси берилган ҳол учун керак бўлган миқдорий муносабатларни топишга имкон беради. Бу ерда 1, 2, 3, 4 . . . кристаллнинг бир-бирларидан  $d$  оралиқда турган атом (молекула, ион) қатламларини билдиради. Бошқа йўналишлар бўйича атом оралиқлари  $d'$  катталиқдан иборат бўлади. Учинчи йўналишда бу катталиқ  $d''$  га тенг. Умуман, бутун ҳодисани рентген нурларининг 1, 2, 3, 4 . . . кристалл текисликлардан «қайтиши» деб қараш мумкин. Бироқ бундай қайтиш фақат қайтган (сочилган) I', II', III', IV', . . . нурлар бир-бирлари билан бирдай фазада бўлиб, кучайишга интерференцияланганидагина мумкин бўлади. Бу иккита қўшни сочилган II', III', (ёки исталган бошқа жуфти) нурлар орасидаги йўл фарқи  $\gamma = CB + BD$  бутун сондаги тўлқинга тенг ( $\gamma = m\lambda$ ) бўлган ҳолда юз беради.

Чизмадан  $CB = BD = d \sin \alpha$ . Шунинг учун кристалл текисликларидан қайтган рентген нурларининг интерференцияланиш шарти:

$$2d \sin \alpha = m \lambda \quad (24.1)$$

бўлади, бу ерда  $m = 1, 2, 3 \dots$

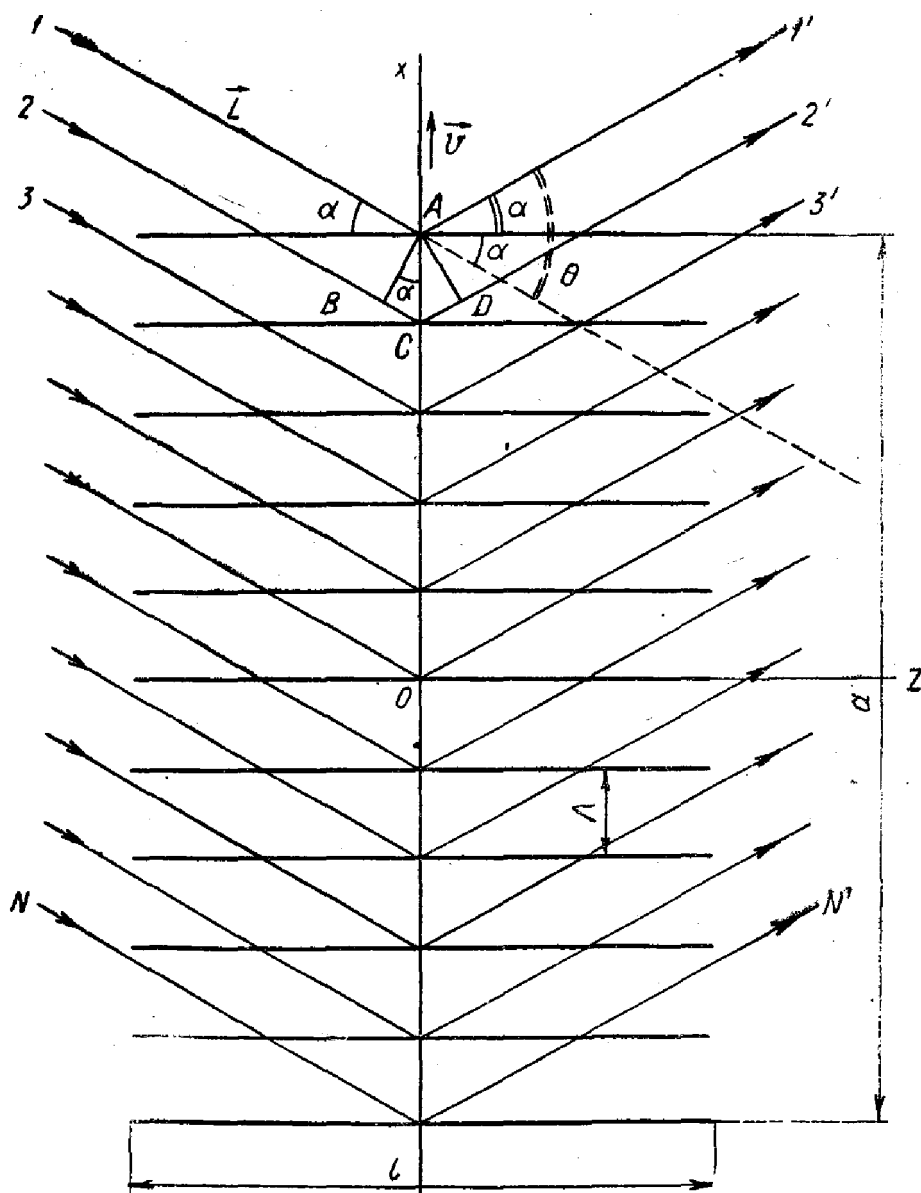
Турли тартибдаги қайтишни ҳосил қилиш учун кристаллни тушаётган нурга нисбатан турли  $\alpha$  бурчакларга буриш керак. (24.1) ифодани рус олими Вульф ва инглиз олими Брэгглар бир-бирларидан хабарсиз яратганлар. Шунинг учун бу ифода улар шарафига Вульф—Брэгг шартини деб аталган.

Рентген нурларининг дифракцияси кристалллар, суюқликлар, аморф қаттиқ моддалар ва ҳ. к. ларнинг структураларини ўрганиш учун кучли қурол бўлди. Худди шу усул билан атомлараро масофани аниқлаб, атомлар, молекулалар ва бошқа системаларнинг тузилиши ҳақида хулосалар чиқариш мумкин. Физика ва техниканинг қаттиқ жисм, суюқлик, молекула ва бошқаларнинг структурасини ўрганиш мақсадида рентген нурларидан фойдаланадиган бўлими *рентгеноструктуравий анализ* деб аталади. Кристалллардаги рентген нурларининг дифракциясидан, шунингдек, рентген нурларининг спектрал таркибини ўрганиш учун ишлатиладиган рентген спектрографи қурилмаларида фойдаланилади. Кўзга кўринадиган, ультрабинафша ва инфрақизил нурларнинг спектри ёрдамида модданинг элемент (химиявий) таркибини аниқлаш мумкин бўлгани каби рентген нурларининг спектрдан ҳам шу мақсадлар учун тўлиқ равишда фойдаланилади. Модданинг химиявий таркибини, уларнинг рентген спектрларини ўрганиш йўли билан аниқлаш методи *рентгеноспектрал анализ* деб аталган. Рентгеноструктуравий ва рентгено-

спектрал анализлар саноатда, айниқса, металлургияда, машинасозликда ва материалнинг структураси ва таркибини аниқлаш зарур бўлган бошқа соҳаларда кенг қўлланилади.

### 25- §. Ультратовуш тўлқинларида ёруғлик дифракцияси.

Ҳажмий панжарадаги дифракциянинг ниҳоятда муҳим турларидан бири ёруғлик тўлқинларининг ультратовуш тўлқинлари тарқаладиган шаффоф муҳитга тушишида юз берадиган дифракциядир. Бунда кристалл панжарадаги дифракцион ҳодисалар билан анчагина ўхшашликлар мавжуд. Бу ерда кристалл текисликлар вазифасини ультратовуш тўлқинларининг муҳитдан ўтишида юзага келадиган эластик зичланишлар бажаради.



62- расм.

Шаффоф муҳит (газ, суюқлик, қаттиқ жисм) да  $x$  ўқи бўйлаб ясси эластик тўлқин тарқалаётган бўлсин (62- расм). Бундай тўлқинларнинг тарқалишида муҳит зичлиги

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho_0 \sin\left(\Omega t - \frac{2\pi}{\Lambda} x\right) \quad (25.1)$$

қонун бўйича ўзгаради, бу ерда  $\rho$  — зичликнинг оний қиймати;  $\rho_0$  — зичликнинг эластик тўлқинлар бўлмагандаги қиймати;  $\Delta\rho_0$  — эластик тўлқиндаги зичлик ўзгаришининг амплитудаси;  $\Omega$  — эластик тебранишларнинг циклик частотаси;  $\Lambda$  — эластик тўлқин узунлиги. Муҳит зичлигининг ўзгариши  $\epsilon$  диэлектрик сингдирувчанликнинг ўзгаришига олиб келади.  $\epsilon$  нинг  $\rho$  га боғлиқлигини

$$\epsilon = f(\rho) \quad (25.2)$$

ифода кўринишида келтирамиз.

(25.2) дан  $\Delta\rho_0$  нинг кичик қийматларида  $\Delta\epsilon = f'(\rho) \Delta\rho_0$  эканлиги келиб чиқади. Шунинг учун  $f'(\rho) = C$  белги киритиб,  $\Delta\epsilon$  учун (25.1) дан

$$\Delta\epsilon = C \Delta\rho_0 \sin\left(\Omega t - \frac{2\pi}{\Lambda} x\right), \quad (25.3)$$

ёки

$$\Delta\epsilon = \Delta\epsilon_0 \sin\left(\Omega t - \frac{2\pi}{\Lambda} x\right) \quad (25.4)$$

ни ҳосил қиламиз. Бу ерда  $\Delta\epsilon_0 = C\Delta\rho_0$  — диэлектрик сингдирувчанликнинг тебраниш амплитудаси.

Моддага тушаётган ёруғлик тўлқинлари унда электр қутбланишни юзага келтиради. Бу қутбланишни миқдор жиҳатидан бирлик ҳажмидаги  $\vec{P}$  диполь моменти формуласи

$$\vec{P} = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \vec{E} \quad (25.5)$$

билан характерлаш мумкин. Бу ерда  $\vec{E}$  — тушаётган ёруғлик тўлқинининг электр майдони. Агар муҳит бир жинсли бўлса,  $u$  вақтда  $\vec{P}$  катталиқ тушаётган  $\vec{E}$  тўлқиннинг ўзгариш қонуни бўйича ўзгаради. Моддадан эластик тўлқиннинг ўтишида  $\epsilon$  нинг (25.4) қонуни бўйича ўзгариши юзага келади. Бу эса (25.5) шартга бўйсунувчи диполь моментларидан фарқ қилувчи диполь моментларининг пайдо бўлишига олиб келади. Бу ифода ультратовуш майдони билан нурлантирилаётган  $dV$  ҳажм элементида индукцияланган диполь моменти учун

$$\Delta\vec{P} = \frac{\Delta\epsilon}{4\pi} \vec{E} dV. \quad (25.6)$$

ни беради.



Электромагнит тўлқинларнинг нурланиш назариясидан вақт бўйича ўзгарувчи  $\vec{P}_e$  электр диполь momenti шундай електромагнит тўлқинларни нурлайдики, уларнинг тенгламаси

$$\vec{E} = \frac{\ddot{P}_e}{c'^2} \sin(\vec{R}, \vec{P}_e), \quad (25.7)$$

орқали ифодаланади. Бу ерда  $\vec{P}_e$  — ўзгарувчи электр диполь momenti;  $R = |\vec{R}|$  — диполдан кузатиш нуқтасигача бўлган масофа;  $c'$  — берилган муҳитдаги ёруғлик тезлиги. Бу ҳол учун  $\vec{P}_e$  — диполь momenti (25.6) формула орқали аниқланади.

Диполь ҳосил қилган нурланиш майдонини  $d\vec{E}$  орқали белгилаб

$$d\vec{E} = \frac{\Delta P}{c'^2 R} \sin(\vec{R}, \Delta \vec{P}) \quad (25.8)$$

деб ёзишимиз мумкин. Нурланишнинг натижавий майдони

$$\vec{E} = \iiint d\vec{E} \quad (25.9)$$

интеграл орқали ифодаланади. Бу ерда интеграллаш ёритилган ультратовуш майдонининг барча ҳажми бўйлаб ўтказилади. Шундай қилиб, ёритилган ультратовуш тўлқинлари тушаётган ёруғлик йўналишидан фарқли йўналишда тарқалаётган електромагнит тўлқинлар нурланишининг манбаи бўлиб хизмат қилади. Умуман олганда, ультратовуш майдонининг даврий структураси туфайли уларнинг ёруғлик тўлқинларининг сочиши ҳажмий панжарадаги ёруғлик дифракцияси каби бўлади. Бу ҳодиса 62-расмда тасвирланган. Бу ерда 1, 2, . . . ,  $N$  чизиқлар тўлқин fronti сиртига  $\alpha$  бурчак остида тушаётган ёруғлик нурларини билдиради.  $1', 2', \dots, N'$  — ультратовуш тўлқинларида дифракцияланган нурлар;  $\Lambda$  — ультратовуш тўлқинининг узунлиги;  $\alpha + \alpha' = \theta$  — дифракция бурчаги;  $l$  — ультратовуш тўлқинининг  $z$  ўқи бўйича фронт кенглиги;  $b$  — чизма текислигига перпендикуляр бўлган  $y$  ўқи бўйича кенглиги (шунинг учун  $b$  нинг ўлчами расмда кўрсатилмаган);  $a$  — ультратовуш майдонининг ультратовуш тарқалиш тезлиги йўналиши билан мос тушган  $x$  ўқи бўйича ўлчами.

Рентген нурларининг дифракциясига ўхшаш иккита қўшни интерференцияланувчи нурларнинг масалан, 1 ва 2 нурларнинг йўл фарқи

$$\gamma = BC + CD \quad (25.10)$$

га тенг.

62-расмдан, агар  $a' = a$  бўлса,

$$\gamma = 2\Lambda \sin \alpha = 2\Lambda \sin \frac{\theta}{2} \quad (25.11)$$

жанлиги кўринади. Бу ҳолда дифракцияланган нурларнинг максимумлари:

$$2\Lambda \sin \alpha = m\lambda \quad (25.12)$$

шартдан аниқланади. Бу ерда  $\lambda$  — ёруғлик тўлқинининг узунлиги.

Эластик тебранишларнинг кичик амплитудаларида тушаётган ёруғлик йўналишидан  $2\alpha$  бурчак остида дифракцияланган ёруғликнинг фақат битта максимуми кўринади. Ёруғлик ультратовушга  $\alpha = 0$  бурчак остида тушганда иккита дифракцион максимум кўринади. (25.12) шартни қаноатлантирувчи бурчаклардан фарқли бўлган  $\alpha'$  (ва  $\alpha''$ ) бурчаклар учун дифракцияланган ёруғлик интенсивлиги тез камаяди. (25.9) интегрални кичик амплитудадаги ультратовуш тебранишлари учун ҳисоблаш  $E_d^0$  дифракцияланган ёруғлик амплитудаси учун қуйидаги ифодага олиб келади:

$$E_d^0 = E_1^0 + E_2^0, \quad (25.13)$$

бу ерда

$$E_1^0 = E_{01} \frac{\sin\left(\frac{k_1 a}{2}\right)}{\frac{k_1 a}{2}} \cdot \frac{\sin\left(\frac{k_2 b}{2}\right)}{\frac{k_2 b}{2}} \cdot \frac{\sin\left(\frac{k_3 l}{2}\right)}{\frac{k_3 l}{2}}, \quad (25.14)$$

$$E_2^0 = E_{02} \frac{\sin\left(\frac{k'_1 a}{2}\right)}{\frac{k'_1 a}{2}} \cdot \frac{\sin\left(\frac{k'_2 b}{2}\right)}{\frac{k'_2 b}{2}} \cdot \frac{\sin\left(\frac{k'_3 l}{2}\right)}{\frac{k'_3 l}{2}}, \quad (25.15)$$

$$\left. \begin{aligned} k_1 &= 2\pi \left[ \frac{\sin \alpha - \sin \alpha'}{\lambda} + \frac{1}{\Lambda} \right], \\ k'_1 &= 2\pi \left[ \frac{\sin \alpha - \sin \alpha''}{\lambda} - \frac{1}{\Lambda} \right], \end{aligned} \right\} \quad (25.16)$$

$$k_2 = k'_2 = \frac{2\pi}{\Lambda} \sin \beta, \quad (25.17)$$

$$k_3 = k'_3 = \frac{2\pi}{\Lambda} (\cos \alpha - \cos \alpha'), \quad (25.18)$$

бу ерда  $\beta$  —  $YOZ$  текисликдаги дифракция бурчаги ( $y$  ва  $z$  — қузатиш нуқтасининг координаталари);  $\alpha + \alpha''$  максимум берадиган йўналишлардан фарқли йўналишлардаги дифракция бурчаги.

Ультратовушда дифракцияланмаган ёруғлик майдони нолинчи  $E_0$  максимумни ёки нолинчи тартибли спектрни беради.  $E_1^0$  ва  $E_2^0$  майдонлар биринчи тартибли спектр деб аталади ( $E_1^0$  — плюс биринчи тартибли спектр,  $E_2^0$  — минус биринчи тартибли спектр).  $E_0$ ,  $E_1^0$  ва  $E_2^0$  ларни квадратга кўтариб  $\frac{c}{4\pi}$  га кўпайтирсак,  $1 \text{ см}^2$  сиртдан ўтган ёруғлик қувватини ҳосил қиламиз. Уни мос равишда нолин-

чи тартибли спектр учун  $I_0$ , плюс биринчи тартибли спектр учун  $I_{+1}$  ва минус биринчи тартибли спектр учун  $I_{-1}$  деб белгилаймиз.

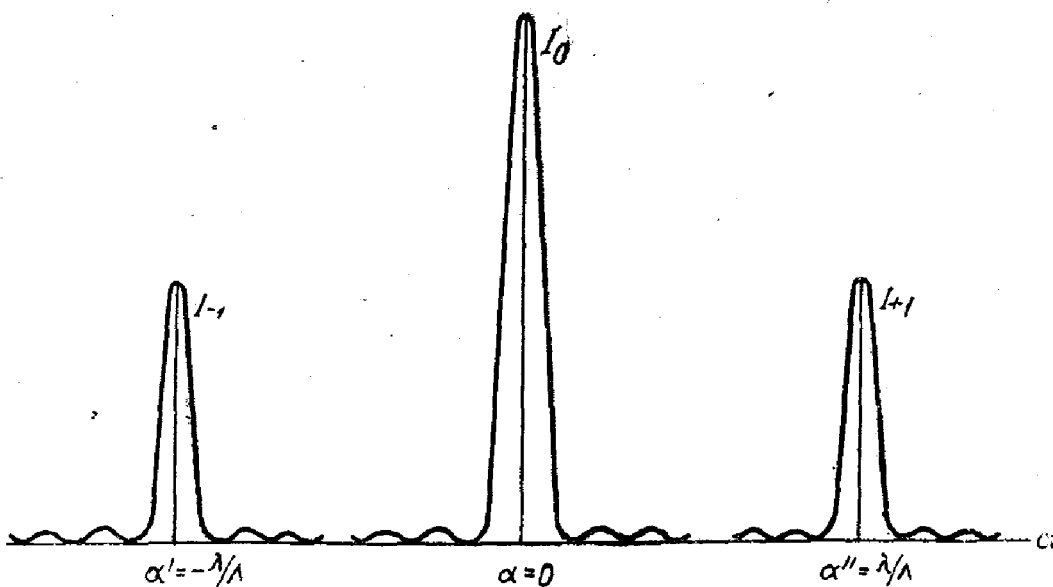
(25.14) ва (25.15) лардан келиб чиқадики, дифракцияланган ёруғлик максимумлари (тегишли «спектрлардаги» интенсивлик максимумлари)  $k_1 a = 0, k_2 b = 0, k_3 l = 0$  (биринчи тартибли спектр учун) ва  $k'_1 a = 0, k'_2 b = 0, k'_3 l = 0$  (минус биринчи тартибли спектр учун) бўлган ҳолларда ҳосил бўлади, бу эса  $k_1 = 0, k'_1 = 0, k_2 = 0, k'_2 = 0, k_3 = 0, k'_3 = 0$  га тенг кучлидир. Демак, (25.14) ва (25.15) даги учта функционал кўпайтувчилардан ҳар бири интенсивлик максимумларининг ҳосил бўлишида ўз ҳиссасини қўшади. Лекин ҳар бир кўпайтувчининг роли бир хил эмас. Дифракцияланган ёруғлик спектридаги интенсивликнинг тақсимланишини аниқлаб берувчи энг муҳим муносабатлар  $k_1$  ва  $k'_1$  га тегишли муносабатлар, яъни (25.16) даги муносабатлар ҳисобланади, чунки улар кузатиш текислигидаги дифракцион максимумлар жойлашишининг бурчак бўйича боғланишини аниқлаб беради.

Максимумнинг биринчи шартларини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sin \alpha - \sin \alpha'}{\lambda} + \frac{1}{\Lambda} &= 0, \\ \frac{\sin \alpha - \sin \alpha''}{\lambda} - \frac{1}{\Lambda} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (25.19)$$

Даставвал  $\alpha = 0$ , яъни ёруғлик нурлари  $z$  ўқиға (ультратовуш тўлқин frontiға) параллел тушаётган ҳолни кўриб чиқамиз. У вақтда (25.19) муносабат

$$\left. \begin{aligned} \sin \alpha' &= \frac{\lambda}{\Lambda}, \\ \sin \alpha'' &= -\frac{\lambda}{\Lambda} \end{aligned} \right\} \quad (25.20)$$



63- расм.

кўринишга келади, яъни дифракция максимумлари тушаётган ёруғлик дастасига нисбатан бир-бирига симметрик (63-расмга қ.) ва  $\alpha' \approx \frac{\lambda}{\Lambda}$ ,  $\alpha'' \approx -\frac{\lambda}{\Lambda}$  оралиқда жойлашган бўлади (кичик бурчакларда синусларни бурчакларнинг ўзлари билан алмаштириш мумкин). Расмда  $I_0$ —нолинчи максимум интенсивлиги;  $I_{+1}$  ва  $I_{-1}$ —плюс биринчи ва минус биринчи тартибли дифракцион максимумлар интенсивликлари.

Максимумнинг иккинчи шартдан

$$\frac{2\pi}{\lambda} \sin \beta = 0 \quad (25.21)$$

келиб чиқади. Бу  $YQZ$  текислигидаги дифракция бурчагининг нолга тенг бўлишини ифодалайди. Демак, бу шарт  $z$  ўқи бўйлаб максимум ҳосил бўлиш йўналишига мос келади. Энди учинчи шартнинг ролини кўриб чиқамиз:

$$\frac{2\pi l}{\lambda} (\cos \alpha - \cos \alpha') = 0. \quad (25.22)$$

$\alpha$  ва  $\alpha'$  лар одатда нолга яқин бўлганлари сабабли (25.22) айирмани

$$\alpha^2 - \alpha'^2 = 0 \quad (25.23)$$

орқали алмаштириш мумкин. Бу ердан

$$(\alpha - \alpha')(\alpha + \alpha') = 0. \quad (25.24)$$

Шундай қилиб,

$$\alpha = \alpha', \quad \alpha = -\alpha' \quad (25.25)$$

шарт ҳосил бўлади. Биринчи шарт дифракцияланмаган ёруғлик дастаси бўйлаб бўлган йўналишга мос келади. Иккинчи шарт дифракцияланган нур ультратовуш тўлқин фронтининг текислигига тушаётган нурга нисбатан симметрик, 62-расмда кўрсатилгандек, йўналишда тарқалишини ифодалайди. (25.19) нинг биринчи тенглигига  $\alpha' = -\alpha$  шартни қўйиб:

$$2\Lambda \sin \alpha' = \lambda \quad (25.26)$$

ни ҳосил қиламиз. Бу доимийси  $\Lambda$  бўлган ҳажмий панжарада юз берадиган дифракциядаги биринчи тартибли спектр учун Вульф—Брэгг

шартини беради.  $\frac{\sin\left(\frac{k_3 l}{2}\right)}{k_3 l/2}$  функция  $k_3 l/2 = 0$  бўлганда максимумга эга бўлади. Биринчи минимум  $k_3 l/2 = \pi$  да ҳосил бўлади. Охирги ёзилган шартдан бу максимумнинг кенглигини  $\alpha = 0$  учун, яъни ультратовушга ёруғлик дастасининг  $z$  ўқига параллел тушаётган ҳоли учун топиш қийин эмас.  $\frac{k_3 l}{2} = \pi$  шартдан:

$$\frac{2\pi l}{\lambda} (1 - \cos \alpha') = \pi \quad (25.27)$$

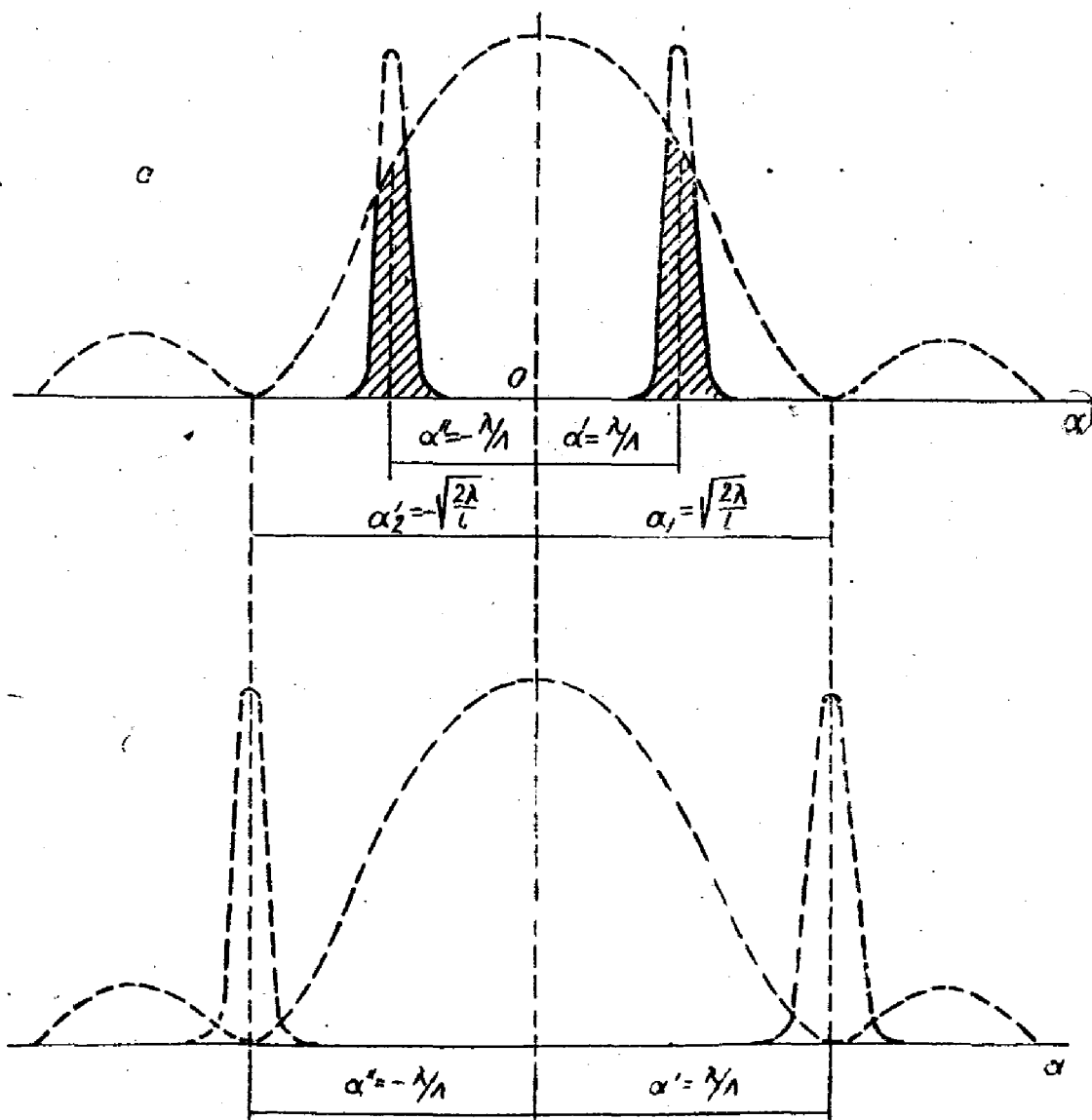
га эга бўламиз. Бурчакларнинг кичиклигини ҳисобга олсак,

$$1 - \cos \alpha' = \frac{\alpha'^2}{2} \quad (25.28)$$

деб ёза оламиз. (25.27) ва (25.28) дан

$$\alpha'_{1,2} = \pm \sqrt{\frac{\lambda}{l}} \quad (25.29)$$

ҳосил бўлади. Бу биринчи минимумнинг  $\frac{\sin\left(\frac{k_3 l}{2}\right)}{k_3 l/2}$  функциянинг бош максимумидан бурчак узоқлигини ифодалайди. Шунга ўхшаш ҳол  $\frac{\sin(k_3 l/2)}{k_3 l/2}$  функция учун ҳам юз беради. Сезиларли интенсивликка эга бўлган дифракцион максимумлар фақат (25.20) форму-



64-расм.

лалар орқали бериладиган  $\alpha'$  ва  $\alpha''$  лар (25.29) интервал ичида жойлашган ҳолда, яъни  $\alpha' < \alpha_1$  ва  $\alpha'' > \alpha_2$  бўлганда, ёки

$$\frac{\lambda}{\Lambda} < \sqrt{\frac{\lambda}{l}}, \quad (25.30)$$

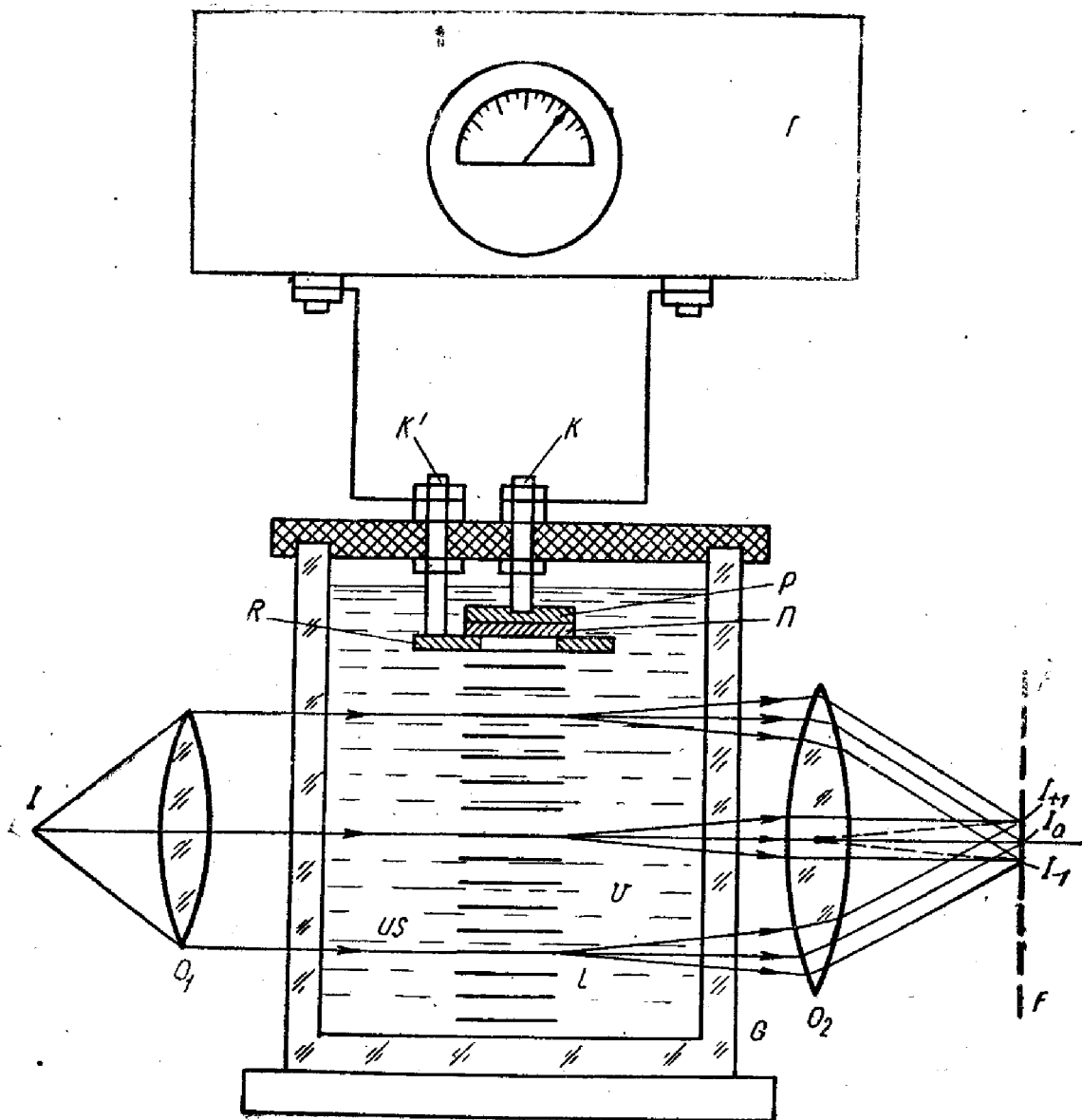
унга тенг кучли бўлган

$$\lambda l < \Lambda^2 \quad (25.31)$$

тенгсизлик бажарилганда кузатилади.  $\Lambda$  қанча катта бўлса, яъни ультратовуш тебранишларининг частотаси қанча кичик бўлса, (25.31) тенгсизлик шунча яхши бажарилади. Юқори частоталарда  $\alpha = 0$  учун ёруғлик дифракциясини кузатиш имкони бўлмаслиги мумкин. У вақтда кузатишни (25.26) га асосан аниқланадиган Вульф—Брэгг бурчаги остида олиб бориш лозим бўлади. Буларнинг иккита ҳоли 64-расмда тасвирланган. Биринчи ҳолда (64-расм, а) (25.30), (25.31) шартлар бажарилган. Иккинчи ҳолда (64-расм, б) бу шартлар бажарилмаган.  $\alpha' = \frac{\lambda}{\Lambda}$  ва  $\alpha'' = -\frac{\lambda}{\Lambda}$  нуқталарда жойлашган ингичка баланд максимумлар, агар улар  $\frac{\sin k_3 l/2}{k_3 l/2}$  функция билан чегараланган бўлмаса, «плюс биринчи» ва «минус биринчи» тартибли дифракцион спектрлардаги интенсивликларни ифодалаган бўларди. 64-а расмдаги дифракцион максимумлар интенсивлиги уларнинг штрихланган қисми билан аниқланади. 64-б расмдаги  $\alpha'$  ва  $\alpha''$  ларга тегишли дифракцион максимумлар мутлақо кўринмайди.  $\alpha = 0$  га яқин жойлашиши лозим бўлган нолинчи максимум 64-расмда кўрсатилмаган.

Бу ерда баён қилинган назария дифракцион спектрда (нолинчисидан ташқари) фақат иккита: биринчи ва минус биринчи тартибли спектр (максимум) бўлишини олдиндан айтиб беради. Лекин ультратовушнинг катта амплитудаларида янада юқорироқ тартибли спектрлар ҳам кузатилади.

Ультратовуш тўлқинларида дифракцияни кузатиш учун схемаси 65-расмда келтирилган қурилма қўлланилади.  $US$  ультратовуш тўлқинлари  $G$  идишга тўлдирилган  $L$  суюқликда тарқалади. Уларнинг манбалари электродлардан бирининг вазифасини ўтовчи  $R$  туткичга ўрнатилган  $\Pi$  пьезокварц пластинка ҳисобланади. Бошқа электрод вазифасини  $P$  пластинка ўтайди.  $R$  ва  $P$  электродларга  $K$  ва  $K'$  стерженлар орқали  $\Gamma$  электромагнит тебранишлар генераторидан юқори частотали электр кучланиши берилди. Электр майдони таъсирида пьезокварц пластинка эластик тебрана бошлайди (тесқари пьезоэффект). Пьезокварц тебранишлари суюқликка узатилади ва у ерда ультратовуш тўлқинлари сифатида тарқала бошлайди. Суюқлик нуқтавий (ёки чизиқли)  $I$  манбадан чиқиб,  $O_1$  коллиматор линзасидан ўтиб борувчи параллел ёруғлик нурлар дастаси билан ёритилади. Ультратовуш тўлқинларидан ўтовчи (тўғри) ва дифракцияланган нурлар  $O_2$  линзанинг фокаль текислигида тўпланади. У ерда  $I_0$  нолинчи тартибли,  $I_{+1}$  плюс биринчи ва



65- расм.

$I_{-1}$  минус биринчи тартибли максимумлар ҳосил бўлади, ультратовуш тўлқинларининг катта амплитудаларида эса юқори тартибли максимумлар ҳам ҳосил бўлади. Дифракцион максимумларнинг суратини олиш ёки визуал кузатиш мумкин.

Суюқликлардаги ультратовушда рўй берадиган ёруғлик дифракцияси  $10^6$  гц дан юқори частоталардан бошлаб яхши кузатилади. Частота қанчалик катта бўлса, дифракцион спектрлар бир-бирларидан шунчалик кучли узоқлашган бўлади. Ультратовушда ёруғлик дифракциясини кузатиш турли муҳитларда эластик тебранишларнинг тарқалиши ва дисперсия, ютилиш ва бошқа ҳодисаларда намоён бўладиган модда билан ўзаро таъсирлашиш қонунларини чуқур ўрганиш учун имкон беради.

## ГЕОМЕТРИҚ ОПТИКА

## 26-§. Геометрик оптика тўлқин оптикاسининг чегаравий ҳоли сифатида

Тўлқин оптикеси барча ҳодисаларнинг анализи асосига электромагнит (ёруғлик) тўлқинларининг фазода тарқалиш процессини қўяди. Бир жинсли муҳитда ёруғлик тўлқинлари чегараланмаган фронт (ясси, сферик, эллиптик тўлқин фронтлари) билан тарқалади, электромагнит тўлқинлар оқимининг энергияси эса Умов—Пойнтинг векторининг ҳаракат йўналишида «оқади». Бу йўналишлар ёруғлик нурлари деб аталади. Ёруғлик нурлари ҳақидаги тасаввурларни кенгроқ «англаш» мақсадида қатор ҳолларда «ёруғлик нури» сўзи орқали учи нурланиш манбаида ва ўқи тўлқин фронтига нормал

бўлган ингичка конус тушунилади. 66-расмда  $I$  нуқтавий манбадан нурланаётган сферик тўлқиннинг тарқалиши тасвирланган. Бу ерда  $\Sigma$  — манбадан

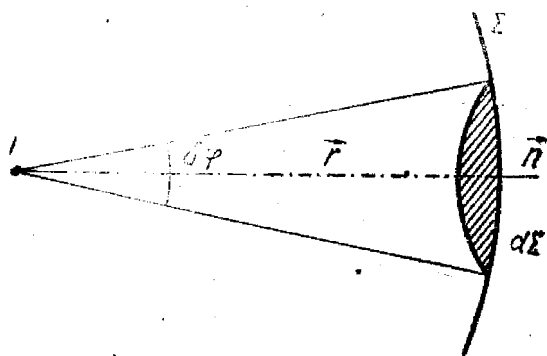
$r$  масофада турган сферик тўлқин fronti;  $n$  — тўлқин сиртига ўтказилган нормаль (айни

ҳолда  $r$  нинг йўналиши билан мос тушади),  $\delta\varphi$  — ёруғлик нури сифатида физикавий тасаввур қилинадиган элементар конуснинг очилиш бурчаги. Конуснинг очилиш бурчаги қанчалик кичик бўлса, бу конус ёруғлик нурини унинг

одатдаги геометрик маъносида шунчалик яхши тасвирлайди. Чегараланмаган ёруғлик тўлқини учун фазони бундай жуда ҳам кичик конусларга *фаразий бўлиш* реал физикавий маънога эга, чунки бу ҳолда фазо ёруғлик нурланиши билан бир текис тўлдирилган. Бироқ агар элементар ёруғлик конусини физикавий ажратмоқчи бўлинса, ўша замоноқ дифракция ҳодисаси вужудга келиб, ажратилган ёруғлик конуси кенгайди ва у қанчалик ингичка бўлса, бу кенгайиш шунчалик катта бўлади; кенгайиш катталиги

$$\Delta\varphi = \frac{2\lambda}{D} \quad (26.1)$$

формула бўйича ҳисобланади.  $D = \lambda$  бўлганда  $D$  тирқишдан чиққан ёруғлик дастаси амалда  $\Delta\Omega = 2\pi$  фазовий бурчак билан аж-



66-расм.



ратилган ярим фазода тарқалувчи сферик ёруғлик тўлқинига айланади.

Бундан физикавий ажратилган (фаразий эмас) ёруғлик дастасини ёруғлик нури (ёки нурлар дастаси) билан айнийлаштириш фақат,

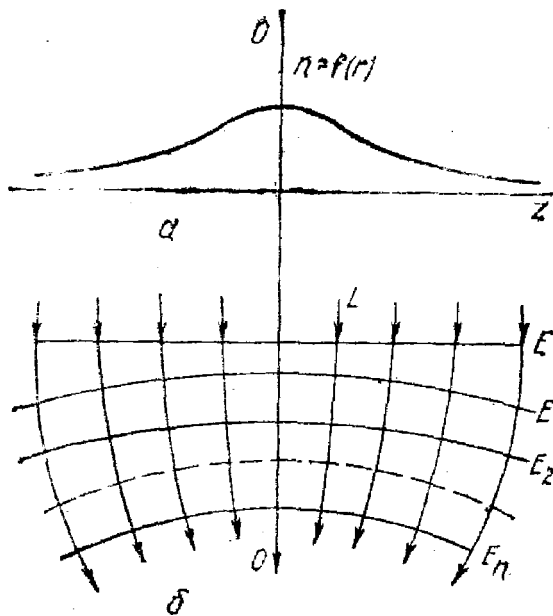
$$D \gg \lambda \quad (26.2)$$

бўлгандагина мумкин бўлиши келиб чиқади. Бу шарт тарқалувчи тўлқинлар учун бажарилиши мумкин. Бироқ учрашувчи тўлқинлар учун йиғувчи линзалардан ўтганда ёки ботиқ кўзгулардан қайтганда (26.2) шарт ҳар доим бажарилавермайди. Нурларнинг фокусланиш жойларида, яъни йиғувчи линзалардан ўтган (ёки ботиқ кўзгулардан қайтган) нурларнинг учрашиш жойларида манбанинг ҳар бир нуқтасидан чиққан тўлқин фронти нуқтага айланиши лозим. Демак, айти ҳолда (26.2) шарт бажарилмайди. Бу ҳолда тўлқин фронтининг эгрилик радиуси нолга тенг бўлиб қолади ва ёруғлик нурлари ҳақидаги тушунчани энди қўллаш мумкин эмас. Бу жойларда, яъни тасвир ҳосил бўлган жойларда Франугофер дифракцияси ҳодисаларини ифодаловчи формулалар билан аниқланувчи дифракцион ҳодисалар яққол кўзга ташланади. Демак, ёруғлик нурлари ҳақидаги тасаввурнинг қўлланиш шарти сифатида

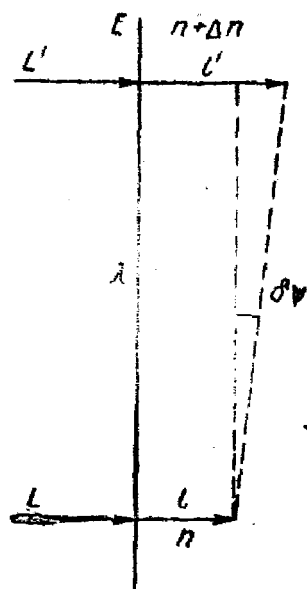
$$R \gg \lambda \quad (26.3)$$

шарт ҳам ишлатилиши керак. Бу ерда  $R$  — ёруғлик тўлқини фронтининг эгрилик радиуси.

Айтиб ўтилган шартлар ёруғликнинг бир жинсли муҳитда тарқалишини ёруғлик нури тушунчаси ёрдамида тушунтириш учун етарлидир. Бир жинсли бўлмаган муҳитда (26.2) ва (26.3) шартлар етарли бўлмайди, чунки бир жинсли бўлмаган муҳитда синдириш кўрсаткичининг ўзгарувчанлиги туфайли ёруғлик тўлқини фронтининг деформацияланиши юз беради. 67- расмда ёруғлик тўлқини синдириш кўрсаткичи ўзгариши юз берадиган шаффоф муҳитдан ўтишида унинг ясси фронтининг эгриланиши кўрсатилган. Марказий қисмда,  $OO$  ўқда,  $n$  синдириш кўрсаткичи максимал,  $OO$  ўқдан  $l$  масофанинг орта бориши билан  $n$  камай боради (67-а расм). Шу туфайли марказда унинг четларига нисбатан ёруғлик тезлиги кичик бўлиб,  $OO$  га параллел йўналишда тарқалувчи  $E$  ёруғлик тўлқини фронти бузилади. Агар муҳитга кириб келишда (67-б расм) у ясси бўлса, муҳитда ўзгаради ва ботиқ бўлиб қолади. Агар  $n(r)$  биржинслимаслик унча катта бўлмаса, фронтнинг эгриланиши етарли даражада силлиқ бўлади ва бу ерда 67-б расмда кўрсатилгани каби ёруғлик нурлари тушунчасидан фойдаланиш тўлиқ равишда ўринли бўлади, лекин улар бу ҳолда бир-бирларига яқинлашувчи эгри чизиқлардан иборат бўлади. Агар муҳитнинг биржинслимаслиги жуда ҳам кучли бўлишлиги туфайли тўлқин фронтининг эгрилик радиуси тўлқин узунлиги тартибда бўлиб қолса, у вақтда ёруғлик нурлари тушунчасидан фойдаланиш мумкин бўлмай қолади.  $E$  тўлқин фронтининг эгриланиш критерийсини белгилаш учун бир-бирларидан  $\lambda$  ёруғлик тўлқини узунлиги қадар



67- расм.



68- расм.

масофада турган иккита  $L$  ва  $L'$  нурларни олиш лозим бўлади. Бу  $l_\lambda = n\lambda$  оптикавий йўл узунлигига мос келади. Бу ерда  $n$  — синдириш кўрсаткичи. Агар  $L$  нур (68- расм)  $l$  масофага силжиган бўлса,  $L'$  нур  $l'$  масофага силжиган бўлади, бунинг устига

$$nl = (n + \Delta n)l' = (n + \Delta n)(l + \Delta l). \quad (26.4)$$

бўлади.  $\Delta n \Delta l$  ҳадни эътиборга олмасак, (26.4) дан

$$l\Delta n = -n\Delta l \quad (26.4')$$

ҳосил бўлади. 68- расмдан  $E$  тўлқин фронтининг оғиш бурчаги:

$$\delta\psi = \frac{\Delta l}{\lambda} \quad (26.5)$$

га тенг. Агар  $\Delta n$  ва  $\Delta l$  орттирма  $l = \lambda$  йўлда ҳосил бўлган бўлса,

$$\Delta n = \lambda \frac{\partial n}{\partial x_1} \quad (26.6)$$

деб ёзаоламиз. Бу ерда  $\partial x_1$  — берилган нур йўналиши бўйича олинган масофа, у вақтда (26.4) нинг ўрнига (абсолют қиймати бўйича):

$$\lambda^2 \frac{\partial n}{\partial x_1} = n\lambda\delta\psi \quad (26.7)$$

га эга бўламиз. Бу ерда

$$\delta\psi = \frac{\lambda}{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial x_1} \quad (26.7')$$

бўлади. Нурнинг кам эгриланишлик шарти  $\delta\psi \ll 1$  бўлади, яъни

$$\lambda \frac{\partial n}{\partial x_1} \ll n \quad (26.8)$$

бўлади. Агар бу шарт бажарилган бўлса, у вақтда бундай бир жинсли бўлмаган муҳитга ёруғлик нурлари тушунчасини бемалол қўллаш мумкин. Ёруғликнинг бундай муҳитларда тарқалашини йўналиши доимо ўзгара боровчи ёруғлик нурларининг йўлини ясаш билан муҳокама қилиш мумкин. Бундай ҳодисалар одатда атмосфера рефракцияси, сароблар ва ҳ. к. юз берадиган атмосферада кузатилади.

Агар шаффоф муҳитда муаллақ ҳолда сузиб юривчи чет микроскопик зарралар мавжуд бўлса ёки ультратовуш тўлқинлар тарқалаётган ва шунга бошқа ўхшаш ҳодисалар юз бераётган бўлса, (26.8) шарт бажарилмайди. Бу ҳолда ёруғликнинг сочилиши ёки, ультратовушнинг тарқалиши ҳолига ўхшаш ёруғлик дифракцияси юз беради.

Муҳитнинг синдириш кўрсаткичининг биржинслимаслигидан ташқари муҳитнинг ютиш коэффициенти (кўрсаткичи)нинг биржинслимаслиги кузатилиши мумкин. Бунинг натижасида ёруғлик тўлқинининг fronti бўйлаб амплитуда доимий бўлмайди. Агар бу ўзгарувчанлик унчалик катта бўлмаса, яъни ёруғлик тўлқинининг  $E_0$  амплитудаси фронт бўйлаб бир текис ўзгарса, буни

$$\lambda \frac{\partial E_0}{\partial x_i} \ll E_0 \quad (26.9)$$

шарт билан ифодалаш мумкин, у вақтда муҳитни яна деярли бир жинсли (бир жинслига ўхшаш) деб ҳисоблаш мумкин ва ундаги ҳодисаларни нур оптикиси нуқтаи назаридан баён қилиш мумкин. Агар (26.9) шарт бажарилмаса, дифракцион ҳодисалар юз беради ва нур тасаввуридан фойдаланиб тушунтириш ўринли бўлмай қолади.

Шундай қилиб, айтилганларга якун ясаб, биз оптикавий ҳодисаларни баён этишда тўлқин тасаввуридан ёруғлик нурлари тасаввурига фақат қуйидаги шартлар бажарилганидагина ўтиш мумкин деб хулоса чиқара оламиз.

$$\begin{aligned} 1) D \gg \lambda; & \quad 2) R \gg \lambda; \\ 3) \lambda \frac{\partial n}{\partial x_i} \ll n; & \quad 4) \lambda \frac{\partial E_0}{\partial x_i} \ll E_0, \end{aligned} \quad (26.10)$$

бу ерда  $D$  — ёруғлик тўлқини фронтининг минимал ўлчами;  $R$  — ёруғлик тўлқини фронтининг эгрилик радиуси;  $x_i$  — ёруғлик тарқаладиган муҳитдаги ихтиёрий йўналиш;  $n$  — муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи;  $E_0$  — амплитуда;  $\lambda$  — тушаётган ёруғлик тўлқинининг (вакуумдаги) узунлиги.

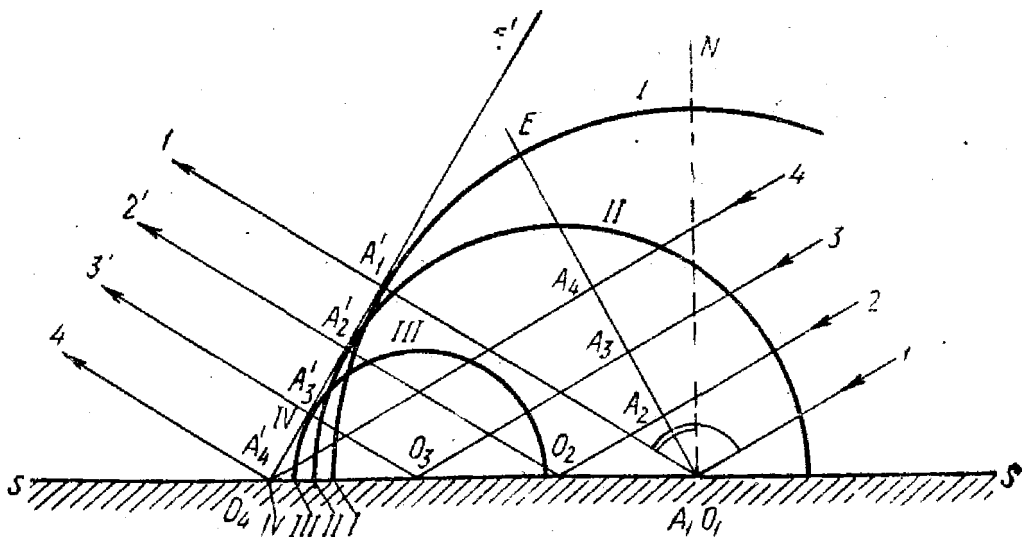
*Оптиканинг ёруғлик энергиясининг тарқалишини энергиянинг ҳаракат йўналишини кўрсатувчи ёруғлик нурлари тасаввур асосида тушунтирадиган бўлимига геометрик оптика деб аталади.* Бу бўлимга бундай ном шунинг учун берилганки, бу ерда ёруғликнинг барча тарқалиш ҳодисалари фақат қайтиш ва синиш қонунларини ҳисобга олган ҳолда нур йўллларини геометрик ясаш усули билан текширилиши мумкин. Бу икки қонун геометрик оптиканинг асосини ташкил этади.

Фақат манба тасвирининг нуқталарида юз берадиган ҳодисалар ҳақида гап кетганида геометрик оптика қонунлари етарли бўлмай қолади ва тўлқин оптикеси қонунларидан фойдаланиш зарур бўлади. Геометрик оптика ёруғликнинг линза ва бошқа оптикавий системалардан ўтиши ва шунингдек, кўзгулардан қайтиши билан боғлиқ бўлган асосий ҳодисаларни аниқлаш имконини беради. Шу сабабдан геометрик оптика оптикавий асбоблар назариясининг асоси ҳисобланади. Бу бобда унинг элементлари билан танишамиз.

## 27- §. Ёруғликнинг қайтиш ва синиш қонунлари

Бундан олдинги параграфда айтилганидек, геометрик оптика асосида икки қонун — қайтиш қонуни ва синиш қонуни ётади. Бу қонунлар даставвал тажрибавий қонунлар сифатида аниқланган. Лекин тўлқин назарияси Гюйгенс принципини чегараланмаган тўлқин фронтига қўлланган ҳолдан келиб чиқиб, уларни элементар ҳолда тушунтиради.

69- расмда  $E$  ясси ёруғлик тўлқинининг икки хил муҳитни ажратиб турувчи  $SS$  ясси чегарадан қайтишини тушунтирувчи схема тасвирланган.  $1, 2, 3, 4, \dots$  рақамлар билан тўлқин энергиясининг тарқалиш йўналишини кўрсатувчи параллел нурлар белгиланган. Ясси тўлқин фронтларидан бири нурларга тик бўлган  $E$  тўғри чизиқ билан тасвирланган.  $1, 2, 3, 4, \dots$  нурлар орасидаги масофалар ўзаро тенг қилиб олинган.  $1$  нур бўйлаб тарқалаётган ёруғлик тебранишлари  $O_1$  нуқтада  $1$  элементар сферик тўлқинни юзага келтиради. Бу тўлқин  $\Delta t$  вақт оралиғида  $O_1A'_1 = c\Delta t$  масофани босиб ўтади. Шунга ўхшаш ёруғлик тебранишлари  $O_2, O_3, O_4, \dots$  нуқталарда II, III, IV,  $\dots$  элементар сферик тўлқинларни юзага келтиради.  $\Delta t$  вақт оралиғида  $2$  нур бўйлаб кетувчи тебраниш  $O_2A_2$  масофани ўтади ва  $SS$  сирт билан учрашгандан кейин II сферик тўлқин  $O_2A'_2$ ,



69- расм.

масофани ўтади, шу билан бирга  $O_2A_2' + O_2A_2 = O_1A_1'$  бўлади. Худди шундай  $O_3A_3' + O_3A_3 = O_1A_1'$  ва ҳ. к. ларга эга бўламиз. Бунинг натижасида, I, II, III, IV, . . . элементар сферик тўлқинлар умумий  $E'$  уринма сиртга эга бўлади. Бу сирт I, II, III, IV, . . . элементар тўлқинларга  $A_1', A_2', A_3', A_4', . . .$  нуқталарда уринади. Бу умумий уринма сирт қайтган ёруғлик тўлқинининг сиртини ифодалайди. *Геометрик муносабатлардан  $i$  тушиши бурчаги  $i'$  қайтиши бурчагига тенг бўлишини, тушувчи ва қайтган нурлар чегара сиртининг нур тушиши нуқтасига ўтказилган перпендикуляр билан битта текисликда ётишини кўрсатиши қийин эмас.*

Агар қайтиш эгри сиртлардан юз бераётган бўлса, бу ерда таърифланган кўринишдаги қайтиш қонуни сиртнинг жуда катта яқинлашиш даражаси билан ясси деб ҳисобланувчи чексиз кичик бўлақларига қўлланилади. Бу қонуннинг амалий қўлланиши сферик кўзгулар учун келтирилган иловада кўрсатилади.

Икки муҳитни ажратувчи чегарада ёруғликнинг қайтишида доим тўлиқ бўлмаган қайтиш юз беради, чунки ёруғликнинг бирор қисми қайтиш юз бераётган муҳитга ўтади. Агар бу муҳит ёмон ютса, қисман ўтган ёруғлик унда анча узоқ масофага тарқалиб боради. Муҳит ютувчи бўлса, унга ўтган ёруғлик тезда ютилади, унинг энергияси одатда муҳитнинг ички энергиясига айланади. Иккинчи муҳитга ўтган ёруғлик энергиясининг бошқа тур айланиши ҳам бўлиши мумкин.

Қуйидаги белгиларни киритайлик:  $R$  — қайтариш коэффициент;  $A$  — ёруғликнинг муҳитга ўтгандаги ютилишини аниқлаб берувчи коэффициент (муҳит унга ўтувчи нурланишни тўлиқ ютади) у вақтда:

$$R + A = 1. \quad (27.1)$$

$R$  ва  $A$  катталиклар турли қийматларга эга бўлади.  $R$  — силлиқланган металл сиртида ёки силлиқланган диэлектриклар сиртига пуркалган металл пардалар сиртида анча катта (кумушда ёруғликнинг кўзга кўринувчан ва инфрақизил соҳасида  $R = 0,90-0,99$ ) бўлади. Диэлектрикларда ёруғлик нормал тушган ҳол учун қайтиш унча катта бўлмасдан синдириш кўрсаткичига боғлиқ бўлади. Масалан, ёруғлик нормал тушганда шишанинг ( $n = 1,5$ ) қайтариш коэффициенти  $R = 0,04$  га тенг.

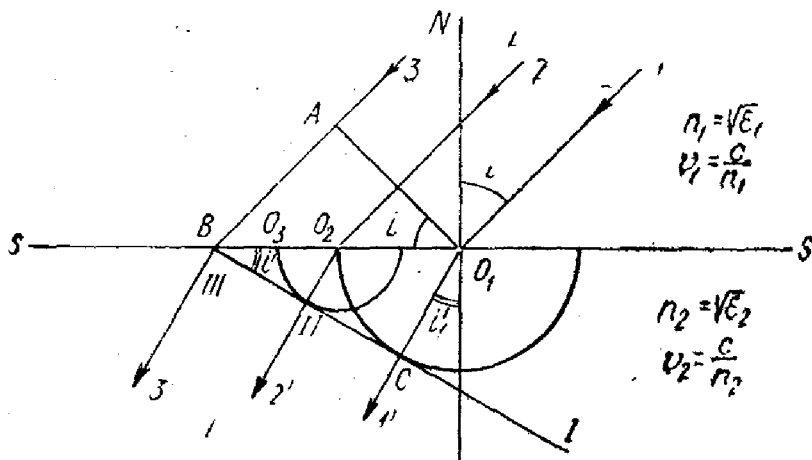
Энди ёруғликнинг синиши ҳодисасини кўриб чиқамиз. Бу ҳодиса икки муҳитни чегарасида юз беради. Чегарадан ёруғлик нурни ўтаётганда унинг тарқалиш йўналиши сакрашсимон ўзгаради. Мана шу ҳодиса ёруғликнинг синиши деб ном олган. Бу билан бир қаторда *рефракциялар* деб аталувчи ҳодисалар, яъни муҳитда синдириш кўрсаткичининг градиенти мавжуд бўлганда ёруғликнинг тарқалиш йўналишининг бир текис ўзгариши кузатилади.

Ёруғликнинг синиши қуйидаги қонунга бўйсунди: *ёруғликнинг тушиши бурчагининг синусини синиши бурчагининг синусига нисбати иккинчи ва биринчи муҳитларнинг абсолют нур синдириш кўрсаткичларининг нисбатига тенг; тушган ва синган нурлар чегара сир-*

тининг нур тушиши нуқтасига ўтказилган перпендикуляр билан битта текисликда ётади. Сениш қонунининг математик ёзилиши қуйидагича:

$$\frac{\sin i}{\sin i'} = \frac{n_2}{n_1} \quad (27.2)$$

бу ерда  $i$  — ёруғлик нурларининг  $n_1$  ва  $n_2$  абсолют синдириш кўрсаткичига эга бўлган икки муҳитни ажратиб турувчи чегарасига



70- расм.

тушиш бурчаги;  $i'$  — синиш бурчаги;  $N$  — чегара сиртга ўтказилган нормал (70- расм).

$$n_{1,2} = \frac{n_1}{n_1} \quad (27.2')$$

катталикни икки муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичи деб аталади.

Сениш қонуни ёруғликнинг тўлқин назариясидан бевосита келиб чиқади. Буни 70- расмдан тушуниш қийин эмас. Ёруғликнинг  $L$  параллел дастаси икки муҳитни ажратиб турувчи  $SS$  сиртга тушмоқда. Ёруғликнинг биринчи муҳитдаги фазавий тезлиги  $v_1$ , иккинчи муҳитдагиси эса  $v_2$  бўлсин. Биринчи муҳитда  $SS$  чегара сиртининг  $O_1$  нуқтасига етиб борган  $OA$  тўлқин fronti  $O_3$  нуқтада  $SS$  сиртдан  $AB$  масофа орқада қолади. Гюйгенс принципига асосан  $SS$  сиртга тушаётган  $O_1A$  тўлқин иккинчи муҳитда иккиламчи элементар тўлқинларни ҳосил қилади. Улар  $SS$  сиртнинг ҳар бир нуқтасидан  $I, II, III, \dots$  сферик тўлқинлар сифатида тарқалади. Иккиламчи тўлқинлар ўзаро қўшилиб ясси тўлқинларни ҳосил қилади. Тўлқин фронтларидан бири  $BC$  бўлиб, у 70- расмда кўрсатилган.  $t$  вақт оралигида  $OA$  фронтнинг  $A$  нуқтаси биринчи муҳитда  $AB = v_1 t$  йўлни ўтади,  $O_1$  нуқтадан тарқалган тўлқин эса шу вақтда иккинчи муҳитда  $O_1C = v_2 t$  йўлни ўтади. Расмдан кўришничи:

$$\sin i = \frac{AB}{OB}, \quad \sin i' = \frac{O_1C}{O_1B}. \quad \text{Демак,}$$

$$\frac{\sin i}{\sin i'} = \frac{AB}{O_1C} = \frac{v_1 t}{v_2 t} \quad (27.3)$$

$$\frac{v_1}{v_2} = n_{1,2}$$

Агар ёруғлик II муҳитга вакуумдан тушаётган бўлса, у вақтда

$$\frac{c}{v_2} = n_2 \quad (27.4)$$

бўлади. Шунга ўхшаш  $n_1$  учун

$$\frac{c}{v_1} = n_1 \quad (27.4')$$

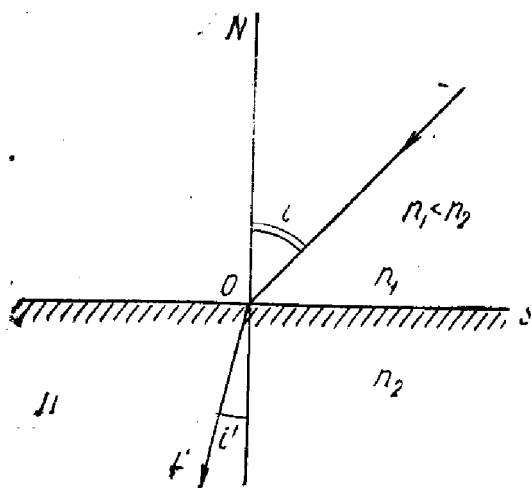
ни ёза оламиз.  $n_1$  ва  $n_2$  катталиклар I ва II модданинг абсолют синдириш кўрсаткичлари деб аталади.

(27.4) ва (27.4') дан

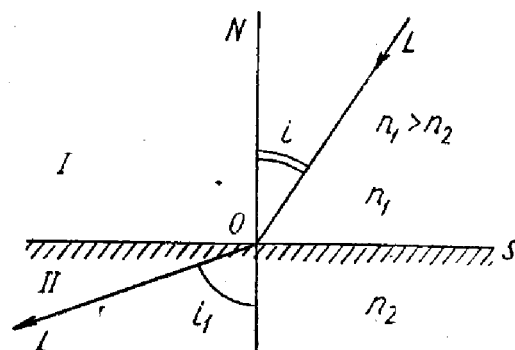
$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (27.5)$$

келиб чиқади. (27.5) ифодани (27.3) формулага қўйиб, (27.2) муносабатни оламиз. Юқорида кўриб ўтилган қонун изотроп муҳитлар учун ўринлидир. Агар ёруғликнинг синиши анизотроп муҳитларнинг ажралиш чегарасида юз бераётган бўлса, у вақтда ҳодисалар анча мураккаблашади. Биз аввал ёруғликнинг икки изотроп муҳитини ажратиб турувчи ясси чегарада синиши (уч ҳол)ни кўриб ўтамиз. Агар ажратувчи чегара эгриланган бўлса, у вақтда синиш қонуни эгри сиртнинг чексиз кичик соҳалари учун қўлланилади. Бу усулдан биз оптикавий системаларни ясаш учун энг катта қийматларга эга бўлган синдирувчи сферик сиртларда юз берадиган синиш ҳодисаларини ўрганишда фойдаланамиз.

71 ва 72- расмларда синиш қонунлари мос равишда  $n_1 < n_2$  ва  $n_1 > n_2$  бўлган ҳоллар учун кўрсатилган.  $L$  — тушаётган нур;  $L'$  — синган нур;  $i$  ва  $i'$  — мос равишда тушиш ва синиш бурчаклари;  $S$  — I ва II муҳитларни ажратиб турувчи сирт.  $N-O$  тушиш нуқтасида  $S$  сиртга ўтказилган нормаль. Биринчи ҳол учун (71- расм)  $i$



71- расм.



72- расм.

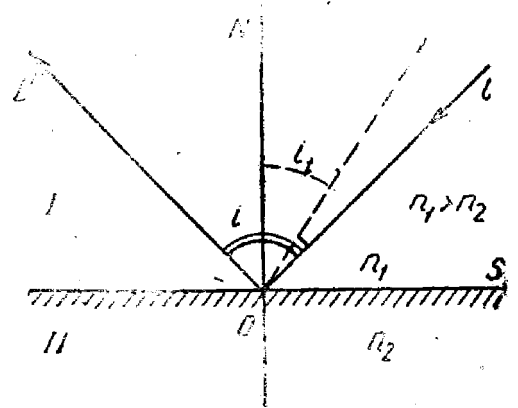
бурчак ўзининг максимал қийматига, яъни  $90^\circ$  га тенг бўлиши мумкин. У вақтда  $i'$  ҳам шунингдек:

$$\sin i'_L = \frac{n_1}{n_2} \quad (27.6)$$

муносабат билан аниқланадиган максимал  $i'_L$  қийматига эришади. Иккинчи  $n_1 > n_2$  бўлган ҳол учун (72-расм)  $i'$  бурчак ўзининг максимал қиймати  $90^\circ$  га эришиши мумкин. Бунда тушиш бурчаги:

$$\sin i_t = \frac{n_2}{n_1} \quad (27.7)$$

муносабат билан аниқланадиган қийматга эга бўлади. Энди агар тушиш бурчагини  $i_t$  дан катта қилиб олинса, у вақтда ёруғлик иккинчи муҳитга ўтмасдан, биринчи муҳитга тўла қайтади (73-расм). Бу ҳодиса *тўла ички қайтиш ҳодисаси* деб ном олган. У ёруғликни  $S$  ажратувчи чегарага катта синдириш кўрсаткичига эга бўлган муҳитдан, ёки бошқача айтганда, *оптикавий зичроқ* бўлган муҳитдан тушганда юз беради.



73- расм.

Синдириш кўрсаткичининг катталиги ёруғлик тебраниши частоталарининг (ёки тўлқин узунлигининг) функцияси ҳисобланади, яъни  $n_1 = f_1(\lambda)$ ,  $n_2 = f_2(\lambda)$ ,  $n_{1,2} = f_{1,2}(\lambda)$ . Кейинчалик биз асосан  $n_{1,2}$  нисбий синдириш кўрсаткичи тушунчасидан фойдаланамиз ва қулайлик учун  $1, 2$  индексларни тушириб қолдирамиз. У вақтда (27.2) синиш қонуни

$$\frac{\sin i}{\sin i'} = n \quad (27.8)$$

кўринишга келади.  $n = f(\lambda)$  бўлганлиги сабабли синиш бурчаги учун берилган  $i$  да

$$\sin i' = \frac{\sin i}{n} = \frac{\text{const}}{n(\lambda)} \quad (27.9)$$

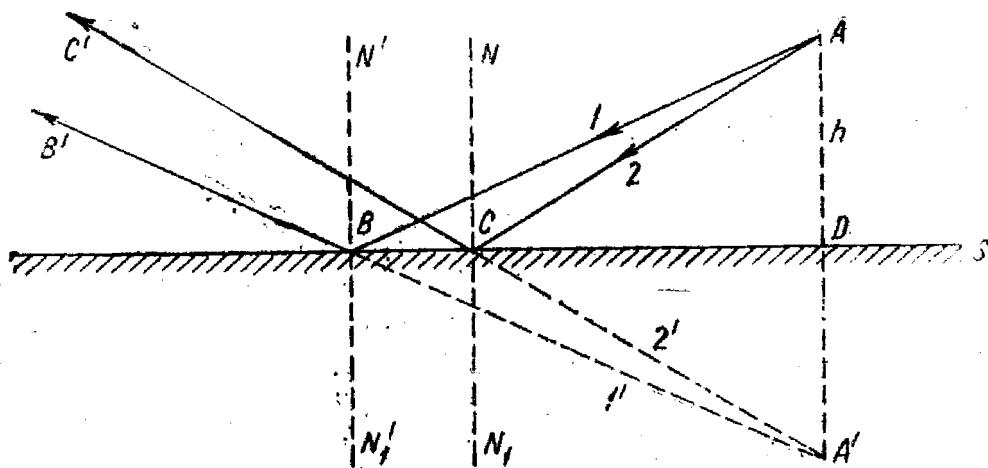
га эга бўламиз. Бу параграфда таърифланган қонуниятлар кейинги параграфларда оптикавий системаларнинг ва улар элементларининг анализи учун кенг қўлланилади.

## 28-§. Ёруғликнинг ясси ва сферик сиртлардан қайтиши. Кўзгулар

Қайтиш ҳодисаларидаги асосий қонуниятларни тушуниш учун ясси ва сферик кўзгулардан ёруғликнинг қайтишини кўриб ўтиш мақсадга мувофиқ ҳисобланади. Одатда кўзгулар оптикавий сис-



темалар учун жуда тўғри сиртлар шаклида ёки сиртларига вакуумда буғлантириш ёки химиявий усул билан ёруғликни қайтариш коэффициенти юқори бўлган металллар (кумуш, алюминий, мис ва бошқа) қатлами билан қопланган сферик шишалар шаклида тайёрланади. Бундай усул билан бир қаторда уларни металл, масалан, алюминий бўлагидан ясаш усули ҳам қўлланилади. Бундай катта ўлчамдаги қайтаргичлар астрономия мақсадлари, прожектор системалари ва ҳ. к. лар учун қўлланишлари мумкин. Ёруғликнинг ясси ва сферик сиртлардан қайтиши кичик қайтиш коэффициенти билан бўлса ҳам, ясси-параллел пластинкалар, призмалар, линзалар ва ҳ. к. каби оптикавий деталлар тайёрланадиган диэлектриклар сиртларида ҳам юз беради. Ёруғликнинг  $S$  ясси сиртдан қайтишидаги нурлар йўли 74- расмда тасвирланган. Ёруғлик нуқтавий



74- расм.

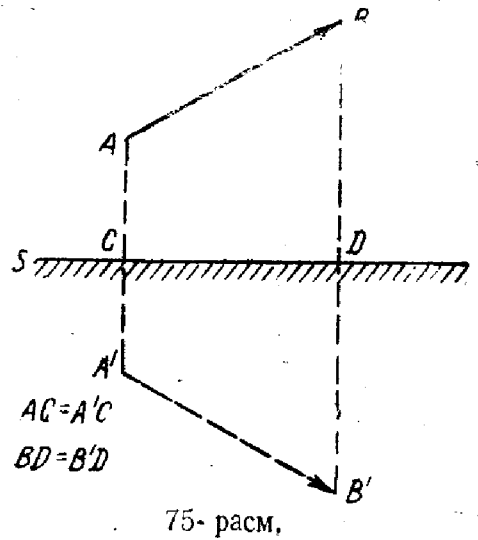
манбадан, яъни ўлчамлари манбадан кўзгуларгача бўлган  $h$  масофага нисбатан кичик бўлган манбадан тарқалади. Иккита  $AB$  ва  $AC$  нурларнинг  $C$  ва  $B$  қайтиш нуқталаридан  $S$  сиртга  $NN_1$  ва  $N'N'$  нормаллар ўтказамиз ва  $\angle C'CN = \angle ACN$  ҳамда  $\angle B'BN' = \angle ABN'$  бурчакларни ҳосил қиламиз.  $CC'$  нур  $AC$  нури учун қайтган нур ҳисобланади,  $BB'$  нури эса  $AB$  нур учун қайтган нур ҳисобланади.  $CC'$  нурни  $S$  сиртга ўтказилган  $AA'$  тўғри чизиқ билан кесишгунча давом эттирамиз.  $CC'$  нури  $AA'$  билан  $A'$  нуқтада кесишади. Чизмадан  $\angle C'CB = \angle A'CD = \angle ACD$  эканлиги келиб чиқади. Демак,  $ACD$  ва  $A'CD$  учбурчаклар ўзаро тенг. Бундан  $AD = A'D$  эканлиги келиб чиқади. Бундай хулосани биз  $AB$  ва  $BB'$  нурлари учун ҳам чиқаришимиз мумкин эди.

Шундай қилиб, биз нуқтавий манбадан тарқалаётган нурлар ясси кўзгудан қайтгандан кейин улар кўзгунинг орқа томонида ҳақиқий манбадан кўзгугача бўлган масофага тенг бўлган узоқликда ва кўзгу сиртига ўтказилган перпендикулярда турган мавҳум манбадан чиққандек кетишини исбот қилдик. Кўриб чиқилган ҳолда  $A'$  нуқта (74- расм) шундай мавҳум манба бўлиб ҳисобланади.

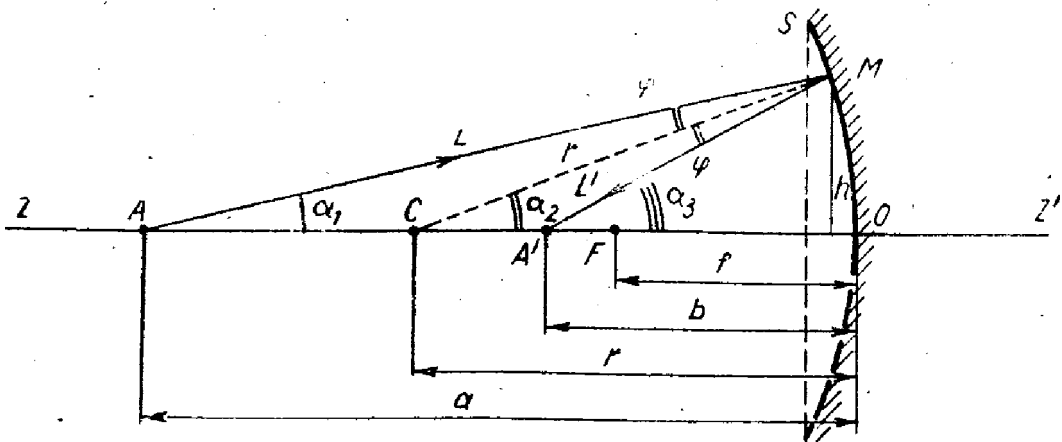
Ихтиёрий буюм тасвири буюмни ташкил этувчи нуқталар тасвирини ясаш йўли билан амалга оширилади. 75- расмда  $AB$  ўлчамга эга бўлган буюмнинг  $S$  кўзгудаги тасвирини шу усул билан ясаш мисоли кўрсатилган.

Ясси кўзгулар жуда турли-туман оптикавий асбобларда нурлар йўлининг йўналишини ўзгартириш, нурларни бир неча қисмга бўлиш ва ҳ. к. мақсадларда кенг қўлланилади. Ясси кўзгуларнинг энг муҳим қўлланиши — бу ёруғлик нурини қарама-қарши йўналишда аниқ қайтаришдир. Бунга бир-бирига нисбатан тўғри бурчак остида қўйилган, *учта ясси кўзгу тўпламидан* иборат бўлган *бурчакли қайтаргич* ёрдамида эришилади. Бурчакли қайтаргичга тушаётган ёруғлик нури амалда қарама-қарши йўналишда қайтади. Ҳозирги вақтда бундай қайтаргичлардан фақат Ер шароитида қўлланиладиган асбоблардагина эмас, балки космосда ўтказиладиган тадқиқотлар учун ҳам фойдаланилади.

Энди ёруғликнинг сферик кўзгудан қайтиш ҳодисасини кўриб чиқамиз. 76- расмда ёруғликнинг  $S$  ботиқ кўзгудан қайтиши кўрсатилган. Масалани соддалаштириш учун битта муҳим шарт қўямиз. Аввал, *кўзгунинг* (линзанинг, оптикавий системанинг) *оптикавий ўқи* деб аталувчи  $ZZ'$  симметрия ўқидан фақат кам четланган нурларнинг ўтишини кўриб чиқамиз. Бундай нурлар *параксиал нурлар* деб аталади, оптикавий системалардаги нурнинг бундай йўлидан ҳосил бўлган ҳодисалар тўплами *параксиал оптика* номини олди. Бу ҳолда ёруғлик нурларининг оптикавий ўққа ва қайтарувчи сирти нормалига нисбатан оғиш бурчакларининг кичик-



75- расм.



76- расм.

лиги сабабли биз бу бурчакларнинг тангенци ва синусларини шу бурчакларнинг ўзларининг қийматлари билан алмаштира оламиз.

76-расмда  $ZZ'$  оптикавий ўқда ётувчи  $A$  нуқтавий манба (буюм)-дан  $L$  ёруғлик нури чиқиб,  $S$  ботиқ кўзгу сиртига  $M$  нуқтада нормалга нисбатан  $\varphi$  бурчак остида тушаётган ва ундан шундай бурчак остида қайтаётган бўлсин.  $S$  сиртига  $M$  нуқтадаги нормал бўлиб  $S$  кўзгунинг  $C$  эгрилик марказидан  $M$  нуқтага ўтказилган  $r$  радиус ҳисобланади.  $M$  нуқтадан қайтган  $L'$  нур оптикавий ўқ билан  $A'$  нуқтада кесишади. Ўз навбатида оптикавий ўқ бўйлаб кетаётган  $AO$  нур  $S$  кўзгунинг учи ҳисобланган  $O$  нуқтадан қайтади ва оптикавий ўқ бўйлаб қарама-қарши йўналишда кетади. Демак,  $A'$  нуқта кўзгудан қайтган нурларнинг кесишиш нуқтаси ва  $A$  нуқтанинг тасвири ҳисобланади. Расмда берилган  $a, b, r, f, h$  белгилар қуйидаги маънога эга.

$a = AO$  — кўзгу чўққисидан ёруғлик манбаигача бўлган масофа;

$b = A'O$  — кўзгу чўққисидан манбанинг тасвиригача бўлган масофа;

$r = OC$  — кўзгунинг эгрилик радиуси (кўзгу сиртига ўтказилган нормаль);

$f = OF$  — фокус масофа;

$h$  — нуқта  $M$  дан оптикавий ўққача бўлган масофа.

Формулаларни келтириб чиқаришда саноқ боши учун кўзгунинг  $O$  чўққиси (марказ)ни оламиз.  $O$  нуқтадан ўнг томонда ва оптикавий ўқдан юқорида ётган кесмаларни мусбат, чапда ва пастда ётганларини эса манфий деб ҳисоблаймиз.

$AMC$  учбурчакдан бурчаклар орасидаги

$$\alpha_2 = \alpha_1 + \varphi \quad (28.1)$$

муносабат келиб чиқади,  $A'MC$  учбурчакдан

$$\alpha_3 = \alpha_2 + \varphi \quad (28.1')$$

га эга бўламиз. Бу муносабатларни ўзгартириб:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_3 - \alpha_2 &= \varphi \\ \alpha_2 - \alpha_1 &= \varphi \end{aligned} \right\} \quad (28.2)$$

ни ҳосил қиламиз, бундан

$$\alpha_3 - \alpha_1 = 2\alpha_2 \quad (28.2')$$

$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  бурчаклар учун (уларнинг кичикликлари сабабли) қуйидаги

$$\alpha_1 = -\frac{h}{a}; \quad \alpha_2 = -\frac{h}{r}; \quad \alpha_3 = -\frac{h}{b} \quad (28.3)$$

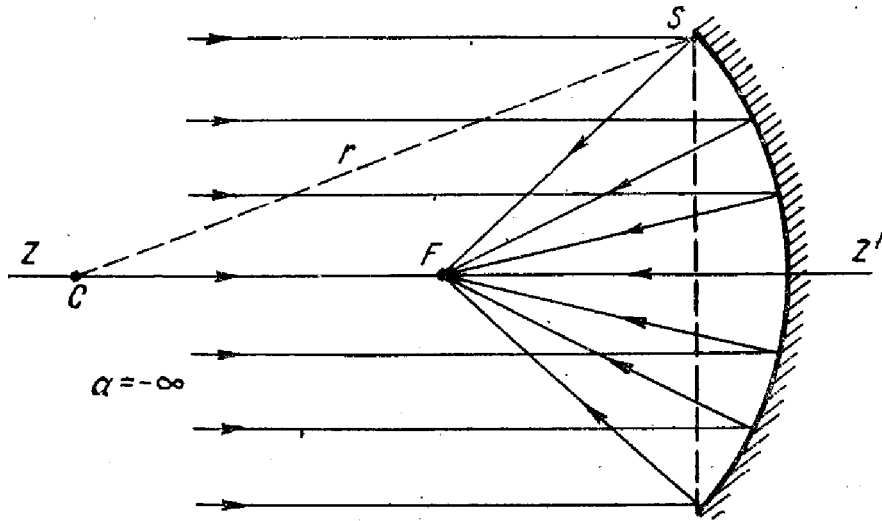
ларни ёзиш мумкин. Бурчакларнинг бу қийматларини (28.2') муносабатга қўйиб

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2}{r} \quad (28.4)$$

ни оламиз. Агар  $a \rightarrow -\infty$  бўлса, у ҳолда  $b \rightarrow \frac{r}{2}$  бўлади. Тас-  
вир ҳосил бўладиган  $F$  нуқта бу ҳолда *кўзгунинг бош фокуси*  
(ёки оддийгина фокуси) деб аталади.  $F$  нуқтадан  $S$  кўзгунинг  $O$   
учигача бўлган  $f$  масофа *фокус масофа* деб аталади, бунда

$$f = \frac{r}{2} \quad (28.5)$$

Шундай қилиб, *кўзгуга тушаётган параллел нурлар* ( $a = -\infty$ )  
*кўзгудан қайтгандан кейин унинг фокусида йиғилади* (77-расм).

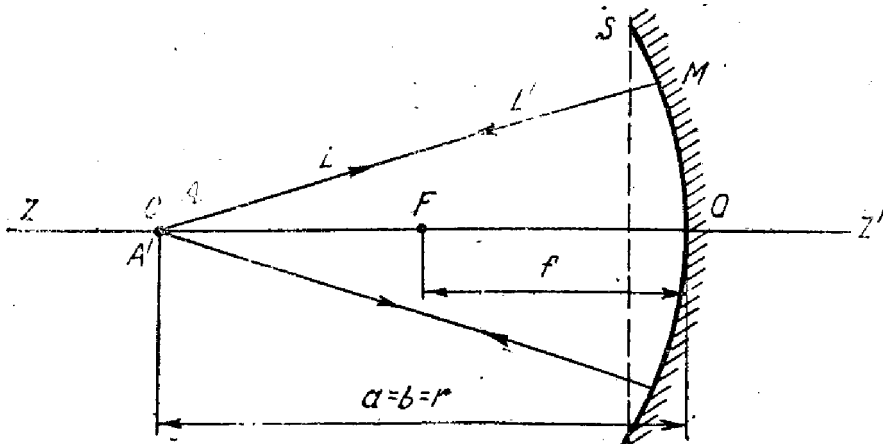


77- расм.

Танланган координаталар системасида  $f$  ва  $r$  катталиклар бо-  
тиқ кўзгу учун манфий бўлади,  $F$  — фокус эса ҳақиқий (мавҳум  
эмас) бўлади. (28.5) тенгликни назарда тутиб (28.4) формулани

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \quad (28.6)$$

кўринишда қайта ёзамиз. Бу ердан, агар  $a = b$  бўлса,  $a = b = 2f$   
бўлиши, яъни агар манба кўзгудан иккиланма фокус масофада  
турса, у ҳолда унинг тасвири ҳам шундай масофада ҳосил бўли-  
ши келиб чиқади (78-расм).



78- расм.

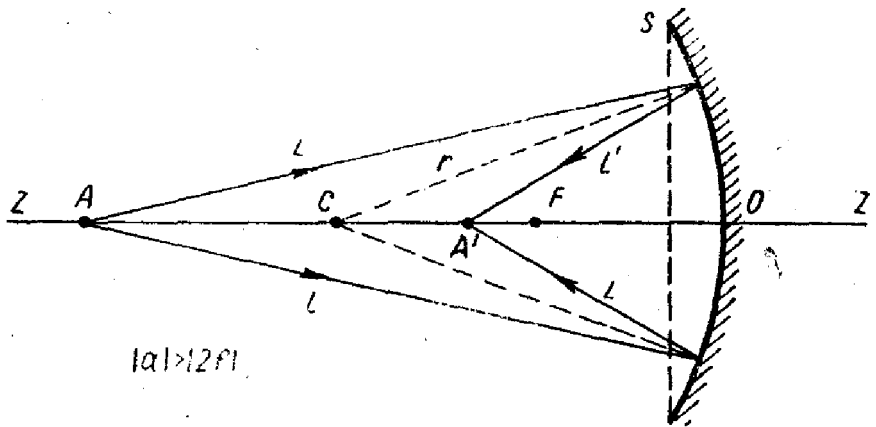
Агар  $a \neq 2f$  бўлса, у ҳолда  $a$  ни  $a = 2f + \varepsilon$  кўринишда ёзиб (28.6) дан

$$\frac{1}{2f + \varepsilon} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

га эга бўламиз, бундан

$$b = f \left[ 1 + \frac{f}{f + \varepsilon} \right]. \quad (28.7)$$

Агар бунда  $\varepsilon$  нинг ишораси  $f$  нинг ишораси билан бир хил бўлса, у ҳолда  $|b| < |2f|$  бўлади. Бинобарин, агар  $A$  буюм кўзгудан абсолют қиймати бўйича иккиланма фокус масофасидан катта бўлган масофада турган бўлса, унинг  $A'$  тасвири фокус ва иккиланма фокус орасида ҳосил бўлади (79-расм).



79- расм.

$|f| < |a| < 2|f|$  бўлган ҳолда, яъни  $A$  буюм фокус ва иккиланма фокус оралиғида ётган ҳолда юқорида келтирилганга ўхшаш мулоҳазалар  $A'$  тасвир иккиланма фокус масофадан нарида ҳосил бўлади деган хулосага олиб келади. Агар 79-расмда  $A$  ва  $A'$  ларнинг ўринларини алмаштириб қўйилса, унда шу ҳолни кузатиш мумкин.

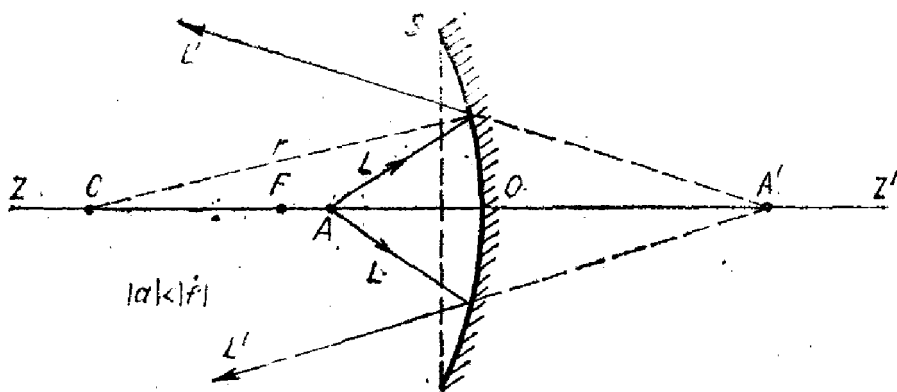
Агар буюм кўзгудан фокус масофага тенг бўлган масофа ( $a = f$ ) да турган бўлса, у ҳолда ёруғлик нурлари кўзгудан параллел даста ҳолида қайтади ( $b = -\infty$ ). Ниҳоят, агар  $|a| < |f|$  бўлса, у ҳолда  $a = f - \varepsilon$  деб ёза оламиз, бу ерда  $\varepsilon < 0$  ва  $|\varepsilon| < |f|$  бўлади. Бунда

$$\frac{1}{f - \varepsilon} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

га эга бўламиз, бундан

$$b = - \left( \frac{f}{\varepsilon} - 1 \right) f. \quad (28.9)$$

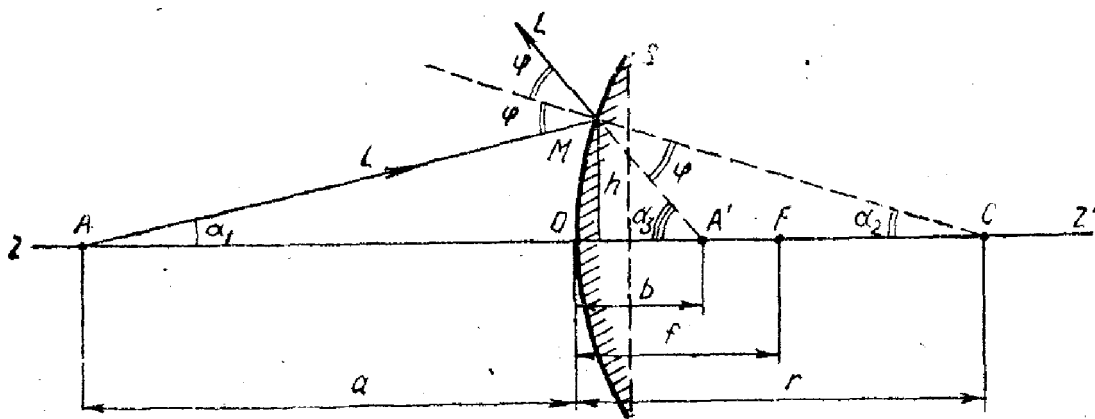
$|\varepsilon| < |f|$  бўлганлигидан қавсдаги ифода ва  $b$  кагалик (чунки  $f < 0$ ) мусбат бўлади. Бу қуйидагини билдиради: буюм кўзгудан абсолют қиймати бўйича фокус масофадан кичик бўлган масо-



80- расм.

фада турганда унинг тасвири мавҳум бўлади, яъни кўзгунинг орқа томонида қайтган нурлар давомида кўзгунинг  $O$  учидан (28.9) формула билан ҳисобланадиган масофада ётади (80-расм).

$\varepsilon \rightarrow f$ ,  $b \rightarrow 0$  бўлганда, яъни буюм кўзгунинг учига яқинлашиб борган сари унинг мавҳум тасвири ҳам шунингдек кўзгу учига яқинлашиб келиши кузатилади ва  $\varepsilon = f$  бўлганда, яъни буюм кўзгу сиртига тегиб турса, унинг мавҳум тасвири ҳам шунингдек шу сиртга тегиб туради



81- расм.

Энди қабарик кўзгудан қайтишни кўриб чиқамиз. 81-расмдаги  $AMC$  ва  $A'MC$  учбурчакдан

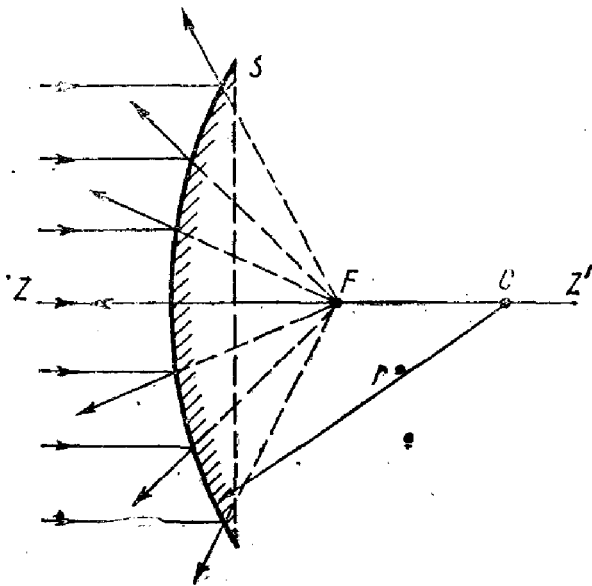
$$\left. \begin{aligned} \varphi &= \alpha_1 + \alpha_2, \\ \alpha_3 &= \alpha_2 + \varphi \end{aligned} \right\} \quad (28.10)$$

га эга бўламиз. Бундан

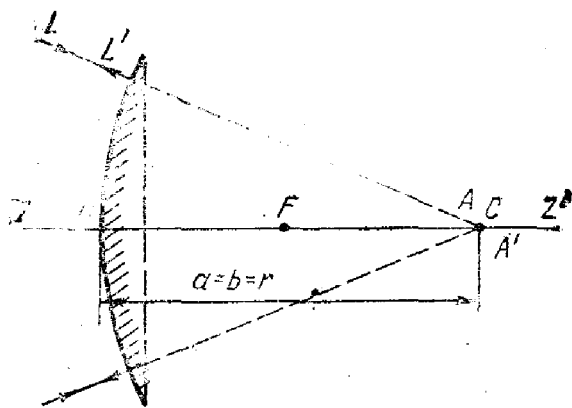
$$\alpha_3 - \alpha_1 = 2\alpha_2. \quad (28.11)$$

$\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$  бурчаклар учун (катта яқинлашиш билан)

$$\alpha_1 = -\frac{h}{a}, \quad \alpha_2 = \frac{h}{r}, \quad \alpha_3 = \frac{h}{b}$$

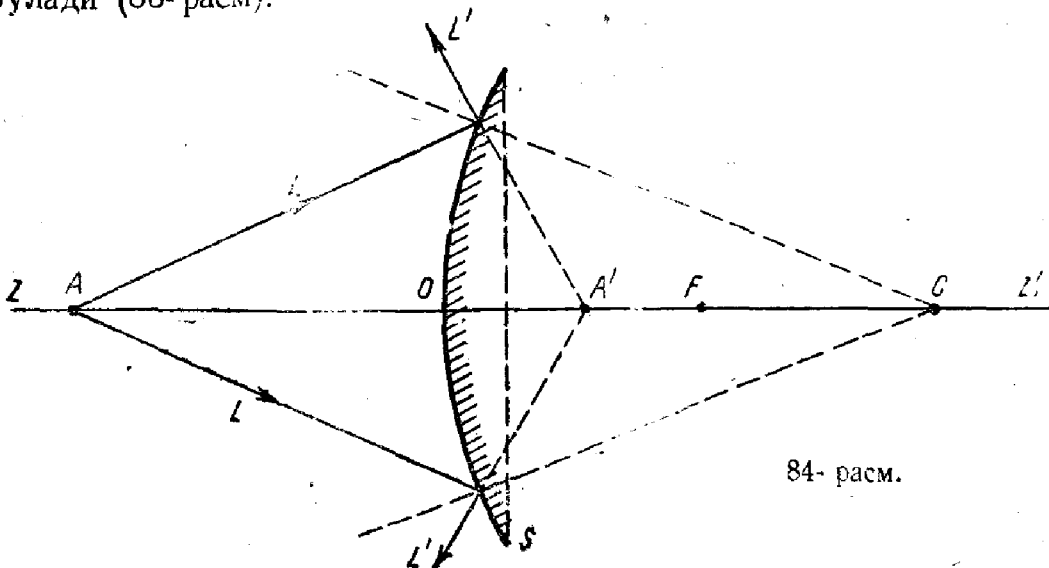


82- расм.



83- расм.

Агар  $a = 2f$  бўлса, у ҳолда (28.13) формуладан  $b = 2f$  ҳосил бўлади (83- расм).



84- расм.

деб ёза оламиз. Бурчакларнинг бу қийматларини (28.11) га қўйиб

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2}{r} \quad (28.12)$$

ни ҳосил қиламиз. Шундай қилиб, қабарик кўзгуга ҳам ботик кўзгуга қўлланиладиган формула ишлатилади.

Агар  $a \rightarrow -\infty$  бўлса, у ҳолда  $b \rightarrow \frac{r}{2} = f$  бўлади.

Бунда нурлар кўзгуга параллел даста ҳолида тушади (82- расм) ва ундан қайтиб, қабарик кўзгунинг фокуси (мавҳум) ҳисобланган  $F$  нуқтада мавҳум тасвир ҳосил қилади. Танланган координаталар системасида  $r$  ва  $f$  катталиклар қабарик кўзгуда мусбат бўлади. (28.12) муносабатда  $r$  нинг ўрнига унинг  $2f$  қийматини қўйиб

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \quad (28.13)$$

га эга бўламаз. Энди қабарик кўзгу учун  $A$  манба ва унинг  $A'$  тасвири ўзаро қандай жойлашишини аниқлаймиз.

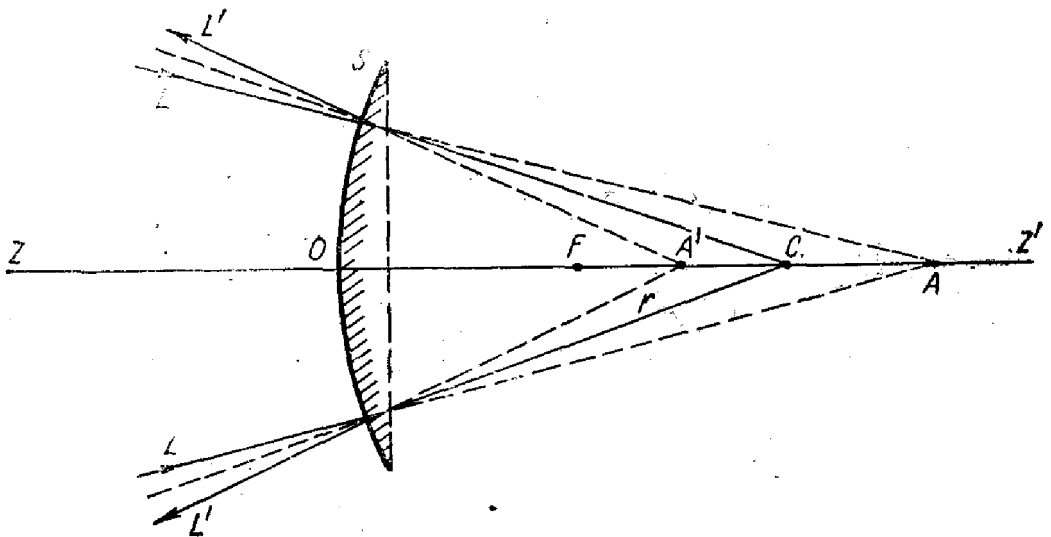
Тасвир ҳосил қилишнинг бошқа ҳолларини анча компакт ҳолда текшириш учун  $a$  катталиқни фокус масофанинг бўлақларида ифодалаймиз, яъни  $a = pf$  деб қабул қиламиз, бу ерда  $p$  катталиқ  $-\infty, +\infty$  чегарада ўзгаради.  $a$  учун қабул қилинган ифодани (28.13) га қўйиб,

$$b = \frac{f}{1 - \frac{1}{p}} \quad (28.13')$$

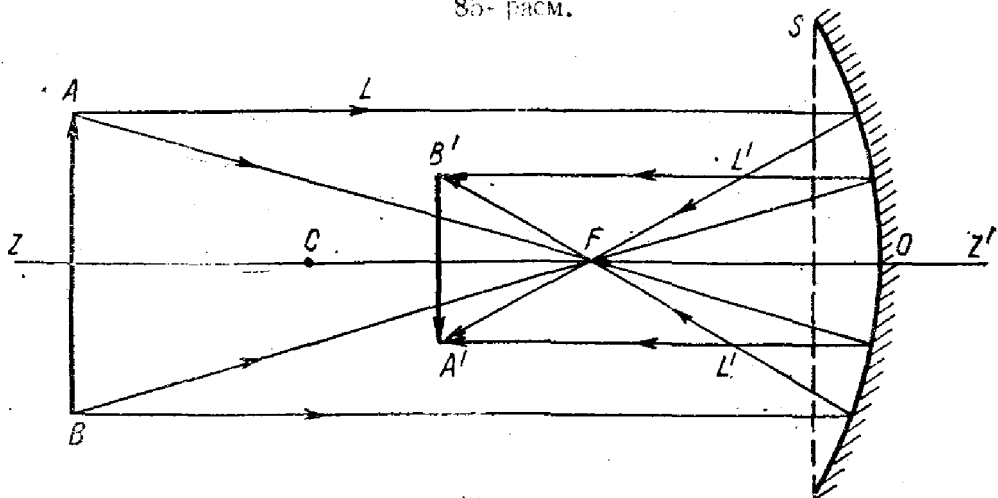
ни ҳосил қиламиз.  $p < 0$ , яъни  $a = -|p|f$  бўлганда мавҳум тасвир ҳосил бўлиб, у кўзгу учидан фокус масофадан кичик бўлган масофада ётади (84- расм). Агар бунда  $|p|$  камаё бориб нолга интилса, у ҳолда  $b$  ҳам нолга интилади, яъни буюм кўзгуга фокус масофага нисбатан кичик бўлган масофада яқинлаштирилса, тасвир ҳам шунингдек кўзгуга яқинлашиб келади.

Агар  $p \rightarrow -\infty$  бўлса, у ҳолда  $b \rightarrow f$  бўлади.

$p > 2$ , яъни  $A$  буюм (мавҳум)  $a > 2f$  масофада турган бўлса, унинг  $A'$  тасвири  $f$  ва  $2f$  оралиғида жойлашади (85- расм).

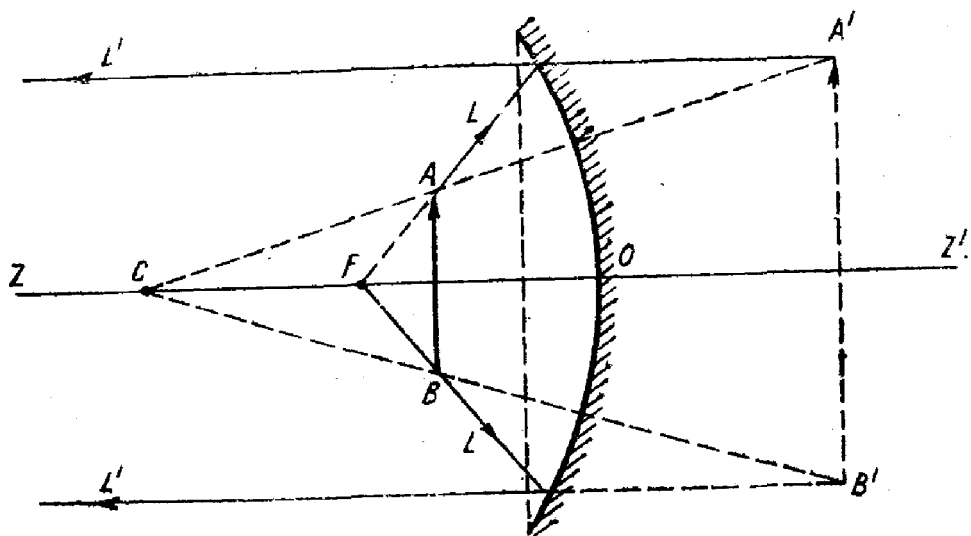


85- расм.



85- расм.

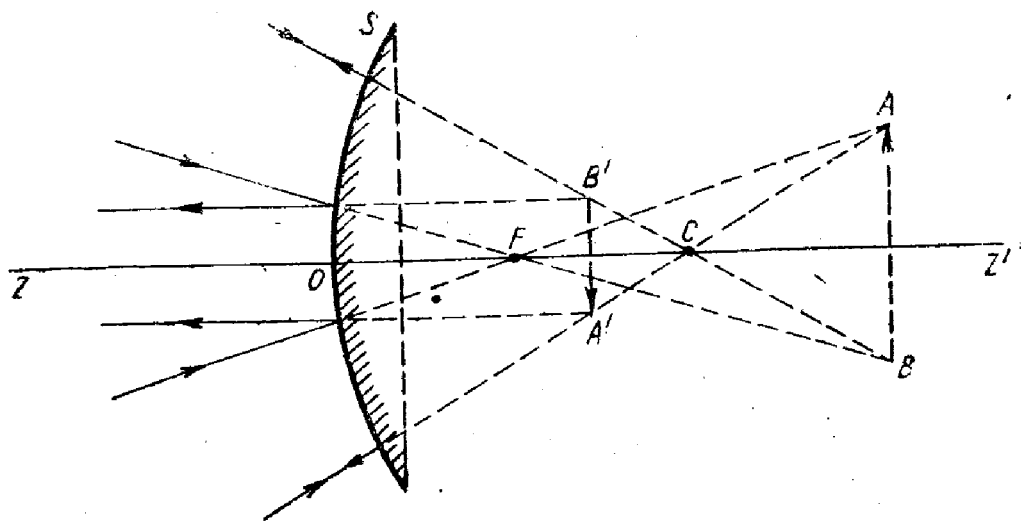




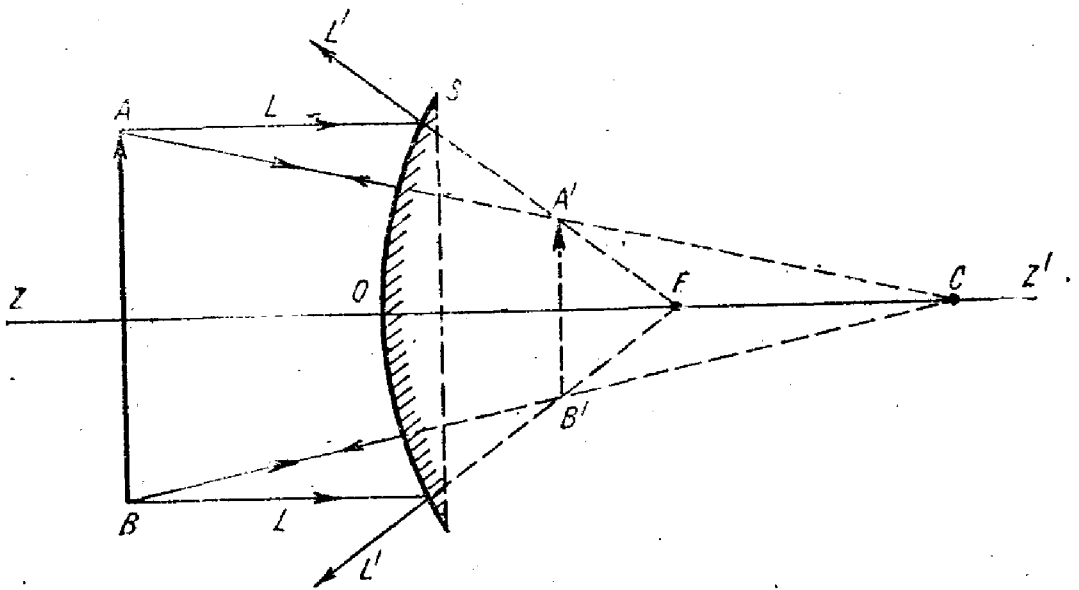
87- расм.

Агар, аксинча,  $A$  буюм  $f$  билан  $2f$  орасида турган бўлса, у ҳолда тасвир  $2f$  дан нарида ҳосил бўлади. Агар  $A$  ва  $A'$  ларнинг ўринлари алмаштирилса, буни 85-расм орқали кўрсатиш мумкин.

Энди ботиқ ва қабарик кўзгуда ўлчамга эга бўлган буюмлар тасвирини яшашга доир мисолларни кўриб чиқамиз. 86-расмда  $AB$  буюм иккиланган фокус масофадан орқада турган ҳол учун унинг  $A'B'$  тасвирини яшаш кўрсатилган. Бу ҳолда  $A'B'$  тасвир ҳақиқий, кичиклашган ва тўнкарилган бўлади. 87-расм  $|a| < |f|$  бўлган ҳолга тааллуқлидир.  $A'B'$  тасвир ботиқ кўзгуда мавҳум, катталашган ва тўғри бўлади. 88-расмда  $a > 2f$  бўлган ҳол учун қабарик кўзгуда тасвир яшаш кўрсатилган.  $AB$  буюм мавҳум, унинг  $A'B'$  тасвири ҳам шунингдек мавҳум, кичиклашган ва тўнкарилган. (Мавҳум буюмни  $S$  кўзгу олиб қўйилганда  $AB$  текисликда буюмнинг ҳақиқий тас-



88- расм.



89- расм.

вирини берувчи бошқа оптикавий система ёрдамида ҳосил қилиш мумкин.) Ниҳоят 89- расмда  $AB$  ҳақиқий буюмнинг қабариқ кўзгудаги маъхум тасвири ясалганки, бунда маъхум тасвир кўзгудан  $f$  дан кичик, лекин  $\frac{f}{2}$  дан катта бўлган узоқликда ҳосил бўлган.

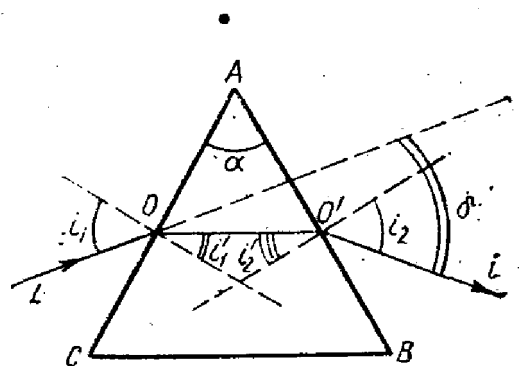
Барча тасвирларни яшаш усулининг мазмуни шундан иборатки, бунда буюмнинг (ҳақиқий ёки маъхум) ҳар бир нуқтасидан иккита нур ўтказилиб, улардан бири кўзгунинг эгрилик марказидан, иккинчиси эса фокусдан ўтади.

## 29- §. Ёруғликнинг ясси сиртларда синиши. Призмалар

27- § да ёруғлик нурларининг турли синдириш кўрсаткичли икки муҳит чегарасига тушишганда синиши ҳақидаги масала кўриб ўтилган эди. Гюйгенс принципи асосида синиш қонуни аниқланган эди:

$$\frac{\sin i}{\sin i'} = \frac{n_2}{n_1} = n. \quad (29.1)$$

Бу ерда биз синиш қонунини ёруғликнинг уч ёқли оптикавий призмадан ўтиши учун қўлланишини кўриб чиқамиз (90- расм).  $LB'$  нур призманинг  $AC$  ёғига шундай тушаётганида, бунда у призманинг  $ABC$  кесим текислигида синади. Сўнгра у иккинчи марта призманинг  $AB$  ёғида синади ва призмадан икки марта синиб ўтиб, бошланғич йўналишидан  $\delta$  бурчакка оғади. Бу бурчак катталиги  $i_1$



90- расм.

тушиш бурчаги,  $i_2$  синиш бурчаги ва призма кесими учигаги  $\alpha$  бурчак (призманинг синдириш бурчаги), билан

$$\delta = i_1 + i_2 - \alpha \quad (29.2)$$

муносабат орқали боғланган. Нурларнинг призмадан симметрик ўтишида,  $L$  нур призманинг иккала томонидан унинг  $A$  учига нисбатан тенг кесмалар кесганда  $\delta$  бурчак энг кичик қийматга эга бўлади,  $i_1$  ва  $i_2$  бурчаклар ўзаро тенг, яъни  $i_1 = i_2 = i$  бўлади. Бундай ҳолда (29.2) дан

$$\sin i = \sin \frac{\delta + \alpha}{2} \quad (29.3)$$

ни ҳосил қиламиз. Синиш қонунига асосан  $\sin i = n \sin i'$ , бу ерда  $i' = i'_1 = i'_2$ . Демак,

$$n \sin i' = \sin \frac{\delta + \alpha}{2}. \quad (29.3')$$

Лекин 90-расмдан кўринишича,  $i' = \frac{\alpha}{2}$ .

У ҳолда (29.3') муносабат

$$n \sin \frac{\alpha}{2} = \sin \frac{\delta + \alpha}{2} \quad (29.4)$$

кўринишга келади. (29.4) шартни қаноатлантирувчи энг кичик  $\delta$  оғиш бурчагида призма ундан ўтаётган ёруғлик дасталарини жуда кам бузади, яъни бу ҳолда оптикавий тасвир энг кичик хатоликка (абберацияга) эга бўлади.

Агар  $\alpha$  кичик бўлса, у ҳолда  $\delta$  ҳам кичик бўлади. Шунинг учун синусларни бурчаклар билан алмаштириш мумкин. Бунда

$$\delta = (n - 1) \alpha \quad (29.4')$$

ҳосил бўлади. Бундай призма *пона* (клин) деб ном олган.

Призмалар спектрал асбобларда мураккаб спектрал таркибдаги ёруғликни оддий монохроматик дасталарга ажратиш учун кенг қўлланилади. Бунда призма спектрал асбобда шундай ўрнатиладики, текшириляётган спектрнинг ўрта қисми энг кичик оғиш бурчаги остида, спектрнинг бошқа қисмлари эса унга яқин бурчак остида ўтиши керак.

Ёруғликнинг призмада спектрга ажралиши  $n$  синдириш кўрсаткичининг ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқлигидан келиб чиқади. Шу туфайли  $n$  га боғлиқ бўлган  $\delta$  бурчак (29.4 формулага қ.) тўлқин узунлигининг функцияси ҳисобланади, яъни *призмада ёруғлик дисперсияси* кузатилади. У миқдор жиҳатдан  $\frac{d\delta}{d\lambda}$  ҳосила билан ўлчанади. (29.4) формула  $\frac{d\delta}{d\lambda}$  катталикини аниқлаш имконини беради. (29.4) ифодани  $\lambda$  тўлқин узунлиги бўйича дифференциаллаб олинган натижалар устида алмаштиришлар бажарамиз. У ҳолда

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (29.5)$$

га эга бўламиз.  $\frac{d\delta}{d\lambda}$  ҳосила *призманинг бурчак дисперсиясини* ифода қилади,  $\frac{dn}{d\lambda}$  ҳосила *призма моддасининг дисперсияси* деб аталади.

Кўпчилик ҳолларда призмани  $\alpha = 60^\circ$  ли қилиб тайёрлайдилар. Бунда (29.5) ифодани қуйидаги кўринишда қайта ёзиш мумкин:

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{1}{B} \cdot \frac{dn}{d\lambda}, \quad (29.6)$$

бу ерда

$$B = \sqrt{1 - \frac{n^2}{4}} \quad (29.7)$$

Оптикавий шишалар учун  $n$  синдириш кўрсаткичининг тўлқин узунлигига боғлиқлиги уларни ишлаб чиқарган заводлар томонидан жадвал шаклида берилади. Амалда бурчак дисперсияси чекли айирмалар

$$\delta_2 - \delta_1 = \frac{1}{B} \cdot \frac{dn}{d\lambda} (\lambda_2 - \lambda_1), \quad (29.8)$$

шаклида ифодаланади (29.8) нинг иккала томонини спектрал аппарат (спектрограф) фотокамераси объективининг фокус масофасига кўпайтириб, *спектрографнинг чизиқли дисперсияси* учун ифода ҳосил қиламиз. У спектрдаги икки нуқта (чизиқ) орасидаги масофанинг тўлқин узунлигига боғлиқлигини беради.  $f d\delta = dl$  деб белгилаб, чизиқли дисперсия учун

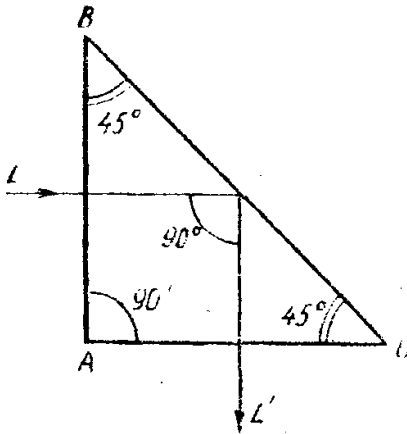
$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{f}{B} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (29.9)$$

га эга бўламиз, бу ерда  $l$  — спектр бўйлаб масофани билдиради. Мос равишда чизиқли дисперсия чекли айирмалар орқали

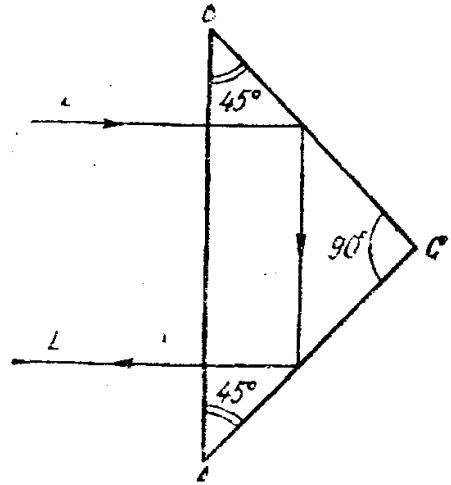
$$l_2 - l_1 = \frac{f}{B} \cdot \frac{dn}{d\lambda} (\lambda_2 - \lambda_1) \quad (29.10)$$

кўринишда берилиши мумкин. (29.10) формула асосида амалда бевосита миқдорий ўлчашлар ўтказиш мумкин. Одатда синдириш кўрсаткичи ва модда дисперсияси, яъни  $\frac{dn}{d\lambda}$  ва  $n$  тўлқин узунлигининг ортиши билан жуда тез камаяди. Бу ҳол призмали асбобларнинг спектрнинг турли қисмларига нисбатан текис бўлмаган дисперсияланишига олиб келади. Спектрнинг узун тўлқинли қисми кучли сиқилган, қисқа тўлқин қисми эса анча ёйилган бўлади.

Нурларни  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  ва бошқа бурчакларга буриш учун мўлжалланган призмалар айниқса кенг тарқалган. Бунда тўлиқ ички қай-



91- расм.



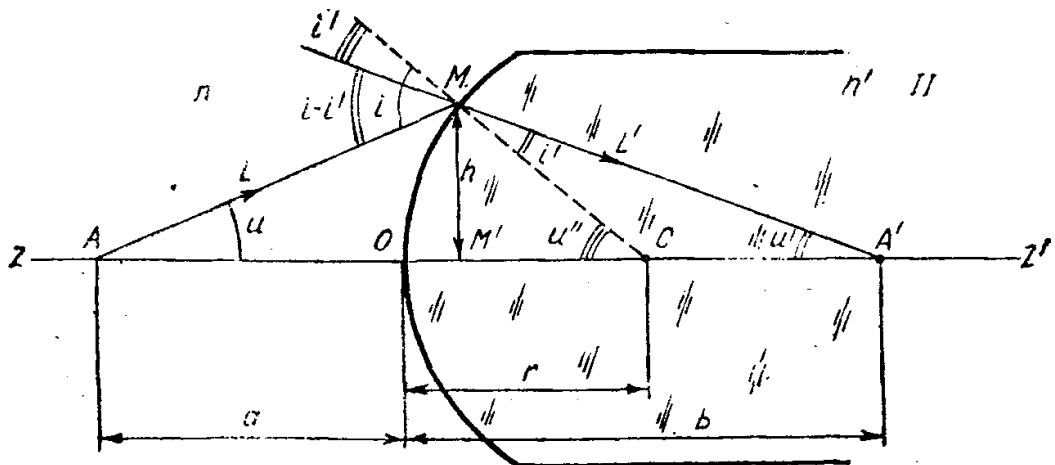
92- расм.

тиш ҳодисасидан фойдаланилади. 91- расмда нурни  $90^\circ$  га, 92- расмда эса нурни  $180^\circ$  га буриб берувчи призмалардаги нур йўли келтирилган. Бундай призмалар кўзгулар ўрнида ишлатилади. Бурувчи призмалар бинокль, перископ, спектрал аппаратлар ва ҳ. к. лар каби турли-туман оптикавий асбобларда кенг қўлланади.

### 30- §. Ёруғликнинг сферик сиртларда синиши

Ёруғлик синдирувчи сферик сиртлар оптикавий шишаларни чегараловчи сиртларнинг энг муҳим турини ифодалайди. Бу сиртларда ёруғликнинг синиши оптикавий системаларда тасвир ясашга олиб келувчи асосий ҳодисалардан ҳисобланади.

93- расмда  $n$  ва  $n'$  синдириш кўрсаткичли иккита  $I$  ва  $II$  муҳитни ажратиб турувчи  $S$  сферик сиртда ёруғлик синиши тасвирланган.  $A$  нуқта ёруғлик манбаи (буюм) вазифасини ўтайди;  $A'$  — унинг



93- расм.

тасвири;  $r$  — сирт  $S$  нинг эгрилик радиуси;  $C$  — эгрилик маркази;  $ZZ'$  — оптикавий ўқ;  $O$  нуқта  $S$  сиртнинг учи,  $a$  ва  $b$  — буюм ва унинг тасвирининг  $O$  нуқтадан узоқлиги.  $L$  нур йўлини кўриб чиқайлик: бу нур  $A$  манбадан ўққа нисбатан  $u$  бурчак остида чиқиб  $S$  сирт билан  $M$  нуқтада учрашади ва синиб, иккинчи муҳитда  $A'$  нуқтага ўққа нисбатан  $u'$  бурчак остида боради.  $MC$  радиус  $Z$  ўқида  $u''$  бурчак остида оғган. Кўзгуларда қабул қилинганидек санок боши қилиб  $S$  сиртнинг  $O$  учини оламиз. Бу учдан ўнгга ва  $ZZ'$  ўқдан юқорига бўлган йўналишларни мусбат деб, мос ҳолда чапга ва пастга бўлган йўналишларни манфий деб қабул қиламиз. Ҳодисани параксиал оптика учун, яъни  $h$  масофалар  $r$  радиусга нисбатан кичик,  $u$ ,  $u'$ ,  $u''$  бурчаклар эса бирдан (радиандан) кичик бўлган ҳол учун қараб чиқамиз.

93- расмдан

$$\begin{aligned} i - i' &= u + u', \\ i &= u + u'' \end{aligned} \quad (30.1)$$

га эга бўламиз. Сениш қонунига асосан бурчакларнинг кичиклигини ҳисобга олган ҳолда

$$i = n^0 i', \quad (30.2)$$

ни ёзишимиз мумкин, бу ерда

$$n^0 = \frac{n'}{n}, \quad (30.3)$$

$n'$  — нисбий синдириш кўрсаткич. (30.2) даги  $n^0$  ни  $n'$  ва  $n$  билан алмаштириб-

$$i = \frac{n'}{n} i' \quad (30.3')$$

ни оламиз. (30.1) нинг биринчи тенгламасини  $n^0$  га, иккинчисини —  $(n^0 - 1)$  га кўпайтириб ва (30.2) формула бўйича  $i$  ни  $i'$  га алмаштириб

$$\left. \begin{aligned} (n^0 - 1) n^0 i' &= n^0 u + n^0 u', \\ (n^0 - 1) n^0 i' &= n^0 u - u + n^0 u'' - u'' \end{aligned} \right\} \quad (30.4)$$

га эга бўламиз. (30.4) даги иккинчи тенгликни биринчи тенгликдан айирамиз. Натижада

$$u + n^0 u' - (n^0 - 1) u'' = 0 \quad (30.5)$$

ни ҳосил қиламиз.

93- расмдан ишоралар қондасига асосланиб ва  $u$ ,  $u'$  ва  $u''$  бурчакларнинг кичиклигини назарда тутиб

$$u = -\frac{h}{a}, \quad u' = \frac{h}{b}, \quad u'' = \frac{h}{r} \quad (30.6)$$

ларни топамиз. Бурчакларнинг бу қийматларини (30.5) га қўйиб, қўйидагини оламиз:

$$\frac{n^0 - 1}{r} + \frac{1}{a} - \frac{n^0}{b} = 0. \quad (30.7)$$

Агар (30.7) даги  $n^0$  ни (30.3) формула бўйича  $n$  ва  $n'$  билан алмаштираш,

$$\frac{n' - n}{r} + \frac{n}{a} - \frac{n'}{b} = 0 \quad (30.8)$$

ни ҳосил қиламиз.

Биз сферик сиртларда синиш учун ўринли бўлган асосий муносабатга эга бўлдик. Бу *нолинчи нур тенгламаси* деб аталади. Нолинчи нур тенгламасини, шунингдек

$$n \left( \frac{1}{a} - \frac{1}{r} \right) = n' \left( \frac{1}{b} - \frac{1}{r} \right) \quad (30.9)$$

кўринишда қайта ёзиш мумкин. (30.9) тенгламадаги ўнг ва чап томондаги ифодалар Аббенинг нолинчи инвариантини ифодалайди.

(30.8) тенгламадан сферик синдирувчи сиртлар фокусларининг ўрнини топиш қийин эмас.

Агар ёруғлик нурлари  $S$  сиртга параллел даста ( $L \parallel ZZ'$ ) ҳолида тушса,  $a = -\infty$  бўлади.  $b = f'$  катталиқ *орқа фокус масофаси* деб аталади. Унинг учун (30.8) дан

$$f' = \frac{n'r}{n' - n} \quad (30.10)$$

ни ҳосил қиламиз. Агар, аксинча,  $b = \infty$  бўлса,  $a = f$  бўлади, бу ерда  $f$  — *олд фокус масофаси*. Унинг учун (30.8) дан

$$f = -\frac{nr}{n' - n} \quad (30.11)$$

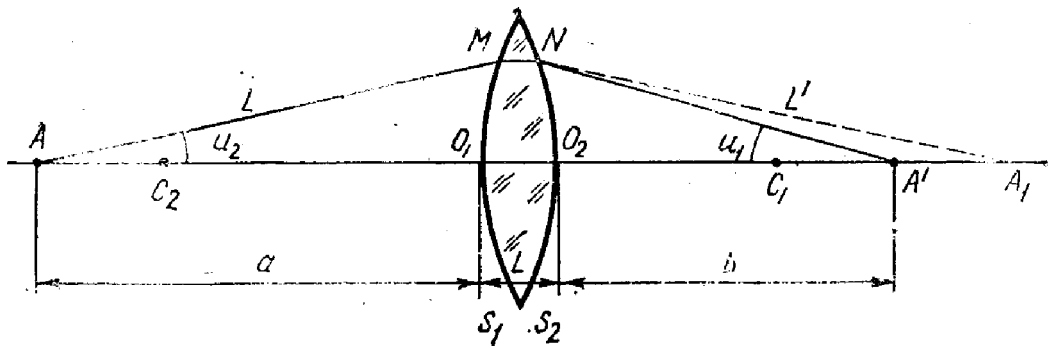
формула келиб чиқади. (30.10) ни  $n$  га, (30.11) ни эса  $n'$  га кўпайтириб туриб қўшсак

$$nf' + n'f = 0 \quad (30.12)$$

ни оламиз. Агар фокуслардан бирининг ўрни маълум бўлса, бу муносабатдан фойдаланиб иккинчисининг ўрнини топиш мумкин. (30.12) тенгламани синдирувчи сиртлар кўп бўлган ҳолга умумлаштириш мумкин. Бу параграфда топилган миқдорий муносабатлар оптикавий системаларнинг энг асосий элементлари — линзаларни, яъни учлари бир тўғри чизиқда ётган иккита сферик сирт билан чегараланган шаффоф жисмларни кўриб ўтишга имкон беради.

### 31-§. Линзалар. Линзалар ёрдамида буюмларнинг тасвирини олиш

Оптикавий линзалар учлари оптикавий ўқ деб аталувчи битта ўқда ётувчи иккита сферик (ёки асферик) сирт билан чегараланган шаффоф модда (шиша, шаффоф кристаллар, пластмассалар ва ҳ. к. лар) дан ясалган жисмлардан иборат бўлади. 94- расмда эгрилик радиуслари ва эгрилик марказлари мос равишда  $r_1$ ,  $C_1$  ва  $r_2$ ,  $C_2$  бўлган  $S_1$  ва  $S_2$  сферик сиртлар билан чегараланган линзадаги нур йўли



94- расм.

кўрсатилган. Линза  $n$  синдириш кўрсаткичли шаффоф материалдан тайёрланган ва  $n_0 = 1$  синдириш кўрсаткичли муҳитда турибди, деб фараз қилайлик. Оптикавий ўқда ётувчи  $A$  манбадан чиқаётган  $L$  ёруғлик нури биринчи  $S_1$  сиртнинг  $M$  нуқтасига тушади, унда синади ва сўнгра  $MA_1$  йўналиш бўйича кетади (расмда пунктир билан кўрсатилган  $L'$  нур).  $A_1$  нуқта, шундай қилиб,  $A$  нуқтанинг нурнинг биринчи  $S_1$  сиртда сингандан кейинги тасвири ҳисобланади.

$S_2$  сиртнинг  $N$  нуқтасида сингандан кейин нур  $NA'$  йўналишда кетади.  $A'$  нуқта  $A$  нуқтанинг линзадан бутунлай ўтгандан кейинги тасвири ҳисобланади.

Қуйидаги:  $AO_1 = a$ ,  $A'O_2 = b$ ,  $O_1O_2 = l$ ,  $A_1O_1 = b_1$  белгилашларни киритайлик.

Аббенинг нолинчи инварианти (30.9 га қ.)  $S_1$  сирт учун

$$Q_1 = \frac{1}{r_1} - \frac{1}{a} = n \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{b_1} \right) \quad (31.1)$$

кўринишда ёзилиши мумкин. Иккинчи сирт учун Аббенинг инварианти

$$Q_2 = \frac{1}{r_2} - \frac{1}{b} = n \left( \frac{1}{r_2} - \frac{1}{b_1 - l} \right) \quad (31.2)$$

га тенг бўлади, бу ерда  $b_1 - l = A_1$  нуқтадан  $S_2$  сиртнинг  $O_2$  нуқтасигача бўлган масофа. (31.1) дан (31.2) ни айириб

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} + \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} = n \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) - n \left( \frac{1}{b_1} - \frac{1}{b_1 - l} \right) \quad (31.3)$$

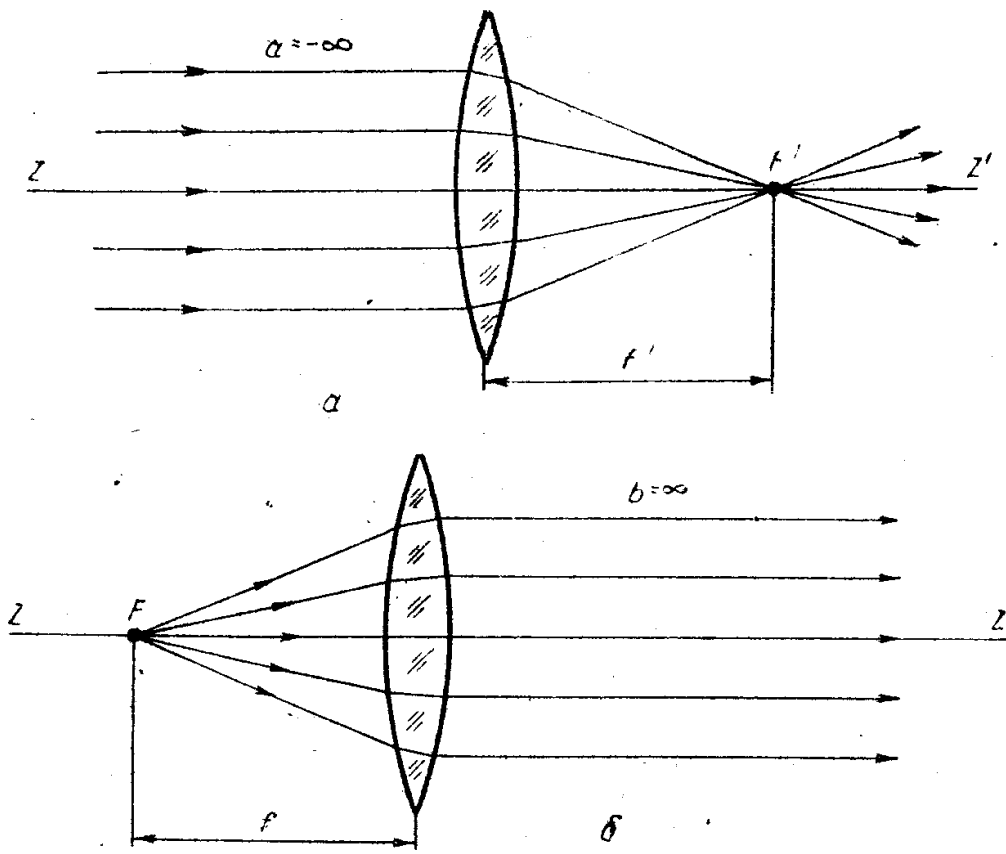
ни ҳосил қиламиз.  $l \ll b_1$  деб ҳисоблаймиз. Бу юпқа линзалар учун ўринли. У ҳолда  $l$  га нисбатан  $b_1$  ни эътиборга олмасак ҳам бўлади. Бу ҳолда ўнг томондаги иккинчи ҳад нолга тенг бўлади ва (31.3) тенглик

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (31.3')$$

кўринишга келади. (31.3') ифода юпқа линза формуласини ифода қилади.







95- расм.

Агар  $a = -\infty$  бўлса, яъни нурлар линзага параллел даста бўлиб тушса (95-а расм), у ҳолда улар фокусда йиғиладилар ( $b = f'$ ).  $f'$  катталиқ линзанинг *иккинчи ёки орқа фокусининг ўрни*ни аниқлаб беради, яъни

$$\frac{1}{f'} = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (31.4)$$

Агар  $r_1 > 0$  (94-расм),  $r_2 < 0$  бўлса, унда  $f' > 0$  бўлади, яъни орқа фокус линзадан (икки ёқлама қабариқ линзадан) ўнг томонда ётади. Агар  $b = \infty$  бўлса, яъни тасвир чексизликда турса ва, демак, нурлар линзадан параллел даста бўлиб чиқса (95-б расм), у ҳолда  $a = f$  линзанинг *биринчи ёки олд фокусининг ўрни*ни аниқлаб беради:

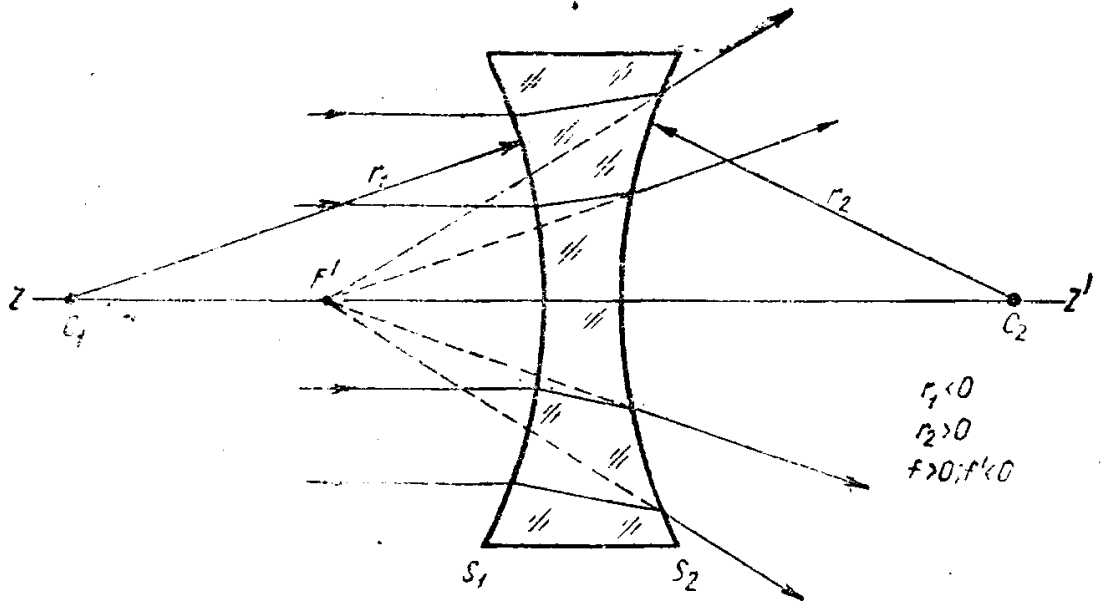
$$\frac{1}{f} = -(n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (31.5)$$

Икки ёқлама қабариқ линза учун  $r_1 > 0$ ,  $r_2 < 0$  ва, демак,  $f < 0$  бўлади, яъни линзанинг биринчи фокуси ундан чап томонда ётади.

(31.4) ни ҳисобга олиб (30.3') линза тенгламасини

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f'} \quad (31.6)$$

кўринишда ёзиш мумкин.



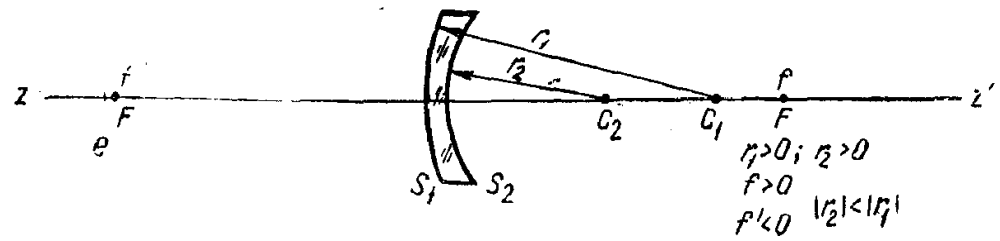
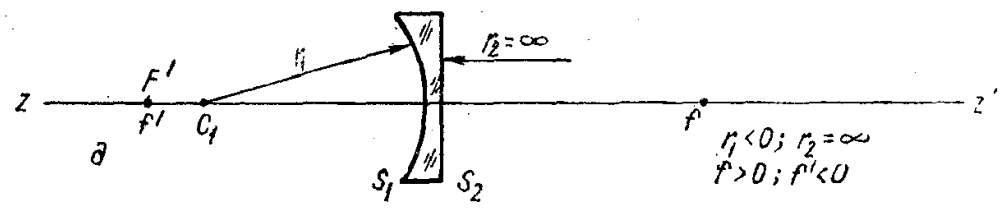
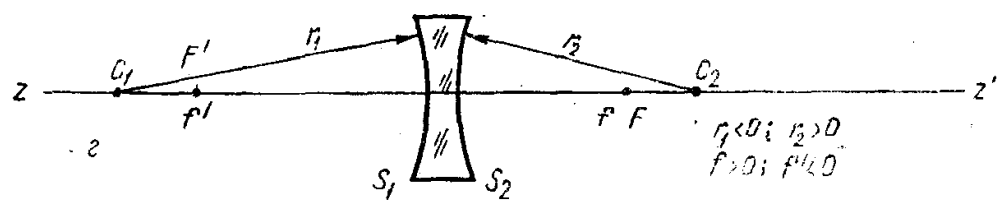
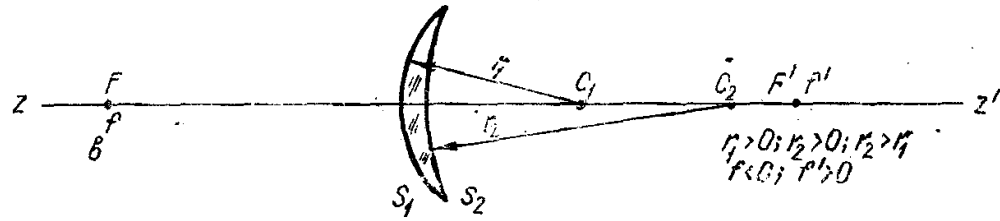
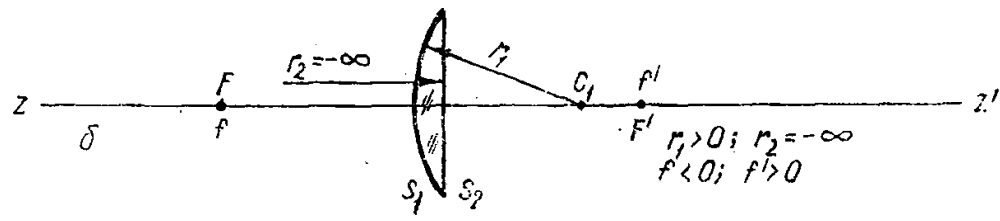
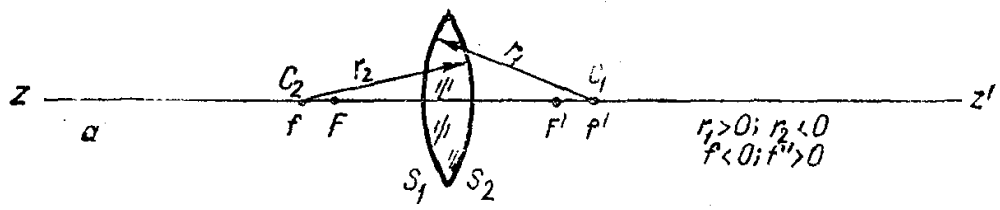
96- расм,

Энди турли линзаларнинг хоссаларини кўриб ўтамиз. Линзалар «йиғувчи» ва «сочувчи» бўлади. Булардан биринчиси нуқтавий манбадан чиққан нурларни нуқтага тўплаш қобилиятига эга, иккинчиси эса бундай қобилиятга эга эмас.

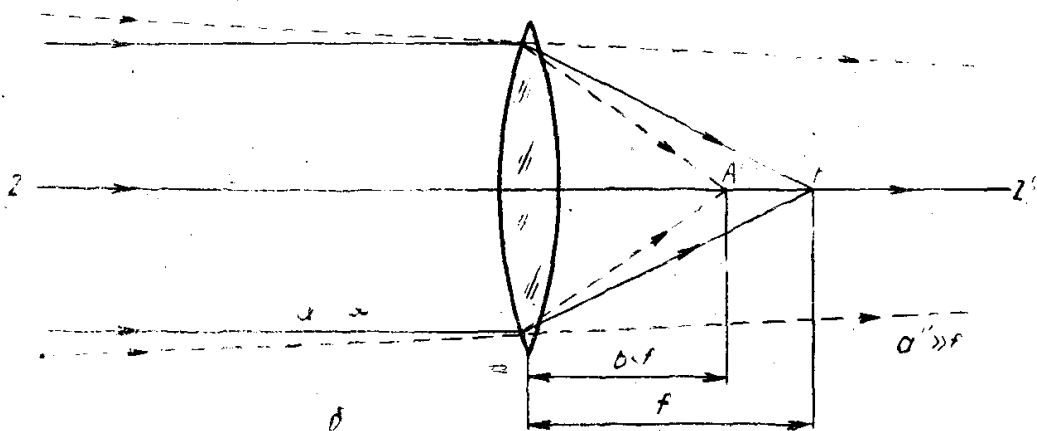
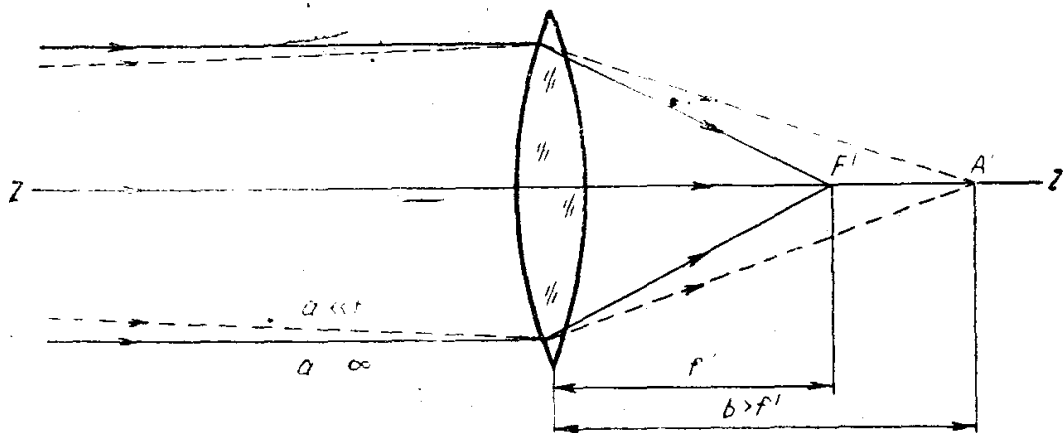
Икки ёқлама қабарик линза (94-расм) типик «йиғувчи» линза ҳисобланади; унинг учун  $r_1 > 0$ ,  $r_2 < 0$  ва, демак,  $f < 0$ ,  $f' > 0$  бўлади. Икки ёқлама ботик линза эса типик «сочувчи» линза ҳисобланади (96- расм). Унинг учун  $r_2 > 0$ ,  $r_1 < 0$ . Бинобарин  $f' < 0$ ,  $f > 0$  бўлади.

97- а, б, в, г, д, е расмда турли типдаги: а) икки ёқлама қабарик; б) ясси-қабарик; в) қабарик-ботик; г) икки ёқлама ботик; д) ясси-ботик; е) ботик-қабарик йиғувчи ва сочувчи линзалар кўрсатилган. Тегишли расмлар олдида линзаларнинг характеристикалари: эгрлик радиуси ва фокуси кўрсатилган. Йиғувчи линзаларга а, б, в, тип линзалар, сочувчи линзаларга г, д, е тип линзалар киради. Йиғувчи линзаларда, линзанинг ўртаси четларига нисбатан қалин, сочувчи линзаларда эса четлари ўрталарига нисбатан қалин.

(31.6) формуладан фойдаланиб, унга асосланган ҳолда тасвир ясаётганда ёруғлик нурларининг линзага кириши танланган санок системасида доим линзанинг чап томонидан бўлишлигини назарда тутиш лозим. Бу ҳамма ҳақиқий манбалар тасвир яшашда албатта линзанинг чап ярмидаги фазога жойлашган бўлишлари керак деган маънони англатади. Агар манба (буюм) линзанинг ўнг ярмидаги фазода бўлса, бу манба мавҳум деган маънони англатади. Ҳақиқий тасвирлар ўз навбатида линзадан ўнг томондаги фазода, мавҳум тасвирлар эса чап томондаги фазода ҳосил бўлади. Йиғувчи линзаларнинг иккала фокуси ҳақиқий, сочувчи линзаларда иккала фокус ҳам мавҳум бўлади. Фокуслардаги тасвирлар ҳақидаги масалани батафсилроқ кўриб ўтайлик. Бунинг учун (31.6) тенгламага мурожа-



97- расм,

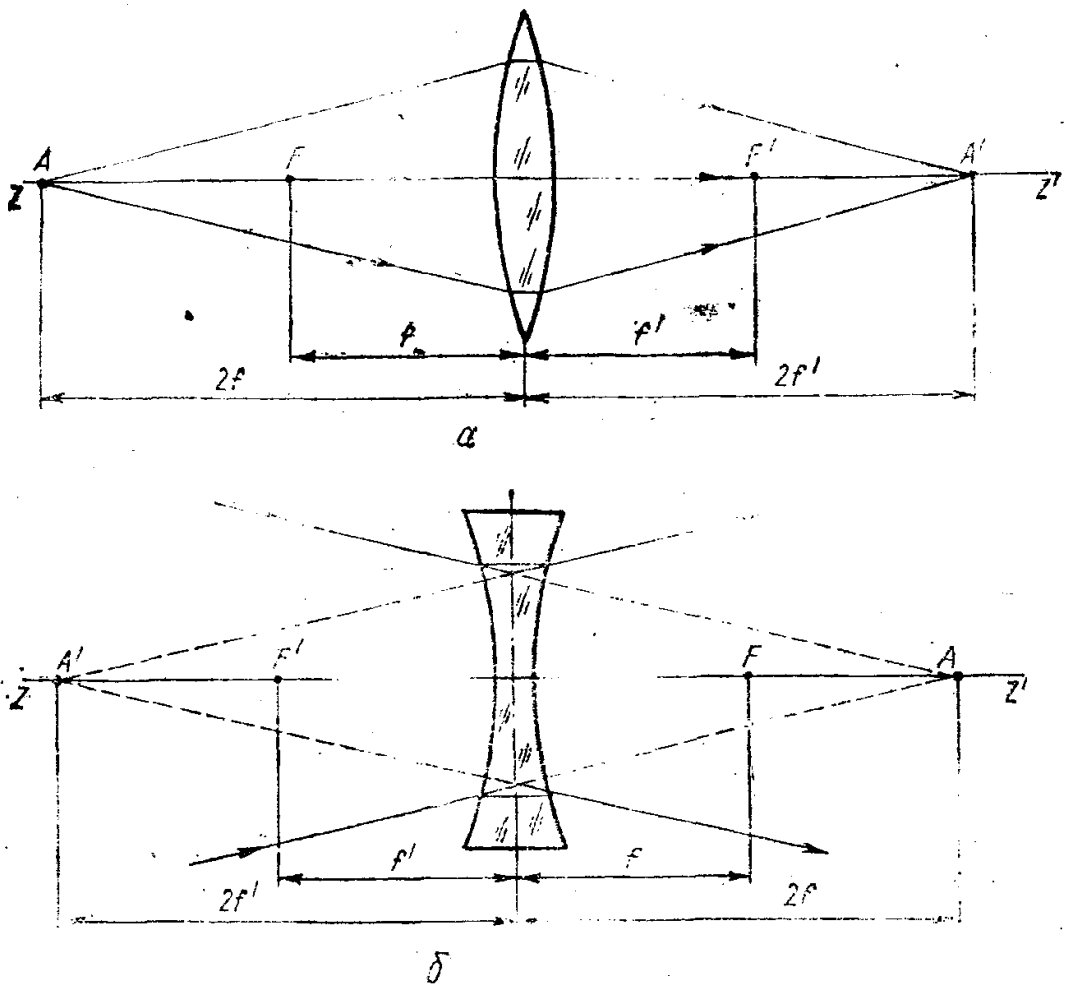


98- расм.

ат қиламиз. Ундан, агар  $a = -\infty$  бўлса, у ҳолда  $b = f'$  ва агар  $a = f$  бўлса, у ҳолда  $b = \infty$  эканлиги, яъни  $a = f$  бўлганда буюмнинг тасвири чексизликка кетиши келиб чиқади.

(31.6) дан  $b = f$  тасвир  $a = \infty$  учун ҳам  $a = -\infty$  учун ҳам бирдай ҳосил бўлиши келиб чиқади. Айтилган фикр 98- расм, а, б ларда тасвирланган. Унда  $A$  манба чексизликка кетишининг икки усули кўрсатилган. Биринчи ҳолда (98- а расм)  $A$  манба расмнинг чап томонида жуда узоқда жойлашганки, унинг линзадан  $a'$  узоқлиги  $f$  дан жуда кичик бўлади:  $a' \ll f$ . Манбадан келаётган нурларнинг йўли пунктир чизиқлар билан кўрсатилган. Нурлар линзадан ўтгайдан сўнг  $A'$  нуқтада учрашади, бунда  $b > f'$  бўлади. Агар  $A$  борган сари манфий томонга қараб узоқлашиб кетса, у ҳолда  $a'$  катталик  $-\infty$  га интилади,  $A'$  тасвир эса  $F'$  га ўнг томонидан яқинлаша боради ва  $a' = -\infty$  бўлганда  $A'$  тасвир  $F'$  билан устма-уст тушади.

Иккинчи ҳолда (98- б расм)  $A$  манба (энди у мавҳум) линзанинг ўнг томонида жуда катта  $a'' \gg f'$  масофада туради.  $A'$  тасвир линзага  $F'$  га нисбатан ҳам яқинроқ ерда ҳосил бўлади, яъни  $b < f'$  бўлади.  $A$  мусбат томонга борган сари узоқлашиб борса, у вақтда  $a''$  катталик  $\infty$  га интилади, унинг  $A''$  тасвири эса  $F'$  га чап томондан яқин-



99- расм.

лаша боради. Ниҳоят,  $a'' = \infty$  бўлганда  $A''$  тасвир  $F'$  билан устма-уст тушади. Шундай қилиб,  $F'$  тасвирга бирданига иккита буюм тегишли бўлади: биринчиси  $A$  ҳақиқий буюм, у линзадан чап томонда  $a' = -\infty$  масофада, иккинчиси — мавҳум буюм, у  $a'' = \infty$  масофада туради. Аксинча мулоҳаза юритилганда, яъни буюмни  $F$  фокусга жойлаштирганда унга иккита: биттаси ҳақиқий  $b' = \infty$  масофада, иккинчиси мавҳум  $b'' = -\infty$  масофада турадиган тасвир тегишли бўлишини кўрсатади. Бундай мулоҳазани сочувчи линзаларга ҳам қўллаш мумкин.

Энди тасвир ҳосил қилишнинг бошқа ҳолларини текшираимиз. Буюм линзадан  $a = 2f = -2f'$  иккиланган фокус масофада турган бўлсин. Бу ҳолда линзанинг (31.6) формуласидан  $b = 2f'$  га эга бўламиз, яъни тасвир линзадан, шунингдек, иккиланган фокус масофада турган бўлади. У йиғувчи линза учун ундан ўнг томонда (99- а расм), сочувчи учун эса чапда (99- б расм) туради. Йиғувчи линзада буюм ва тасвир ҳақиқий, сочувчи линзада эса мавҳум бўлишини эса тутиш лозим.

Кейинги тасвир ҳосил қилишларни жуда қисқа ҳолда кўриб кетиш учун буюмнинг линзадан узоқлигини фокус масофанинг бўлақларида, яъни  $a = pf = -pf'$  деб оламиз, бу ерда  $p$  катталиқ ис-талган мусбат ёки манфий қийматни қабул қила олади. У вақтда бу қийматларни (31.6) формулага қўйиб:

$$\frac{1}{b} + \frac{1}{pf'} = \frac{1}{f'}$$

га эга бўламиз, бундан:

$$b = \frac{f}{1 - \frac{1}{p}} \quad (31.7)$$

ни ҳосил қиламиз. Йиғувчи линза учун буюм ундан чап томонда турганда,  $p$  катталиқ  $0, +\infty$  интервалда ўзгаради; Буюм линзадан ўнг томонда турганда (мавҳум буюм)  $p$  катталиқ  $0, -\infty$  интервалда ётади. Сочувчи линза учун тескари муносабат ўринли бўлади.

Линзада ясаладиган тасвирнинг қуйидаги ҳолларини кўриб ўтамиз:

$$p = \infty, p = 1, p = \frac{1}{2}, p = 0, p = 2, p > 2, p = -1, p = -2, \\ p = -\infty.$$

$p$  нинг бу қийматларини (31.7) формулага қўйиб:

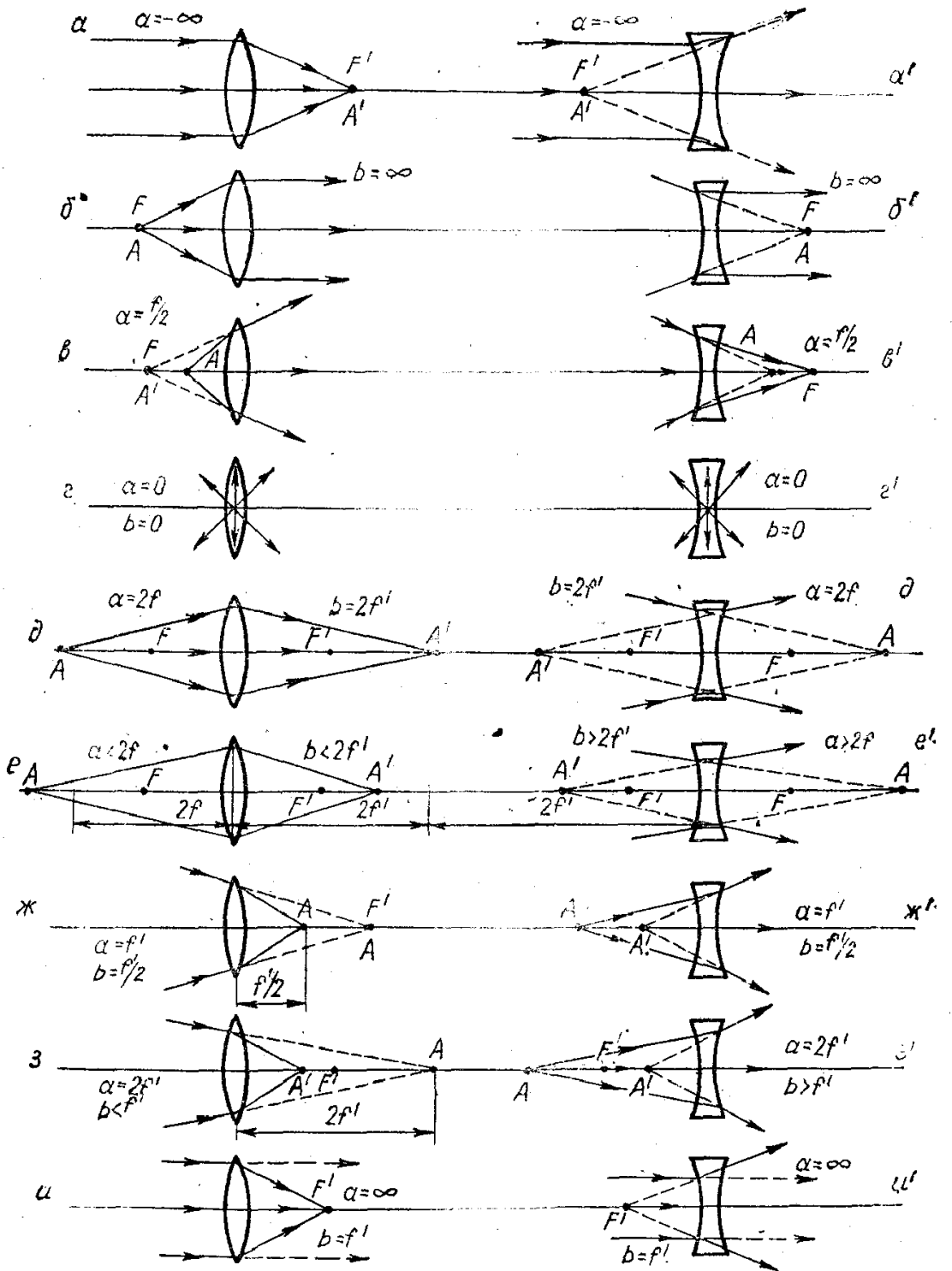
- |                               |                                   |
|-------------------------------|-----------------------------------|
| 1) $a = -\infty, b = f'$ ;    | 6) $a < 2f, b < 2f'$ ;            |
| 2) $a = f, b = \infty$        | 7) $a = f', b = \frac{f'}{2}$ ;   |
| 3) $a = \frac{f}{2}, b = f$ ; | 8) $a = 2f', b = \frac{2}{3}f'$ ; |
| 4) $a = 0, b = 0$ ;           | 9) $a = \infty, b = f'$           |
| 5) $a = 2f, b = 2f'$ ;        |                                   |

эканини топамиз. Бу ҳамма ҳоллар 100,  $a, b, v, g, d, e, ж, з, и$ -расмда кўрсатилган. Ундан, агар йиғувчи линзада буюм ҳақиқий бўлса, сочувчи линзада у мавҳум ва аксинча бўлиши кўриниб туради. Айни шу фикрларни тасвирларга нисбатан ҳам айтиш мумкин.

Агар тасвир ўрнига буюм қўйилса, унинг тасвири буюмнинг аввалги ўрнида ҳосил бўлади, яъни улар ўрин алмашинади.

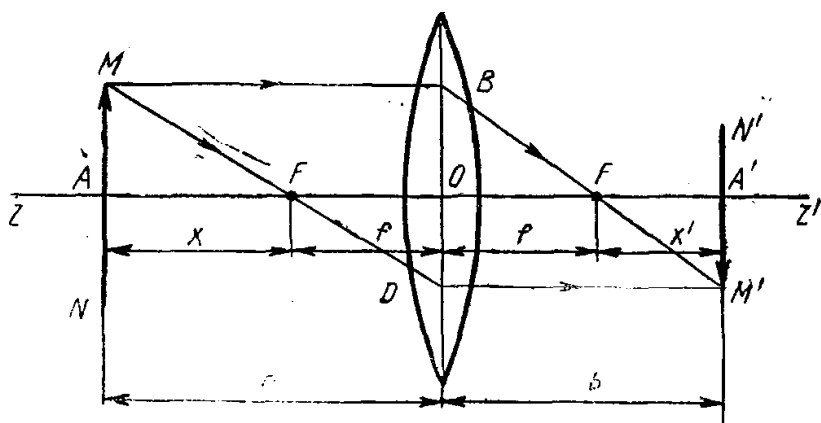
Турли хил илмий ва техникавий масалаларни ҳал этиш учун кўп ҳолларда йиғувчи ва сочувчи линзаларнинг комбинацияси ишлатилади. Улар мукаммалашган оптикавий системаларни юзага келтириш учун кенг имкониятлар яратиб беради.

Ниҳоят, нуқтавий бўлмаган, чекли ўлчамга эга бўлган буюмларнинг линзадаги тасвири қандай ҳосил қилинишини аниқлаймиз. Биз бунда яна параксиал оптика билан чегараланамиз. У вақтда оптикавий ўқдан ташқарида ётган буюмлар оптикавий ўққа перпендикуляр бўлган ва шу ўқдаги тасвир нуқтасидан ўтувчи текисликда тасвирланади.



100- расм.

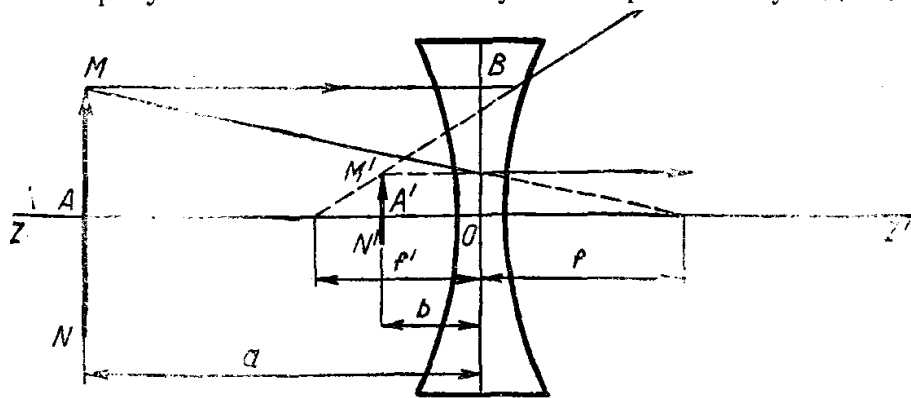




101- расм.

Агар  $a = -\infty$  бўлса, ўқдан ташқаридаги буюмлар фокал текисликда, яъни бош фокусдан ўтувчи оптикавий ўққа перпендикуляр бўлган текисликда тасвирланади.

Аввал буюмларнинг йиғувчи линзалардаги тасвирини кўриб ўтайлик (101- расм).  $MN$  буюм оптикавий ўққа перпендикуляр бўлган ва линзадан  $a$  масофада турган текисликка қўйилган,  $|a| > |2f|$ . Буюмнинг  $M'N'$  тасвири, шунингдек, оптикавий ўққа перпендикуляр бўлган ва линзадан  $b$  масофага узоқлашган текисликда ҳосил бўлади.  $a$  ва  $b$  масофалар ўзаро (31.6) линза тенгламаси билан боғланган. Линзани юпқа деб ҳисоблаганимиз учун уни  $B, O, D$  нуқталардан ўтувчи кесма билан алмаштириш мумкин. Исталган ўқдан ташқарида ётган нуқтанинг, масалан,  $M$  нуқтанинг тасвирини ясаш учун иккита нур — бири оптикавий ўққа параллел ( $MB$  нур), иккинчиси ( $MF$  нур) —  $F$  олд бош фокусдан ўтган нур олинади. Иккала нур  $M'$  нуқтада кесишади. Бунинг ўзи  $M$  нуқтанинг тасвири ҳисобланади. Бу усул билан  $MN$  буюмнинг исталган бошқа нуқтасининг ҳам тасвирини ясаш мумкинки, натижада,  $M'N'$  кесма унинг тасвири бўлади. Сочувчи линзада (мавҳум) тасвир ясаш 102- расмда кўрсатилган. Кўриб чиқилган икки мисолда биз тасвир кичик ўлчамларга эга бўлишини кўрдик, лекин агар буюм ва тасвирни ўринлари алмаштирилса, тесқари манзара ҳосил бўлади, яъни тасвир буюмга нисбатан катта ўлчамларга эга бўлади. Демак,



102- расм.

буюмларнинг тасвирини линзалар ёрдамида ясашда уларнинг катталашган ёки кичиклашган тасвирини олиш имкони мавжуд.

Тасвирнинг чизиқли ўлчамларини буюмнинг чизиқли ўлчамларига нисбати чизиқли катталаштириш деб аталади:

$$U = \frac{M'N'}{MN}. \quad (31.8)$$

$U$  катталикини 101-расмдан аниқлаш мумкин. Ҳақиқатан ҳам,  $AMF$  ва  $ODF$  ўхшаш учбурчаклардан

$$\frac{OD}{AM} = -\frac{f}{x}$$

келиб чиқади. Лекин  $OD = A'M'$ ,  $\frac{A'M'}{AM} = \frac{M'N'}{MN} = U$ .

Демак,

$$U = -\frac{f}{x} \quad (31.9)$$

ҳосил бўлади. Агар  $f'$  ва  $x'$  кесмалардан фойдаланилса,  $U$  учун

$$U = -\frac{x'}{f'} \quad (31.10)$$

деб ёзиш мумкин.  $x = a - f$ ,  $x' = b - f'$  бўлгани учун

$$U = -\frac{f}{a-f} = -\frac{b-f'}{f'}. \quad (31.11)$$

(31.9) ва (31.10) ифодалардан:

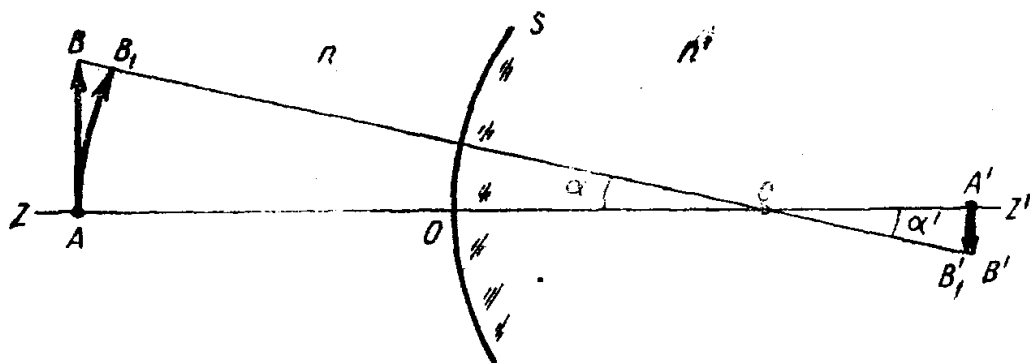
$$xx' = ff' \quad (31.12)$$

келиб чиқади. (31.12) тенглик Ньютон тенгламаси деб аталади.

### 32-§. Марказлашган оптикавий системалар

Бирор оптикавий асбобнинг оптикавий системаси деганда ясси, сферик ёки бошқа сиртлар билан чегараланган ва тасвирлар ҳосил қилиш учун мўлжалланган шаффоф муҳитлар тўплами тушунилади. Муҳим оптикавий системалар қаторига сферик синдирувчи сиртларнинг марказлашган системалари ҳам киради. Улар сферик сиртлар билан чегараланган шаффоф жисмлардан иборат бўлиб, сиртларнинг эгрилик учлари (чўққилари) ва марказлари системанинг оптикавий ўқи деб аталувчи битта тўғри чизиқда ётади.

Биз бу ерда сферик синдирувчи сиртларнинг марказлашган системасига тегишли баъзи асосий муносабат ва тушунчаларни кўриб чиқамиз. Бунинг учун 103-расмга мурожаат қиламиз. Бу ерда чекли ўлчамдаги  $AB$  буюмнинг  $n$  ва  $n'$  синдириш кўрсаткичли иккита муҳитни ажратиб турувчи  $S$  сферик синдирувчи сиртдаги тасвирланиши кўрсатилган. Тасвир ҳосил қилиш параксиал нурларда олиб борилади, яъни  $AB$  ва  $A'B'$  катталиклар  $S$  сиртнинг эгрилик



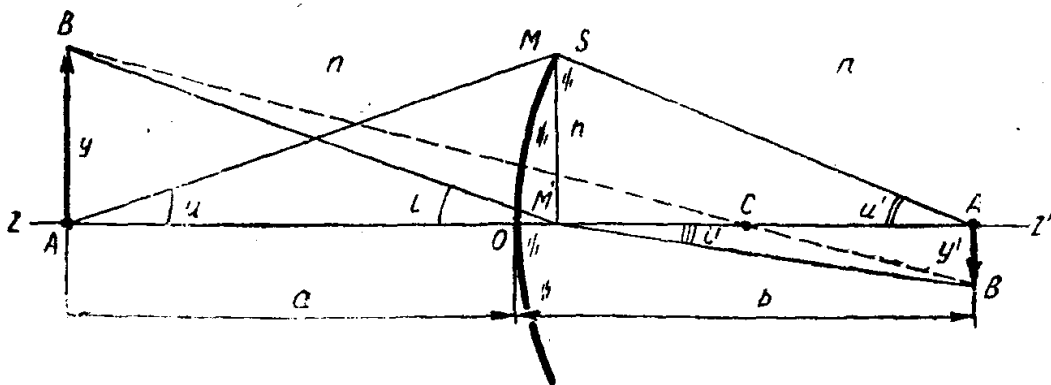
103- расм.

радиусига нисбатан кичик деб ҳисобланади. Оптикавий ўқда ётувчи  $A$  нуқтанинг тасвири ҳам оптикавий ўқнинг  $A'$  нуқтасида ётади. Агар оптикавий ўқни  $S$  синдирувчи сиртнинг  $C$  эгрилик маркази атрофида бурсак, у вақтда  $A$  нуқта  $B_1$  нуқтага,  $A'$  нуқта эса  $B'_1$  нуқтага ўтади. Лекин тасвир яшаш параксиал нурларда, яъни кичик  $\alpha$  ва  $\alpha'$  бурчакларда олиб борилаётгани учун  $AB_1$  ва  $A'B'_1$  ёйларни бу ёйларга  $A$  ва  $A'$  нуқталарда уринма бўлган  $AB$  ва  $A'B'$  кесмаларга алмаштириш мумкин. Бу кесмалар буюм ва тасвирни ифодалайди. Шундай қилиб, марказлашган оптикавий системада параксиал нурлар ёрдамида тасвир яшашда, оптикавий ўққа перпендикуляр бўлган кичик кесма, шунингдек, оптикавий ўққа перпендикуляр бўлган кичик кесмадан иборат тасвирга эга бўлади.

Бундай тасвир коллинеар тасвир деб аталади. У оддий, лекин шу билан бирга жуда муҳим бўлган муносабатларга бўйсунди. Бу муносабатлардан қатор натижалар келиб чиқади. 104- расмда  $AB$  буюмнинг  $A'B'$  тасвирини ҳосил қилувчи  $S$  сферик сиртдаги тасвирланиши кўрсатилган.  $i$  ва  $i'$  бурчаклар ўзаро синиш қонуни билан боғланган. Бурчаклар кичик бўлганлиги сабабли синиш қонуни бу ҳолда

$$\frac{i}{i'} = \frac{n'}{n} \quad (32.1)$$

кўринишда ёзилиши мумкин. Бу ерда  $n$  ва  $n'$  —  $S$  сиртнинг чап ва ўнг томонидаги муҳитларнинг синдириш кўрсаткичлари.  $i$  ва  $i'$



104- расм.

бурчакларнинг кичиклиги туфайли қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\left. \begin{aligned} y &= AB = ia, \\ y' &= A'B' = i'b. \end{aligned} \right\} \quad (32.2)$$

Синдирувчи сиртда оптикавий ўқдан  $h$  масофада ётувчи бирор ихтиёрий  $M$  нуқта учун қуйидаги муносабатлар ўринли бўлади (104-расм):

$$\operatorname{tg} u = \frac{h}{a}, \quad \operatorname{tg} u' = \frac{h}{b}, \quad (32.3)$$

бу ердан

$$a \operatorname{tg} u = b \operatorname{tg} u'. \quad (32.4)$$

Сўнгра 104-расмдан

$$a = \frac{y}{i}, \quad b = \frac{y'}{i'} \quad (32.5)$$

келиб чиқади.  $a$  ва  $b$  ларнинг бу қийматларини (32.4) га қўйиб,

$$\frac{y}{i} \operatorname{tg} u = \frac{y'}{i'} \operatorname{tg} u' \quad (32.6)$$

ни ҳосил қиламиз. Бундан

$$\frac{y}{y'} \frac{i'}{i} \frac{\operatorname{tg} u}{\operatorname{tg} u'} = 1 \quad (32.6')$$

келиб чиқади.  $\frac{i'}{i}$  муносабатни (32.1) формула бўйича алмаштирамиз, у вақтда (32.6') дан

$$ny \operatorname{tg} u = n' y' \operatorname{tg} u' \quad (32.7)$$

ҳосил бўлади. Параксиал оптика ҳақида гап бораётгани учун  $\operatorname{tg} u \approx u$ ,  $\operatorname{tg} u' \approx u'$  бўлади; шунинг учун (32.7) ни

$$nyu = n' y' u' \quad (32.7')$$

кўринишда қайта ёзиш мумкин. Бу формула Лагранж-Гельмгольд теоремасининг математик ифодасидир. Уни умумий кўринишда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$ny \operatorname{tg} u = \operatorname{const}, \quad (32.8)$$

ёки

$$nyu = \operatorname{const}. \quad (32.8')$$

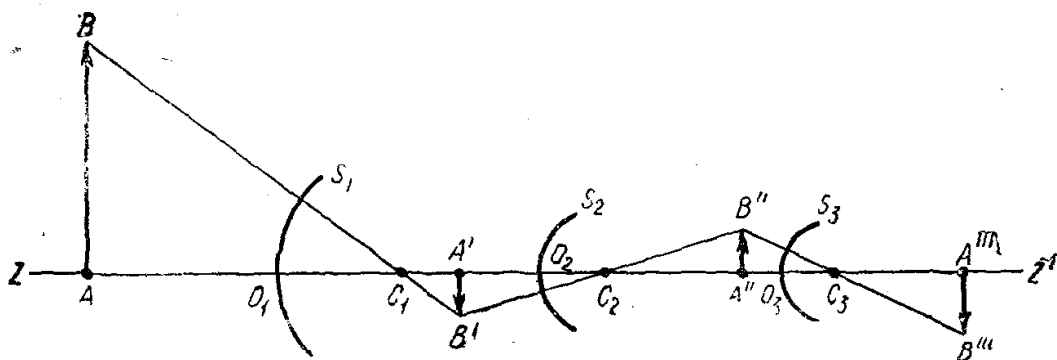
Бу ўзгармас коллинеар тасвирлашнинг *инвариантаси* деб аталади. (32.7) ифодадан оптикавий системанинг чизиқли катталаштириш учун қуйидаги формулани ёзишимиз мумкин:

$$U = \frac{y'}{y} = \frac{n \operatorname{tg} u}{n' \operatorname{tg} u'} \approx \frac{nu}{n' u'}. \quad (32.9)$$

Бизнинг ҳолда  $\frac{\operatorname{tg} u}{\operatorname{tg} u'} \approx \frac{b}{a}$  бўлганлиги туфайли  $U$  учун

$$U = \frac{n}{n'} \frac{b}{a} \quad (32.10)$$

ни оламиз.



105- расм.

Энди  $S_1, S_2, S_3, \dots$  марказлашган сферик синдирувчи сиртлардан ташкил топган системага ўтамиз (105- расм). Бундай системада  $AB$  буюмнинг битта сиртда ҳосил бўлган  $A'B'$  тасвири кейинги сирт учун «буюм» ҳисобланади ва ҳ. к. Бу ердан, сферик сиртларнинг марказлашган оптикавий системаси биринчи муҳитда ётган нурланувчи  $A$  нуқтанинг кейинги келадиган оптикавий муҳитларда  $A', A'', A''', \dots$  нуқтавий тасвирларини беради деган хулоса келиб чиқади. Бошқача буни шундай таърифлаш мумкин: нурланувчи нуқтадан чиқувчи гомоцентрик (яъни битта нурланиш марказига эга бўлган) параксиал нурлар дастаси бир-бирларидан турли синдирувчи муҳитлар билан ажралиб турувчи марказлашган сферик сиртлар системаси ёрдамида яна гомоцентрик дастага айланади.

Бирор тасвирнинг вазиятини (30.8) кўринишдаги формуладан фойдаланиб топиш мумкин.  $k$ -синдирувчи сирт учун (30.8) формула

$$\frac{n_k - n_{k-1}}{r_k} + \frac{n_{k-1}}{a_k} - \frac{n_k}{b_k} = 0 \quad (32.11)$$

кўринишга келади. Бу ерда  $n_k$  —  $k$ -сферик сирт билан чегараланган муҳитнинг синдириш кўрсаткичи;  $n_{k-1}$  — бундан олдинги муҳитнинг синдириш кўрсаткичи;  $r_k$  —  $k$ -сиртнинг эгрилик радиуси,  $a_k$  ва  $b_k$  — «буюм» ва тасвирнинг  $k$ -сферик сиртдан узоқлиги.

Биз энди қуйидаги қондани таърифлашимиз мумкин. Агар  $A$  нуқтадан ўтувчи текисликда (105- расм), оптикавий ўққа перпендикуляр қилиб  $AB$  буюм қўйилган бўлса, у вақтда сферик сиртлар системасида, синишда ўққа перпендикуляр бўлган қатор  $A'B', A''B'', A'''B'''$  ва ҳ. к. лар кетма-кетлиги ҳосил бўлади.

Ҳар бир сиртдаги синиш тасвирнинг катталашинишига олиб келади. Уни битта сирт учун қўлланадиган

$$U = \frac{n_0}{n} \frac{b}{a} \quad (32.12)$$

формула билан ифодалаш мумкин. Бу ерда  $n_0$  — буюм турган муҳитнинг синдириш кўрсаткичи,  $a$  ва  $b$  — мос равишда буюм ва тасвирдан синдирувчи сирт учигача бўлган масофа.  $k$  та сферик синдирувчи сиртларнинг марказлашган системаси учун  $U_k$  катталаштириш

$$U_k = \frac{n_0}{n_k} \frac{b_1}{a_1} \frac{b_2}{a_2} \dots \frac{b_k}{a_k} \quad (32.13)$$

бўлади. Бу ерда  $n_0$  — биринчи синдирувчи сирт олдидаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичи;  $n_k$  — энг охириги синдирувчи сирт орқасидаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичи,  $a_1, a_2, a_3, \dots, a_k$  — «буюмлар», дан,  $b_1, b_2, b_3, \dots, b_k$  — тасвирлардан тегишли синдирувчи сиртларгача бўлган масофа.

Сферик синдирувчи сиртларнинг марказлашган системасида оптикавий ўқда шундай қўшма нуқталар мавжуд бўладики, улар учун чизиқли катталаштириш бирга тенг бўлади, яъни:

$$U = +1. \quad (32.14)$$

Бу буюмнинг тасвири буюмнинг ўзига тенг ва тўғри деган маънони англатади.

Бу нуқталар *оптикавий системанинг бош нуқталари* деб аталади. Битта нуқтадан ўтувчи барча нурлар бошқа нуқтадан ҳам ўтади. Агар бош нуқталарнинг ҳар биридан оптикавий ўққа перпендикуляр текислик ўтказсак, текисликларнинг бирининг исталган нуқтаси бошқа текисликнинг нуқтаси билан шундай тасвирланадики, иккала текисликнинг барча нуқталари конгруэнт бўлади.

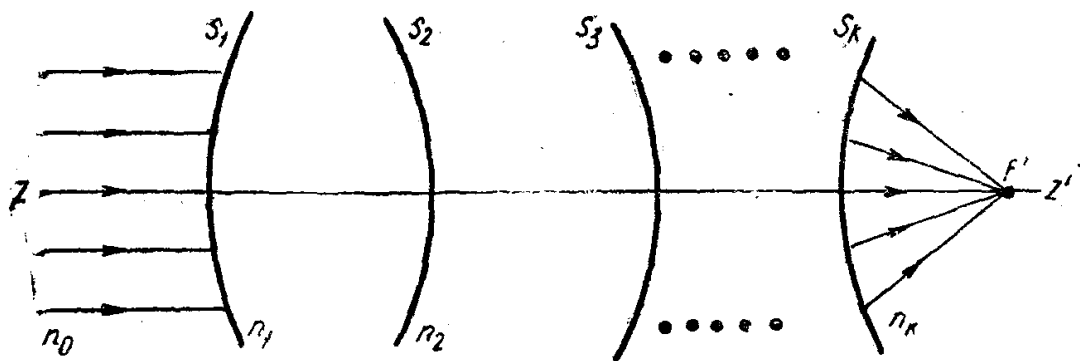
Бу текисликлар *оптикавий системанинг бош текисликлари* деб аталади. Демак, оптикавий системанинг бош текисликлари

$$y_H = y_{H'} \quad (32.15)$$

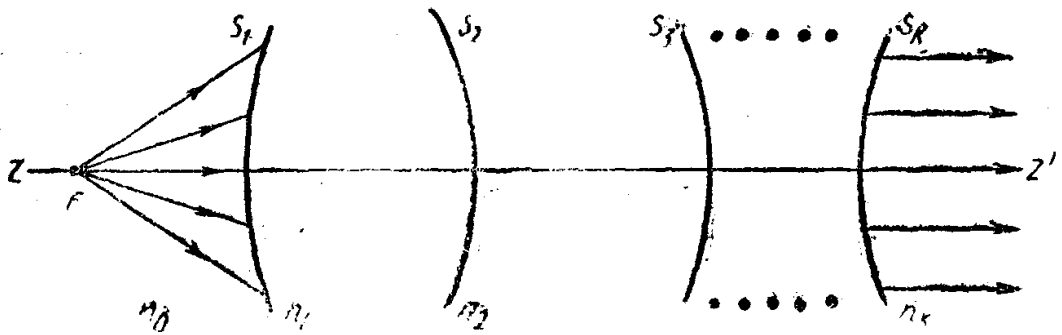
шартдан аниқланади. Бу ерда  $y_H$  —  $H$  бош текисликлардан бирида турган буюмнинг ўлчами;  $y_{H'}$  — бошқа  $H'$  бош текисликда ҳосил бўлган тасвирнинг ўлчами (108-расм).

Бир сферик синдирувчи сирт билан бўлгандагига ўхшаш марказлашган сферик синдирувчи сиртлар системасининг ҳам фокуслари бўлади. Агар буюм минус чексизликда ётган бўлса (106-расм), унинг тасвири системанинг иккинчи ёки орқа бош фокуси деб аталувчи  $F'$  нуқтада ётади.

Агар тасвир плюс чексизликдаги турган бўлса (107-расм), буюм системанинг олд бош фокуси деб аталувчи  $F$  — нуқтада бўлади.



106- расм.

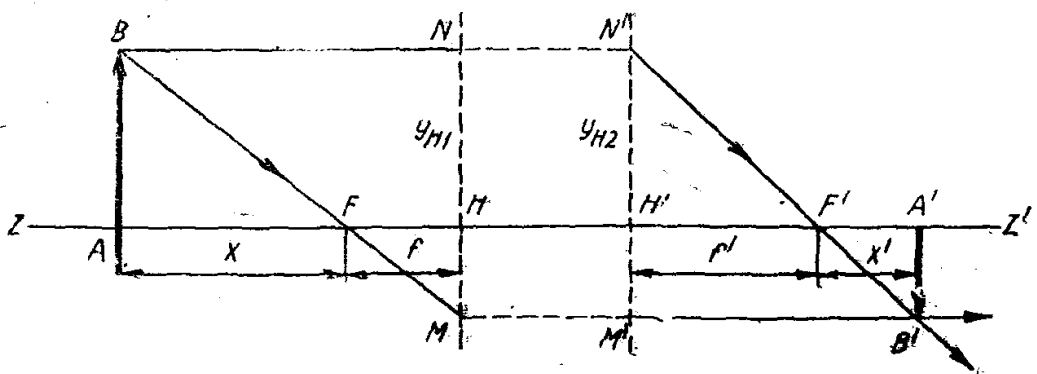


107- расм.

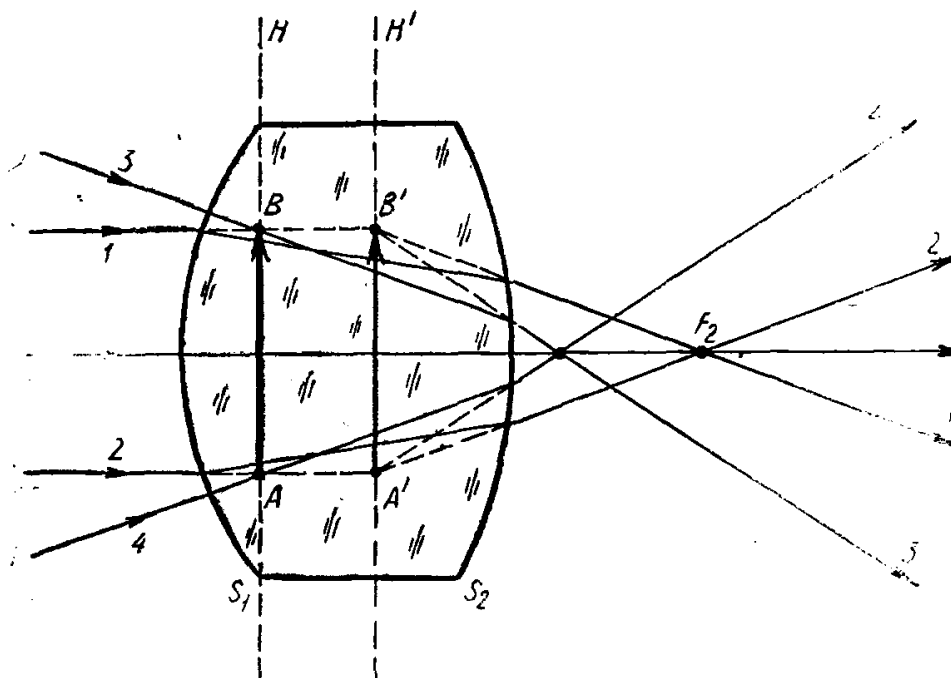
Бу ерда кўриб ўтилган қоида, агар оптикавий системанинг фокуслари ва бош текисликларининг ўрни маълум бўлса, унинг ёрдамида буюмнинг тасвирини ясаш имкони борлигини кўрсатади. Бундай тасвир ясаш 108- расмда келтирилган. Бу ерда  $H$  ва  $H'$  — бош текисликлар;  $F$  ва  $F'$  — система фокуслари.  $BN$  нур буюмнинг юқори  $B$  нуқтасидан оптикавий ўққа параллел ўтади ва  $H$  олд бош текисликини  $N$  нуқтада,  $H'$  орқа бош текисликини эса  $N'$  нуқтада кесиб ўтади; бунда  $AB = HN = H'N'$  бўлади.  $HF = f$  — системанинг олд фокус масофаси. Иккинчи бош текисликининг кесишиш нуқтасидан нур  $F'$  орқа фокусга қараб кетади.  $f' = H'F'$  масофа орқа фокус масофаси бўлади.

$B$  нуқтадан чиққан иккинчи нур олд бош фокусдан ўтиб, оптикавий системадан оптикавий ўққа параллел бўлиб чиқади. Бунда нур олд бош текисликини  $M$  нуқтада, орқа бош текисликини эса  $M'$  нуқтада кесиб ўтади. Биринчи ва иккинчи нурлар  $B'$  нуқтада кесишади. Бу нуқта  $B$  нуқтанинг тасвиридир. Демак,  $A'B'$  тасвир  $AB$  буюмнинг тасвиридир. Катталикларнинг қуйидагича  $AF = x$ ,  $A'F' = x'$ ,  $FH = f$ ,  $F'H' = f'$  белгиласак, у вақтда (108- расмга қ.):

$$xx' = ff' \quad (32.16)$$



108- расм.



109- расм.

муносабат, яъни юпқа линзалар учун чиқарилган Ньютон тенгласига ўхшаш муносабат ҳосил бўлади.

Айтилганлар 109- расмда иккита  $S_1$  ва  $S_2$  марказлашган сферик синдирувчи сиртлар системасидан ташкил топган қалин линза ми-солида тасвирланади. Бошқа оптикавий система (109- расмда кўрсатилмаган) ёрдамида бирор  $AB$  буюмнинг тасвири биринчи  $H$  бош текисликда ҳосил қилинади. Бу ҳол агар  $S_1 S_2$  линза йўқ бўлса, ўша ерда 1, 2 ва 3, 4 нурлар учрашган бўлишини англатади.  $S_1$  ва  $S_2$  сиртда синиш натижасида нурлар  $S_1 S_2$  линзадан шундай чиқадики, улар иккинчи  $H'$  бош текисликда  $A'B'$  мавҳум тасвирини ҳосил қилади, бунда  $A'B' = AB$  бўлади.

109- расмдан нурларнинг оптикавий система ичидаги реал йўлига боғлиқ бўлмаган ҳолда тасвир ясашни 108- расмдагидек қилиб амалга ошириш мумкинлиги келиб чиқади. Агар  $HA = a$ ,  $H'A' = b$  деб белгиланса, юпқа линзага қўлланадиган тенглама оптикавий система учун ҳам ўринли бўлади, яъни

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f'}, \quad (32.17)$$

$U$  катталаштириш эса

$$U = -\frac{f}{x} = -\frac{x'}{f'} \quad (32.18)$$

формула билан ифодаланади. Бу параграфда кўриб чиқилган оптикавий системалардаги нурнинг йўлига тегишли қонуниятларни аниқлаб берувчи асосий қоидалар линзалар системаси учун катта аҳамиятга эга, чунки улар одатда мураккаб оптикавий системаларни ташкил қилади.



### 33-§. Юпқа линзалар системалари. Чекли қалинликдаги линза

Оптикавий системаларнинг улардан ўтаётган ёруғлик нурлари дастасини тўплаш хусусияти фокус масофаларининг абсолют қийматларига кучли даражада боғлиқдир. Агар битта сирт ҳақида гап борса (104- расмга қ.), у вақтда  $f$  ва  $f'$  (30.11) ва (30.10) формулалар билан аниқланади.

Сферик синдирувчи сиртнинг (30.8) тенгламаси

$$\frac{n' - n}{r} + \frac{n}{a} - \frac{n'}{b} = 0$$

ни қуйидаги кўринишда қайта ёзиш мумкин:

$$\frac{n'}{b} = \frac{n}{a} = \frac{n'}{f'} \quad (33.1)$$

Агар барча катталикларни абсолют қийматлари бўйича олсак, (33.1) дан

$$\frac{n'}{|b|} + \frac{n}{|a|} = \frac{n'}{|f'|} \quad (33.2)$$

га эга бўламиз. Бу ерда  $|f'|$  қанча кичик бўлса,  $|b|$  ва  $|a|$  ларнинг шунчалик кичик бўлиши, яъни  $|f'|$  қанчалик кичик бўлса, сирт ёруғлик нурларини шунчалик кучли синдиради деган фикр келиб чиқади. Шунинг учун сферик синдирувчи сиртнинг синдириш (тўғривоғи, фокуслаш) кучининг ўлчами сифатида:

$$|\Phi| = \frac{n'}{|f'|} \quad (33.3)$$

катталик қабул қилинган.

Турли синдирувчи сиртлар ҳақиқий ва мавҳум фокусларга эга бўла олгани учун сиртнинг синдириш кучини унинг абсолют қиймати бўйича эмас, балки

$$\Phi = \frac{n'}{f'}, \quad (33.4)$$

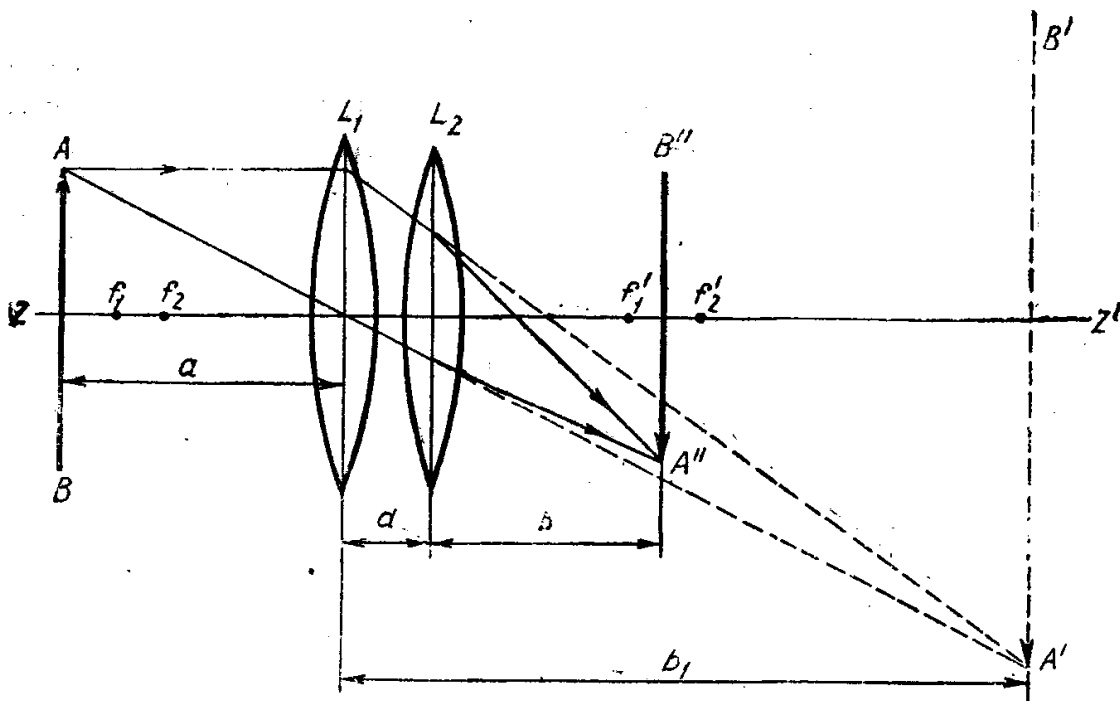
кўринишда олиш билан ҳисобга олинади. Бу катталик оптикавий системанинг *оптикавий кучи* деб аталади.

Ҳавода турган линзалар учун

$$\Phi = \frac{1}{f'}, \quad (33.5)$$

бўлади. Оптикавий кучи диоптрия ҳисобида ўлчанади. Бир диоптрия фокус оралиғи  $f' = 1$  м бўлган ҳавода турган линзанинг оптикавий кучидир.  $f'$  нинг ишорасига қараб оптикавий куч мусбат ёки манфий катталик бўлиши мумкин.

Оптикавий кучни линзалар системаси ёрдамида орттириш ёки камайтириш мумкин. Битта оптикавий ўқда бир-бирларидан  $d$  масофада жойлашган иккита юпқа  $L_1$  ва  $L_2$  йиғувчи линзалар системасини кўриб чиқайлик (110- расм).  $AB$  буюм  $L_1$  линзадан  $a$  масофада турибди. Унинг тасвири  $L_1$  линзадан ўтгандан сўнг, унга нис-



110- расм.

батан  $b_1$  га тенг бўлган масофада ҳосил бўлади. Шунинг учун

$$\frac{1}{b_1} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f_1'} \quad (33.6)$$

бу ерда  $f_1'$  —  $L_1$  линзанинг орқа фокус масофаси.

$A'B'$  тасвир  $L_1$  линзанинг орқа томонига ундан  $d$  масофада жойлашган  $L_2$  линза учун буюм бўлиб хизмат қилади.  $A'B'$  нинг  $L_2$  линзада ундан  $b$  масофада янги  $A''B''$  тасвири ҳосил бўлади. У вақтда

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{b_1 - d} = \frac{1}{f_2'} \quad (33.7)$$

бўлади. Бу ерда  $f_2'$  — иккинчи линзанинг орқа фокус масофаси. (33.6) ва (33.7) ифодаларни қўшиб

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} + \frac{1}{b_1} - \frac{1}{b_1 - d} = \frac{1}{f_1'} + \frac{1}{f_2'} \quad (33.8)$$

ни ҳосил қиламиз. Биз аввал  $d \ll b_1$  бўлган ҳолни кўриб чиқамиз, у вақтда  $d$  катталикини эътиборга олмасак ҳам бўлади ва (33.8) дан

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f_1'} + \frac{1}{f_1} \quad (33.9)$$

ҳосил бўлади. Шундай қилиб, ораларидаги  $d$  масофа жуда кичик ( $|d| \ll |f'_1|$ ) бўлган иккита юпқа линза системаси  $f'$  фокус оралиғи

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \quad (33.10)$$

ифодадан аниқланадиган юпқа линзага эквивалент бўлар экан.  $f'$  катталиқ иккита линза системасининг орқа фокус масофасини ифодалайди.

Бир-бирига тегиб турган бир нечта юпқа линзалар системаси учун

$$\frac{1}{f'} = \sum_i \frac{1}{f_i} \quad (33.11)$$

деб ёзиш мумкин; бу ерда  $f'$  — линзалар системасининг орқа фокус масофаси;  $f_i$  — системага кирган линзалар тўпламидаги ҳар бир линзанинг орқа фокус масофаси.

(33.11) тенгликдан бир-бирига тегиб турган юпқа линзалар системасининг оптикавий кучи системадаги алоҳида олинган линзалар оптикавий кучларининг алгебраик йиғиндисига тенглиги келиб чиқади.

Юпқа линзалар системасининг катталаштириши учун (31.9), (31.10), (31.12) ва бошқа тенгламалар ўринлидир.

Барча реал линзалар чекли қалинликда бўлади. Ҳавода турган бундай линзалар учун (31.3) тенгламадан фойдаланилади. Лекин чекли қалинликдаги линзани иккита синдирувчи сферик сиртдан иборат оптикавий система (109-расм) деб қарашдан олдин, бу системанинг бош текисликлари деган тушунчани киритиш лозим. Фокус масофаларини шу текисликлардан бошлаб ўлчанади. Бу ерда биз чекли қалинликка эга бўлган линзаларнинг фокус масофалари, шунингдек, линзани чегаралаб турувчи сферик сиртларнинг учларидан бош текисликларгача бўлган масофаларни белгиловчи катталиқлар учун ишлатиладиган формулаларни исботсиз келтираемиз.  $f$  ва  $f'$  фокуслар учун:

$$-\frac{1}{f} = \frac{1}{f'} = (n-1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{(n-1)^2 d}{nr_1 r_2} \quad (33.12)$$

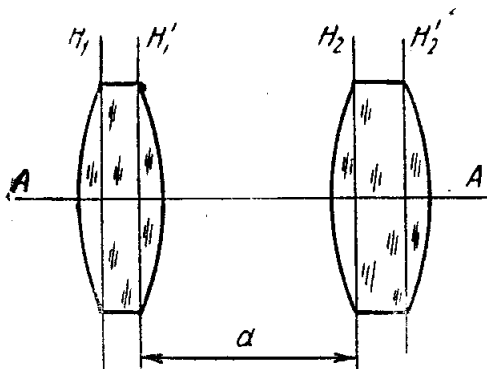
га эга бўламиз, бу ерда  $d$  — линзанинг қалинлиги, яъни линзанинг иккала синдирувчи сферик сиртларининг учлари орасидаги масофа.

$H$  ва  $H'$  бош текисликларнинг линза учларидан  $s_H$  ва  $s_{H'}$  узоқликлари

$$s_H = -\frac{r_1 d}{n(r_2 - r_1) + (n-1)d}$$

$$s_{H'} = -\frac{r_2 d}{n(r_2 - r_1) + (n-1)d} \quad (33.13)$$

формулалар орқали аниқланади.



111- расм.

за учун:  $f_1, f_1', H_1, H_1'$  ва иккинчи линза учун  $f_2, f_2', H_2, H_2'$  лар билан белгиланган. Шу катталикларни бутун система учун  $f, f', H, H'$  лар орқали белгилайлик. У вақтда  $f$  ва  $f'$  учун

$$f = \frac{f_1 f_2}{f_1' + f_2' - d}, \quad f' = \frac{f_1' f_2'}{f_1 + f_2 - d} \quad (33.14)$$

деб ёзишимиз мумкин (исботсиз), бу ерда  $d = H_2 H_1'$  — система-нинг оптикавий интервали.  $l = H H_1', l' = H_2' H'$  белгилар киритамиз, у вақтда

$$\left. \begin{aligned} l &= \frac{f_1' d}{f_1' + f_2' - d}, \\ l' &= \frac{f_2' d}{f_1 + f_2 - d} \end{aligned} \right\} \quad (33.15)$$

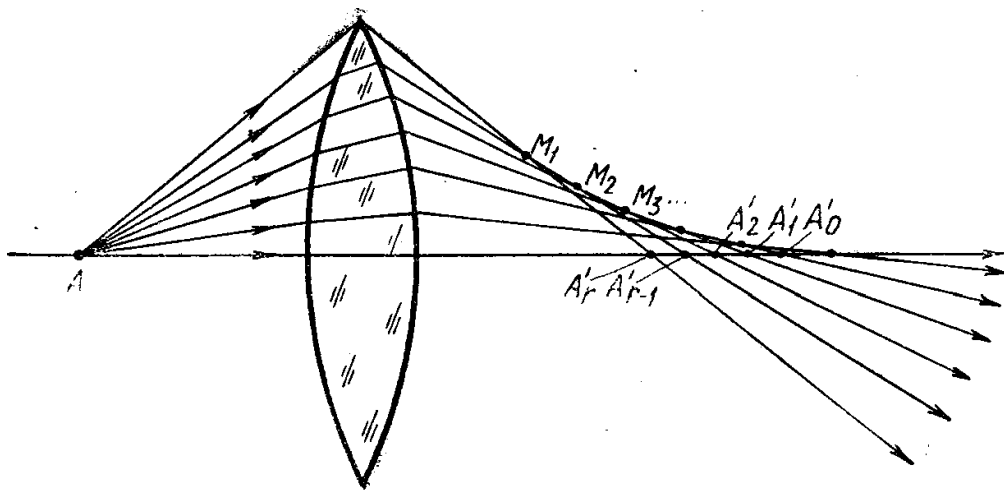
ҳосил бўлади. Келтирилган формулаларга асосан оптикавий система-нинг оптикавий ўқи бўйича ўлчамларини ҳисоблаб топиш мумкин.

### 34- §. Оптикавий системаларнинг абберрациялари

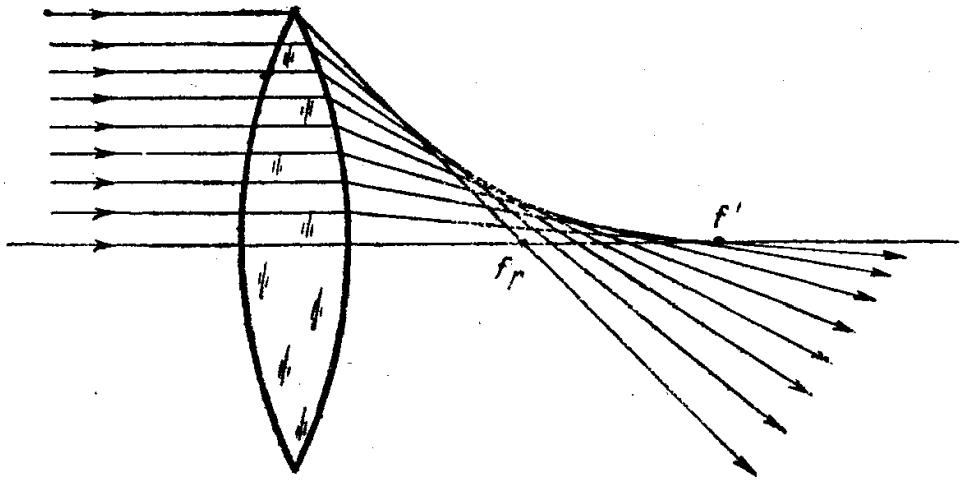
Оптикавий системаларнинг юқорида баён этилган назарияси оптикавий системалардан фақат параксиал нурлар дастаси ўтган ҳоллар учун ўринли. Агар параксиал нурлар билан чегараланил-маса юқорида топилган муносабатлардан турли четланишлар куза-тилади, тасвирларнинг абберрациялар деб аталувчи бузилишлари вужудга келади. Абберрациялар назарияси жуда мураккаб. Шунинг учун биз бу ерда фақат уларнинг моҳиятини аниқлаб берувчи фи-зикавий тасаввурларнигина кўриб ўтамиз. Бир нечта тур абберрация-лар мавжуд: сферик абберрация, астигматизм, тасвирнинг эгрили-ги, кома, дисторсия, хроматик абберрация ва бошқалар. • Сферик абберрация, астигматизм, тасвирнинг эгрилиги, кома ва дисторсия-лар оптикавий системага ҳатто монохроматик нурлар дасталари ке-либ тушганда ҳам вужудга келади. Шунинг учун бу абберрациялар-

ни монохроматик деб атайдилар. Булардан ташқари хроматик абберациялар ҳам мавжудки, улар оптикавий системага фақат монохроматик бўлмаган нурлар дастаси келиб тушганда вужудга келади. Бундан ташқари абберациялар ўқдаги ва ўқдан ташқаридаги (майдондаги) абберацияларга бўлинади. Биринчиларига сферик ва хроматик абберациялар киради, чунки улар оптикавий системаларни буюмнинг ҳатто оптикавий ўқда ётувчи нуқталарининг тасвирини ҳосил қилишда ҳам вужудга келади. Ўқдан ташқаридаги абберацияларга астигматизм, тасвирнинг эгрилиги, кома, дисторсия ва бошқалар киради, улар фақат буюмнинг оптикавий ўқда ётмаган нуқталарининг тасвирини ҳосил қилишда вужудга келади. Ҳисоблаш, конструкциялаш ва оптикавий асбоблар ясаш билан шуғулланувчи амалий оптиканинг вазифаси абберацияларни максимал камайтириш имконига эришишдир. Агар шунга эришилган бўлса, у вақтда идеал оптикавий системалар учун яратилган назарий қоидаларни оптикавий системалардан параксиал бўлмаган нурлар дастаси ўтган ҳол учун ҳам қўллаш мумкин бўлади. Абберацияларни камайтиришга турли хил навдаги оптикавий шишалардан ясалган линзаларни комбинациялаш туфайли эришилади. Абберацияларни йўқотишнинг бошқа муҳим усули асферик сиртларни қўллаш ҳисобланади. Қуйида биз фақат сферик синдирувчи сиртли оптикавий системаларда мавжуд бўладиган ҳодисаларни кўриб чиқамиз.

1) **Сферик абберация.** Сферик абберация шундай нуқсонки, оптикавий ўқда ётган нуқтадан чиқаётган ва синдирувчи сиртга ўқдан турли масофаларда (яъни турли бурчак остида) тушаётган ёруғлик нурлари шундай синадики, натижада оптикавий ўқнинг битта нуқтасида тўплана олмайди (112- расм). Линзага оптикавий ўқдан анча узоқликда тушаётган нурлар, унга яқинроқ ўтган нурларга нисбатан кучлироқ синади. Бунинг натижасида  $A$  нуқтанинг битта тасвири ўрнига  $A_0'$  ва  $A_r'$  лар орасида ётувчи чексиз кўп тасвирлари ҳосил бўлади.  $A_0'$  нуқта  $A$  буюмнинг параксиал нурлардаги тасви-



112- расм.



113- расм.

рига тегишли,  $A_r'$  нуқта эса оптикавий ўқдан максимал узоқда кетаётган нурлардан, яъни четки нурлардан, ҳосил бўлган тасвирга тегишли. Агар  $A_0', A_1', \dots, A_{r-1}, A_r'$  тўпландаги ихтиёрий нуқтада оптикавий ўққа перпендикуляр ҳолда экран жойлаштирадик, у ҳолда унда  $A$  буюмнинг нуқтавий тасвири ўрнига, катталиги жиҳатидан кўндаланг сферик абберацияни характерловчи хира доғ кўринади. Линзага параллел ёруғлик дастаси келиб тушганда ҳам шунга ўхшаш манзара юзага келади (113- расм). Параксиал нурлар  $f'$  орқа фокусда йиғилади, унда оптикавий ўқдан узоқда кетган четки нурлар оптикавий ўқни (линзага яқин)  $f_r$  нуқтада кесиб ўтади.  $f'$  ва  $f_r'$  фокуслар орасида линзанинг бошқа қолган барча зоналарига тушаётган нурларнинг фокуслари жойлашади. Четки  $f'$  ва  $f_r'$  фокуслар орасидаги масофа

$$\delta s' = f_r' - f' \quad (34.1)$$

бўйлама сферик абберация ёки оддий ҳолда сферик абберация деб аталади. Линзанинг турли зоналари учун бўйлама сферик абберация зоналар баландлигининг функцияси бўлади. Агар зона баландлиги бўйича масофани  $h$  ҳарфи билан белгиласак, у вақтда сферик абберацияни  $h$  нинг функцияси сифатида ёзиш мумкин, яъни

$$\delta s' = f(h). \quad (34.2)$$

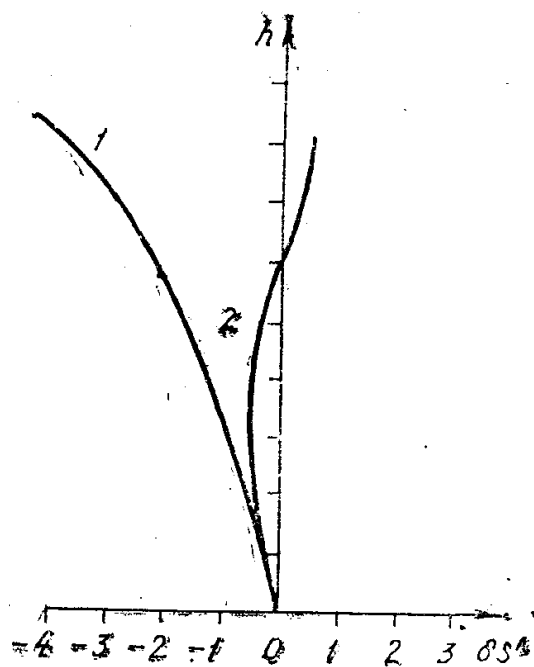
Агар буюм чекли узоқликда турган бўлса (112- расм),  $f'$  ва  $f_r'$  фокус масофаларининг айирмасини билдирувчи  $\delta s'$  абберация ўрнига тасвирлар абберациясини олиш мумкин, яъни

$$\delta s_A = a_r' - a_0', \quad (34.3)$$

бу ерда  $a_0'$  ва  $a_r'$  — линзадан тегишли тасвирларгача бўлган масофа.  $\delta s'$  абберация каби  $\delta s'_A$  абберация ҳам  $h$  нинг функцияси ҳисобланади:

$$\delta s'_A = \varphi(h). \quad (34.4)$$

$\delta s' = f(h)$  ва  $\delta s'_A = \varphi(h)$  боғланишларни график тасвирлаш қабул қилинган. 114-расмда тегишли график боғланишлар келтирилган. 1 эгри чизиқ оддий йиғувчи линзанинг сферик абберациясини беради. 2 эгри чизиқ мусбат ва манфий линзалардан ташкил топган сферик абберацияга тўғрилланган икки линзали объектив учун бўлган  $\delta s'$  ни ифодалайди.



114-расм.

112- ва 113-расмлардан кўринишича, турли фокусларда ёки тасвирнинг нуқталарида йиғилувчи нурлар турли ўрамага эга бўлиб, буни *каустика* деб аталади (112-расм учун  $M_1, M_2, \dots$  нуқталар билан белгиланган).

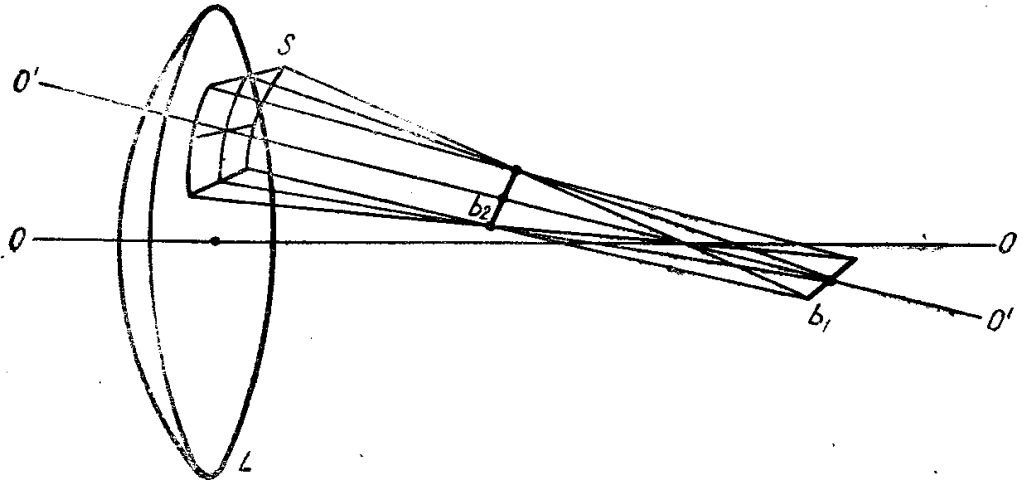
Бутун нурлар конусини айланиб чиқишда ҳосил бўлувчи айланиш сирти *каустик* сирт деб аталади. Бу сирт ичида линзадан ўтган ёруғлик энергияси тарқалади.

Оптикавий ўққа  $f'$  фокусдан ўтказилган перпендикуляр текисликда  $\Delta_s$  радиусли сочилиш доирачаси ҳосил бўлади. Буни *кўндаланг сферик абберация* деб аталади.

Қабул қилинган белгиларга асосан *мусбат (йиғувчи) линзанинг сферик абберацияси манфий, манфий (сочувчи) линза учун эса мусбат бўлади*. Турли нав шишалардан ясалган мусбат ва манфий линзаларни комбинациялаб, сферик абберацияси жуда кичик бўлган мураккаб линзаларни яшаш мумкин. Сферик абберация буюмнинг фақат оптикавий ўқда ётувчи нуқталари учунгина эмас, балки буюмнинг оптикавий ўқда ётмаган ихтиёрий бошқа нуқталари учун ҳам мавжуд бўлади. Лекин бу ҳолларда у ўқда ётган нуқталарда кўринганидек аниқ, ажралган ҳолда кўринмайди, чунки бу ерда бошқа абберациялар биргаликда юз беради.

2) **Астигматизм ва тасвирнинг эгрилиги.** Астигматизм шундай абберацион нуқсонки, у буюмнинг ўқдан ташқарида ётган нуқталарининг тасвирини ҳосил қилишда вужудга келади. Элементар (кўндаланг кесими кичик) гомоцентрик ёруғлик дастаси оптикавий система ўқидан ташқарида ўтганда, унинг нурлари турли текисликларда бир хил синмайди, бунинг натижасида ёруғлик тўлқини фронтининг эгрилиги турли синдириш текисликларида тенг бўлмай қолади. Демак, буюм нуқтасининг турли текисликлардаги тасвири шунингдек турли ерда ҳосил бўлади. Ёруғликнинг бундай элементар дастаси *астигматик* даста деб аталади.

115-расмда астигматик ёруғлик дастасида рўй берадиган ҳодисалар кўрсатилган.  $S$  — гомоцентрик ўқдан ташқаридаги дастанинг  $L$  линзадан ўтгандан кейинги тўлқин fronti;  $OO$  — линзанинг опти-



115- расм.

кавий ўқи;  $O'O'$  — линзадан ўтган ёруғлик дастасининг марказий нури. Уни *дастанинг бош нури* деб аташ қабул қилинган.<sup>1</sup> Бош нурдан ва оптикавий ўқдан ўтган текислик *меридионал текислик*, бош нурдан ўтувчи ва меридионал текисликка перпендикуляр бўлган текислик эса *сагиттал текислик* деб аталади. Астигматик ёруғлик дастаси бир нуқтага тўпланмайди, балки тўғри чизиқли кесма шаклидаги тасвирларни берувчи икки ўхшашликка эга. Улардан бири бош нурни  $b_1$  нуқтада кесиб ўтиб, сагиттал текисликда ётади, бошқаси эса бош нурни  $b_2$  нуқтада кесиб ўтиб, меридионал текисликда ётади. Агар буюм чексизликда ётса, у вақтда  $b_1$  ва  $b_2$  нуқталар сагиттал ва меридионал текисликларнинг фокус ҳолатини ифодалайди. Астигматизм мавжуд бўлганда идеал оптикавий система-ларда бўлгани каби нуқта кўринишидаги фокуслар ўрнига фокал чизиқлар олинади. Берилган элементар нурлар дастаси учун  $f'$  параксиал фокусдан меридионал фокусгача бўлган  $x_m$  ва сагитал фокусгача бўлган  $x_s$  масофалар нурнинг  $\omega$  билан белгиланган системага кириш бурчаги (кўриш майдони бурчаги) нинг функцияси ҳисобланади, яъни:

$$\left. \begin{aligned} x_m &= \varphi_m(\omega), \\ x_s &= \varphi_s(\omega). \end{aligned} \right\} \quad (34.5)$$

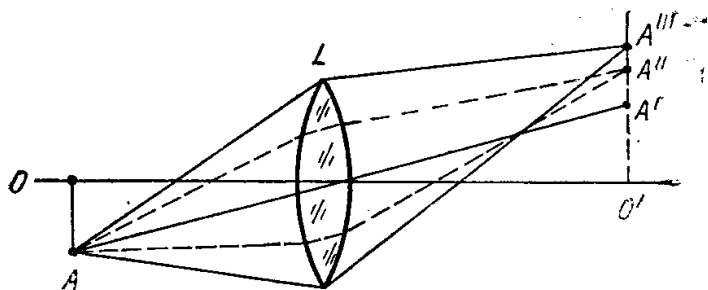
Астигматизм ўлчови бирлиги учун астигматик фарқ деб аталувчи

$$\delta = x_m - x_s \quad (34.6)$$

катталиқ олинади.

<sup>1</sup> Бу термин оптикавий системанинг кириш қорачиғи (тирқиши) нинг ўрта-сидан ўтаётган нурни белгилашда ҳам ишлатилади; лекин бу иккала тушунча мутлақо бошқа-бошқа физикавий маънога эгадир.





116- расм.

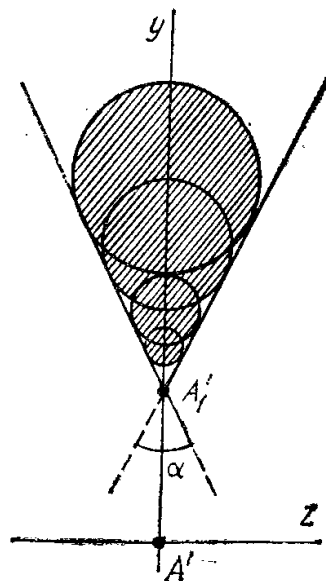
(34.5) боғланишни график тасвирлаш қабул қилинган. Бунда горизонтал ўқ бўйича,  $x_m$  ва  $x_s$  катталиклар, вертикал ўқ бўйича  $\omega$  — бурчак қўйилади.

Тасвирнинг энг яхши «нуқтаси» буюм нуқтасининг энг кичик сочилиш доирачасига эга бўлиб тасвирланган нуқтаси ҳисобланади. У меридионал ва сагиттал тасвирлар орасида жойлашган бўлади, фокус учун эса меридионал ва сагиттал фокуслар ораси олинади. Бу нуқталар тўплами меридионал тасвирлар (фокуслар) ва сагиттал тасвирлар (фокуслар) сиртлари ёки меридионал ва сагиттал сиртлар орасидаги бирор ўрта сиртни ҳосил қилади. Бу ўрта сирт тасвирлар сирти ҳисобланади. У ясси бўлмайди, яъни буюмлар тасвири эгри сиртда жойлашади. Тасвир эгрилигининг ўлчови сифатида тасвирнинг ўртача эгрилиги деб аталувчи

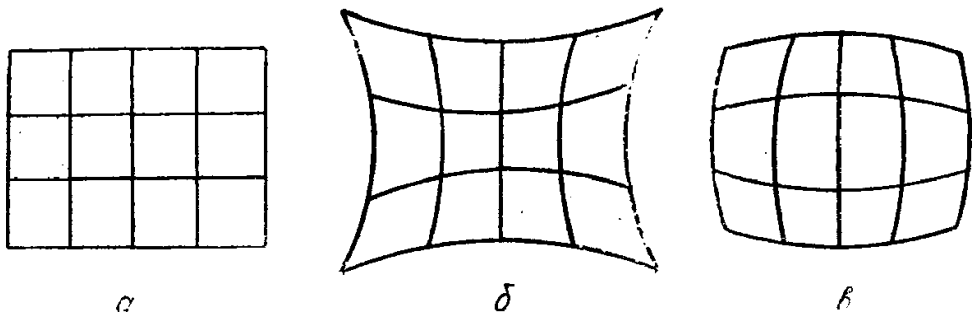
$$\delta_r = \frac{x_m + x_s}{2}, \quad (34.7)$$

ярим йиғинди қабул қилинган.

3) Кома. Аберрациянинг бу тури буюмнинг оптикавий ўқдан ташқарида ётган нуқталари учун кенг нурлар дастаси ёрдамида тасвир ҳосил қилишда вужудга келади (116- расм). Бу ҳолда чиқиш қорачиғидан оптикавий ўқдан анча нарида ўтаётган ёруғлик дастаси (35- § га қ.) оптикавий ўққа яқин ўтаётган ёруғлик дастасига қараганда оптикавий ўқдан анча узоқлашган тасвирни беради. Бу масофанинг ўқдан узоқлиги қанча катта бўлса, тегишли ёруғлик дастаси бераётган доғ шунчалик кенг бўлади. Тасвир оптикавий ўқдан узоқлик орта бориши билан радиуслари орта борадиган доираларнинг узлуксиз тўпламидан иборат бўлади (117- расм). Расмда  $A_1'$  нуқта оптикавий ўқ яқинидаги чиқиш қорачиғидан ўтаётган ёруғлик дастасига тегишли. Ўлчови катталашиб бораётган доиралар оптикавий ўқдан борган сари узоқлашаётган чиқиш қорачиғи-



117- расм.



118- расм.

дан ўтаётган дасталар ҳисобига ҳосил бўлаётган тасвирларга мос келади. Умуман олганда  $A'$  нуқтанинг ўрнига  $\alpha = 60^\circ$  очилиш бурчагига эга бўлган конус кўринишидаги тасвир ҳосил бўлади ва унинг кўриниши комета думини эслатади, шундан *кома* деб аташ келиб чиққан.

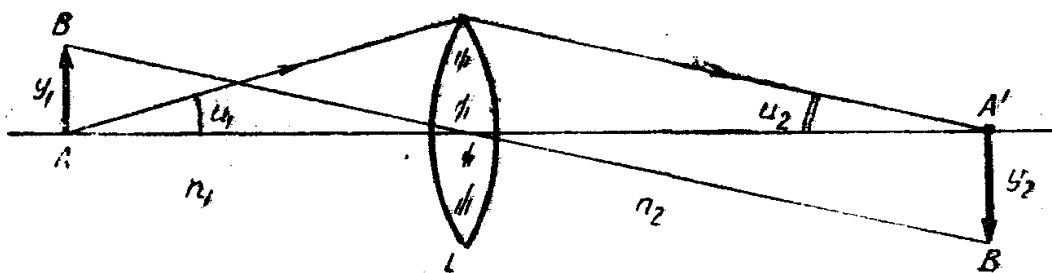
4) **Дисторсия.** Аберрациянинг бу тури шу билан характерланадики, бунда буюм тасвирининг катталашиши кўриш майдони бўйича бир хил бўлмайди. Тасвир ясси ва тасвир текислигидаги чизиқлар кескин бўлиши мумкин, лекин катталашишнинг бир хил бўлмаслиги туфайли чизиқларнинг эгриланишига олиб келади. Шунинг натижасида, масалан, тўғри тўртбурчакли тўрнинг тасвири эгри чизиқли тўр шаклида бўлади. Агар катталашиш оптикавий ўқдан узоқлашиш билан орта борса, у вақтда тўғри тўртбурчакли тўрнинг (118- *a* расм) тасвири «ёстиқсимон» кўринишга келади (118- *б* расм). Агар оптикавий ўқдан узоқлашган сари катталашиш камайиб борса, у вақтда тасвир «бочкасимон» (118- *в* расм) шаклга келади.

Барча юқорида кўрсатилган аберрацияларни тўғрилаш учун турли навли шишалардан ясалган йиғувчи ва сочувчи линзаларнинг комбинациясидан фойдаланилади. Одатда барча аберрацияларни тўлиқ йўқотиб бўлмайди. Лекин бари бир уларни шунчалик кучли камайтирадики, ҳатто оптикавий системалар (объективлар) нинг тешиклари жуда катта бўлганда ва кўриш майдонининг катта бурчакларида ҳам амалда буюмлар тасвирини нуқсонсиз ҳосил қилиш мумкин бўлади. Шундай ҳолга келтирилган объективлар *анастигматлар* деб аталади.

5) **Синуслар қонунидан четга чиқиш.** Сферик синдирувчи сиртлар системасидан ташкил топган оптикавий системаларда жуфт қўшма текисликлар мавжуд бўлиб, улар ҳатто параксиал бўлмаган нурларда ҳам аберрациясиз тасвирланади. Бу текисликлар учун синуслар қонунидан ўринли бўлади, яъни

$$y_2 n_1 \sin u_1 = y_2 n_2 \sin u_2, \quad (34.8)$$

бу ерда  $y_1$  ва  $y_2$  — буюм ва унинг тасвирининг катталиклари,  $n_1$  ва  $n_2$  — буюм ва тасвир турган фазодаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичлари;  $u_1$  ва  $u_2$  буюм ва тасвир томонида ётган апературавий бурчаклар (119- расм).



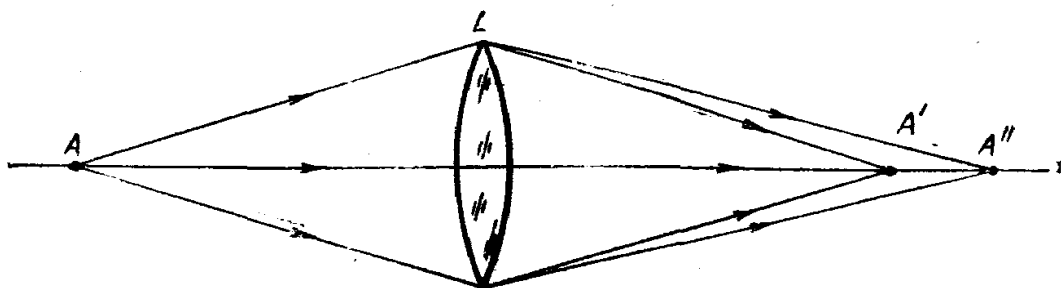
119- расм.

(34.8) шарт аплантизмлик шarti, яъни бузилмаган тасвир олиш шarti деб аталади.

Аберрацияси тўғриланмаган системаларда синуслар қондасига бўйсунитдан четга чиқиш юз беради, бу ҳам тасвирларнинг бузилишига олиб келади. Шунинг учун 1—4 пунктларда тўхталиб ўтилган аберрацияларни йўқотишда (34.8) шартнинг қаноатлантирилишига албатта эришиш лозим.

6) **Хроматик аберрация.** Юқорида кўрсатиб ўтилган аберрациялар оптикавий системаларни ҳатто монохроматик ёруғлик билан ёритилганда ҳам мавжуд бўлади. Агар система монохроматик бўлмаган ёруғлик билан ёритилаётган бўлса, у вақтда аберрациянинг янги тури—хроматик аберрация вужудга келади. Бу тур аберрация ёруғлик дисперсияси ҳисобига пайдо бўлади. Спектрнинг турли қисмларидаги нурлар учун синдириш кўрсаткичининг бир хил бўлмаслиги туфайли буюм тасвирларининг ва турли рангларга тегишли фокусларнинг эгаллаган ўринлари ўзаро устма-уст тушмайди. 120- расмда хроматик аберрациянинг вужудга келиш схемаси кўрсатилган. Линза спектрнинг қисқа тўлқинли (бинафша нурлар) қисми учун  $A'$  нуқтада тасвир беради.  $A''$  нуқтада эса — узун тўлқинли (қизил нурлар) қисмига тегишли тасвирни беради.  $A'$  ва  $A''$  нуқталар оралиғида спектрнинг оралиқ қисмларига тегишли тасвирлар ётади. Бунинг натижасида  $A$  нуқтанинг тасвири ёйиқ ва бўялган бўлади.

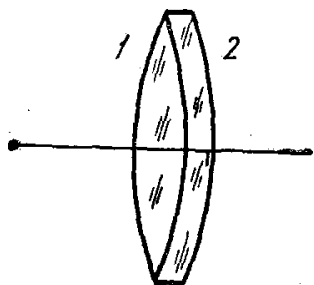
Оптикавий системанинг хроматик аберрациясини йўқотиш учун, системани ахроматизациялаштирилади, яъни турли дисперсияга эга бўлган турли шишалардан ясалган турли (йиғувчи ва сочувчи)



120- расм.

линзаларни махсус танлаш йўли билан спектрнинг турли қисмларига тегишли фокуслар ва бош текисликларнинг устма-уст тушишига эришилади. Бироқ спектрнинг барча қисми учун фокусларнинг тўлиқ устма-уст тушишига эришиш мумкин эмас. Шунинг учун кўпинча спектрдаги иккита тўлқин узунлиги учун фокуслар ва бош текисликларнинг устма-уст тушишлик шarti қўйилади. (31.4) тенгламани дифференциаллаш йўли билан синдириш кўрсаткичининг ўзгаришига қараб фокус оралиғининг ўзгариш катталигини, яъни

$$-\frac{df'}{f'} = \frac{dn}{n-1} \quad (34.9)$$



121- расм.

ни ҳосил қилиш мумкин. Ахроматизациялаш учун одатда йиғувчи ва сочувчи линзалар системаси олиниб (121- расм), уларнинг бир-бирларини канада бальзами ёки бошқа елимловчи модда ёрдамида ёпиштирилади. Линзаларнинг бундай комбинацияси учун уларнинг оптикавий кучлари аддитив қўшилади деб ҳисоблаш мумкин, яъни

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}, \quad (34.10)$$

бу ерда  $f'$  — линзалар системасининг фокус масофаси  $f_1$  ва  $f_2$  — система компоненталарининг фокус масофалари.

Бундай система ахроматизациялаштирилган бўлиши учун, унинг оптикавий кучи тушаётган ёруғликнинг спектрал таркибини ўзгартирганда  $f_1$  ва  $f_2$  фокус масофаларининг ўзгаришига боғлиқ бўлмаслиги керак. Бу ҳол

$$d\left(\frac{1}{f'}\right) = 0 \quad (34.11)$$

шартнинг бажарилиши кераклигини англатади. (34.11) га  $\frac{1}{f'}$  нинг (34.10) даги қийматини қўйиб:

$$\frac{df_1'}{f_1'^2} + \frac{df_2'}{f_2'^2} = 0 \quad (34.12)$$

ни ҳосил қиламиз. Агар бунинг ҳар бир ҳадининг ўрнига, (34.9) формула бўйича уларнинг ифодасини қўйсақ:

$$-\frac{dn_1}{f_1'(n_1-1)} = \frac{dn_2}{f_2'(n_2-1)} \quad (34.13)$$

га эга бўламиз.

Амалда синдириш кўрсаткичларининг дифференциаллари ўрнига спектрнинг энг оптимал танланган чизиқлари учун тегишли бўлган чекли қийматлари айирмаси олинади. Бундай чизиқлар сифатида: 1) водород атомининг  $\lambda = 4861 \text{ \AA}$  кўк чизиғи олинади (бу чизиқ  $F$  билан,

синдириш кўрсаткичи  $n_F$  билан белгиланади); 2) водород атомининг  $C$  қизил чизиғи ( $\lambda = 6563 \text{ \AA}$ , синдириш кўрсаткичи  $n_C$ ); 3) натрий сариқ чизиғининг дублети (тўлқин узунлигининг ўртача қиймати  $\lambda = 5893 \text{ \AA}$ , синдириш кўрсаткичи  $n_D$ ). У вақтда (34.13) тенгликнинг чап ёки ўнг қисмида синдириш кўрсаткичи иштирок этган катталик учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$\frac{1}{v} = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1}, \quad (34.14)$$

бу ерда  $n_F$ ,  $n_C$ ,  $n_D$  —  $F$ ,  $C$ ,  $D$  чизиқлар учун синдириш кўрсаткичлари,  $\frac{1}{v}$  эса шишанинг нисбий дисперсияси деб аталувчи катталик. Демак, (34.13) нинг ўрнига

$$-\frac{1}{v_1 f'_1} = \frac{1}{v_2 f'_2}, \quad (34.15)$$

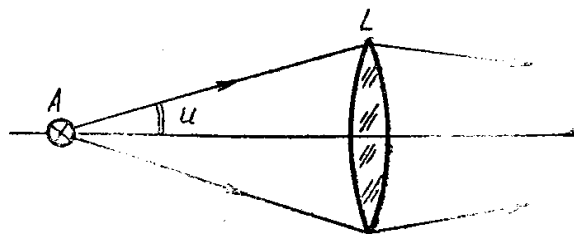
ёки

$$v_1 f'_1 = -v_2 f'_2 \quad (34.15')$$

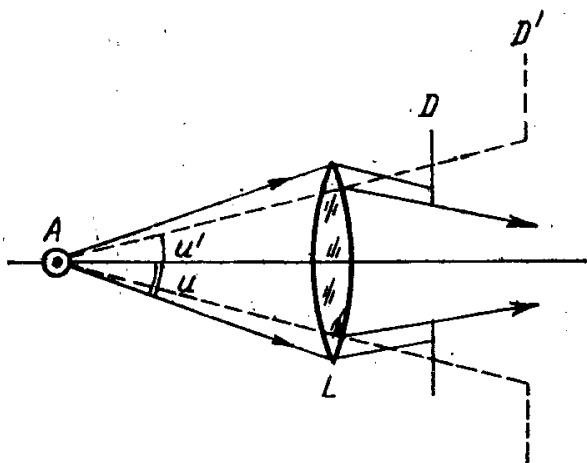
га эга бўламиз. Ахроматизациялаш шартини ҳисобланган бу тенглама *Петцваль тенгламаси* деб аталади. Мусбат ва манфий линзалардан ташкил топган ахроматизациялаштирилган системани *ахромат* деб атайдилар. Ахроматларда одатда, сферик абберрация ҳам бартараф қилинган бўлади.

### 35-§. Ёруғлик дасталарини чегаралаш. Диафрагмалар

Оптикавий системалардан ўтаётган ёруғлик дасталари чегараланган бўлади. Қатор ҳолларда уларни диафрагмалар билан махсус чегараланади. Улар ё тасвир ёритилганлигини (апертуравий диафрагма), ё тасвир катталигини (кўриш майдони диафрагмаси) ўзгартириш имконини беради. Биринчи тур диафрагмаларни, яъни апертуравий диафрагмаларни, шунингдек, *қорачиғ* деб ҳам атайдилар. Системанинг кириш ва чиқиш қорачиғи бўлади. Агар оптикавий система битта юпқа линзадан иборат бўлса, у вақтда кириш қорачиғи линза ўлчамлари билан аниқланади (122- расм). Бу ерда  $A$  ёруғлик манбаи линзага  $2u$  очилиш бурчагига эга бўлган ёруғлик нурлари конусини юборади. Бу  $2u$  бурчак апертуравий кириш бурчаги ёки система тирқиши деб аталади.  $B$  линзанинг кесим юзи ушбу ҳолда апертуравий диафрагма ёки *кириш қорачиғи* бўлиб ҳисобланади. Лекин ёруғлик дасталарини чегаралаш линзанинг олд ёки орқа томонига қўйилган махсус диафрагмалар



122- расм.



123- расм.

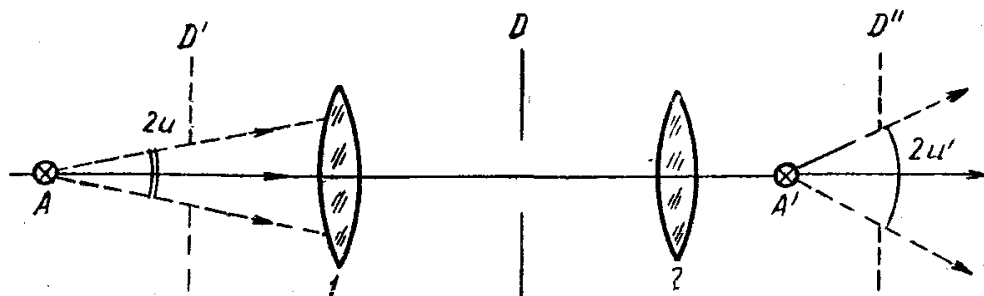
ёрдамида амалга оширилади. 123- расмда  $D$  апертуравий диафрагма линзанинг орқа томонида турган ҳол тасвирланган. Бу ҳолда диафрагмалардан қайси бири (диафрагма ёки линза оправаси) линзанинг кириш қорачиғи бўлишини аниқлаш учун  $D$  диафрагманинг  $L$  линзадаги тасвирини ясаб, бурчаклардан қайси бири, яъни линза оправасига таянган (чегараланган) бурчак, ёки  $D$  диафрагма тасвирига

таянган бурчак катта бўлишини текшириб кўриш лозим. Бу  $D'$  тасвир берилган ҳол учун мавҳум ҳисобланади. Шу диафрагмага таянган  $2u'$  бурчак линза оправасига таянган  $u$  бурчакдан кичик. Демак,  $D'$  ҳақиқий тасвир кўрсатувчи диафрагма ҳисобланади, чунки у нурлар дастасини кучлироқ чегаралайди.

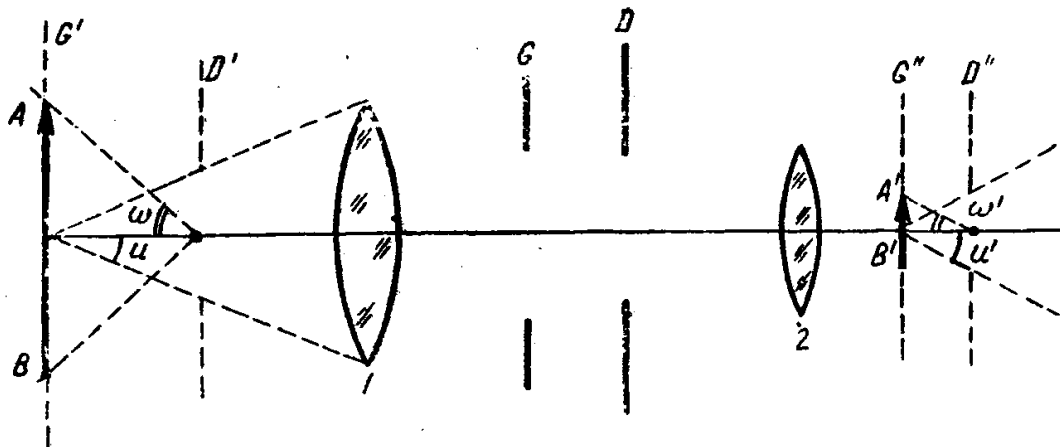
Агар оптикавий системада линзалар кўп бўлиб ва ёруғлик дасталарини чегараловчи бошқа тирқишлар мавжуд бўлса, булардан қайси бири учун бутун оптикавий система вужудга келтираётган тасвир энг кичик диаметрга эга бўлса, уша диафрагма апертуравий диафрагма бўлади.

Худди шунга ўхшаш чиқиш қорачиғи тушунчаси киритилади. *Чиқиш қорачиғи* деб, ишлатилаётган диафрагманинг ёки кириш қорачиғининг, оптикавий системанинг ундан кейинги турган қисмлари бераётган тасвирга айтилади. Оптикавий ўқда ётган тасвир нуқтасидан чиқиш қорачиғининг четларигача ўтказилган бурчак системанинг проекциялаш бурчаги ёки апертуравий чиқиш бурчаги деб аталади.

124- расмда диафрагмали оптикавий система ва шу системанинг олд ва орқа қисмлари ҳосил қилаётган диафрагма тасвири келтирилган.  $D'$  тасвир — кириш қорачиғи,  $D''$  тасвир эса чиқиш қорачиғи ҳисобланади;  $A$  ва  $A'$  — манба ва унинг ўқдаги тасвири;  $2u$  ва  $2u'$  — апертуравий кириш ва чиқиш бурчаклари.



124- расм.

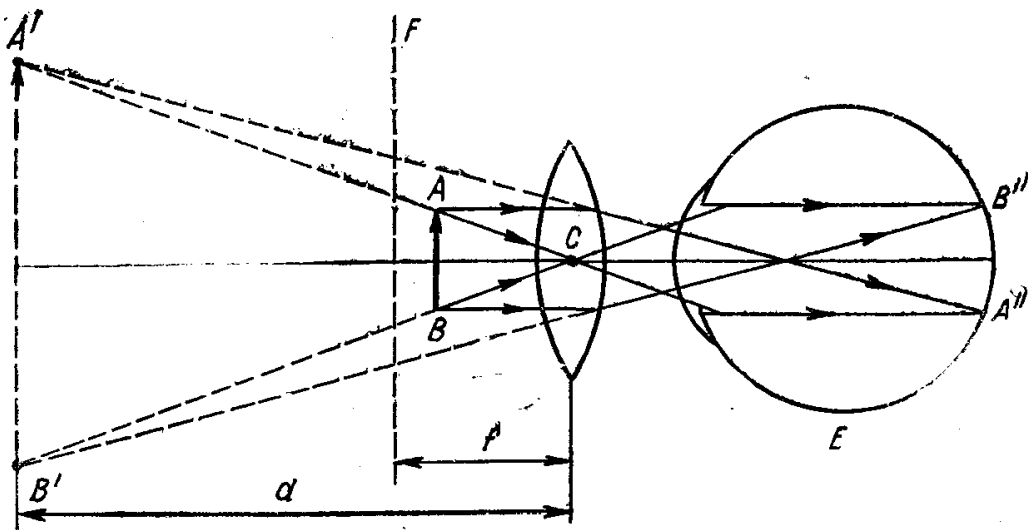


125- расм.

Энди ёруғлик нурлари  $\omega$  дастасини чегаралашнинг тасвирнинг кўриниш ўлчами ёки бошқача айтганда, кўриш майдони катталиги билан боғлиқ бўлган бошқа турини кўриб чиқамиз. *Кўриш майдони* деб, оптикавий система орқали буюмнинг нуқталари сезиларсиз заифлаштирилган ҳолда кузатиладиган энг катта ўлчамига айтилади. Кўриш майдони катталигини чегараловчи диафрагмалар кўриш майдон диафрагмалари деб аталадилар. Энг оддий ҳолда кўриш майдони тўғридан-тўғри буюмнинг ўзида ёки унинг тасвири жойлашган текисликда ётган бўлиши мумкин. Лекин кўриш майдони диафрагмалари кўпинча оптикавий системанинг ичида ётган бўлади. Кўриш майдони диафрагмасини топиш учун оптикавий системанинг диафрагмалар ва буюмдан олдинда турган қисми берган барча диафрагмалар тасвири ясалади.  $G$  диафрагманинг  $D'$  кириш қорачиғи марказидан  $2\omega$  энг кичик бурчак остида кўринаётган тасвир (125- расм) кўриш майдони диафрагмаси деб аталади.  $2\omega$  бурчак кўриш бурчағи деб аталади. Кўриш майдони диафрагмасини тасвир томондан ҳам ясаш мумкин. Бу  $G''$  тасвир бўлади,  $D''$  эса чиқиш қорачиғини билдиради.  $2\omega'$  бурчак *тасвирлаш бурчағи* деб аталади. Кўриш майдони диафрагмасининг ўрни буюмнинг оптикавий системадаги оралиқ тасвирларининг бирортаси билан устма-уст тушади.

### 36- §. Оптика асбоблари

Механикавий мосламалар ёрдамида маълум ҳолатда ўрнатилган линзалар, призмалар, кўзгулар ва бошқалардан ташкил топган оптикавий системалар оптика асбоблари ҳисобланади. Амалий оптиканинг у ёки бу масалаларини ҳал қилиш учун қўлланиладиган жуда кўп сонли турли хил асбоблари бор. Биз бу ерда асосан тасвир ҳосил қилишга мўлжалланган асбобларни ва биринчи навбатда микроскоп ва телескоп (кўриш труба)ни кўриб чиқамиз. Ёруғликнинг бошқа хил хусусиятларига асосланган оптика асбоблари



126- расм.

ўзига тегишли бўлимларда баён қилинади. Масалан, интерферометрлар ва дифракцион панжаралар II бобда баён қилинган эди.

Иккала асбоб—микроскоп ва телескопларнинг объектив ва окулярлари бўлади. Объектив абберрациялари яхшилаб тўғриланган ва буюмга қаратиб қўйилган линзадан иборат. У оптикавий асбоб орқали қараладиган буюмнинг ҳақиқий тасвирини ҳосил қилиб бериш учун мўлжалланган. Окуляр ҳам абберрацияга тўғриланган линзадан ёки линзалар системасидан иборат бўлади. Окуляр буюмнинг объектив орқали ҳосил қилинган тасвирини катталаштиришга мўлжалланган. Агар зарур бўлган катталаштириш унча катта бўлмаса (10—20 марта бўлса) ва катталашган тасвири олиниши керак бўлган буюм кузатувчига бевосита яқин турган бўлса, у вақтда лупа вазифасини бажарувчи биргина окуляр билан чекланиш мумкин.

1) **Лупа.** Лупанинг ишлашини 126- расмдан аниқлаш мумкин. Энг содда кўринишдаги лупа қисқа фокусли йиғувчи линзадан иборатдир. Лупа вазифасини бажарувчи  $\Delta$  линза орқали қаралаётган  $AB$  буюм линза ва унинг  $F$  фокал текислиги оралиғига жойлашади. Нурлар линзадан ўтгандан кейин катталашган мавҳум тасвир беради. Уни  $E$  кўз  $A'B'$  текисликда кўради.

$AB$  буюм амалда  $F$  фокал текисликда ётади. Агар  $AB$  буюм текислиги билан  $F$  фокал текислик орасидаги масофани эътиборга олмасак, у вақтда  $ABC$  ва  $A'B'C'$  учбурчакларнинг ўхшашлигидан

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{d}{f} \quad (36.1)$$

келиб чиқади.  $\frac{A'B'}{AB} = U$  — лупанинг катталаштиришини беради;  $d$  — нормал кўзнинг энг яхши кўриш масофаси,  $u$  25 см га тенг. Демак, лупанинг катталаштиришини

$$U = \frac{25}{f} \quad (36.2)$$



ифодадан топиш мумкин.  $f$  — катталиқ лупа учун  $\approx 1,2-5$  см бўлади. Демак, лупалар 20 мартагача катталаштириб бера олар экан. Лупанинг катталаштириши катталаштириши даражасини кўрсатувчи сон билан белгиланади, масалан,  $20\times$  — йигирма марта катталаштириши билдиради.

2) **Микроскоп.** Жуда майда буюмларни (микробуюмларни) кўриш учун оддий лупа ёрдами билан эришиб бўлмайдиган кучли катталаштиришлар керак. Бу мақсадни амалга ошириш учун анча мураккаб бўлган оптикавий система керак. Бундай система вазифасини микроскоп бажаради.

Микроскопнинг принципа оптикавий схемаси 127- расмда тасвирланган.  $L_1$  қисқа фокусли линза объектив, бошқа  $L_2$  қисқа фокусли линза эса окуляр вазифасини ўтайди.  $AB$  буюм объективнинг олд томонига, унинг олд фокус масофасидан бир оз нарига жойлаштирилади. Бунинг натижасида объектив буюмнинг ҳақиқий кучли катталаштирилган  $A'B'$  тасвирини беради. Объектив берадиган катталаштириш:

$$U_{об} = \frac{\Delta}{f_1} = \frac{A'B'}{AB} \quad (36.3)$$

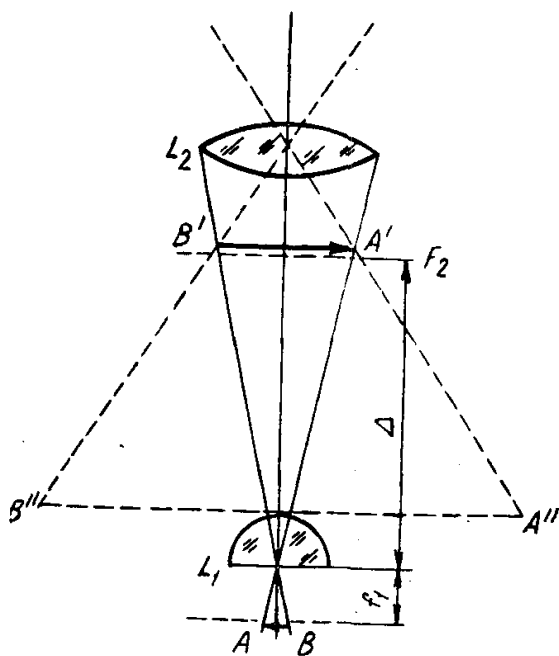
бўлади, бу ерда  $f_1$  — объективнинг олд фокус масофаси,  $\Delta$  — объективдан тасвиргача бўлган масофа, у амалда объективдан окулярнинг олд фокусигача бўлган масофага тенг. Микроскоп окулярининг фокус масофаси шунчалик кичикки,  $\Delta$  ни тақрибан объективдан окуляргача бўлган масофага тенг деб олиш мумкин.  $\Delta$  катталиқ объектив ва окуляр тутиб турувчи микроскоп трубагининг узунлигини белгилайди. Уни микроскоп тубуси деб атайдилар. Юқорида келтирилган формуладан

$$A'B' = AB \frac{\Delta}{f_1} \quad (36.4)$$

келиб чиқади.  $L_2$  окуляр лупа вазифасини ўтаб, катталашган  $A'B'$  мавҳум тасвир беради.  $L_2$  окулярнинг катталаштириши

$$U_{ок} = \frac{A''B''}{A'B'} = \frac{25}{f_2} \quad (36.5)$$

га тенг; бу ерда  $f_2$  — окулярнинг  $L_2$  олд фокус масофаси. (36.5) ифодадан



127- расм.

$$A''B'' = A'B' \frac{25}{f_2} \quad (36.6)$$

бўлади. Микроскопнинг  $U$  тўлиқ катталаштириши  $\frac{A''B''}{AB}$  нисбат сифатида аниқланади. Юқорида топилган (36.4) ва (36.5) ифодалардан микроскопнинг  $U$  катталаштириши учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

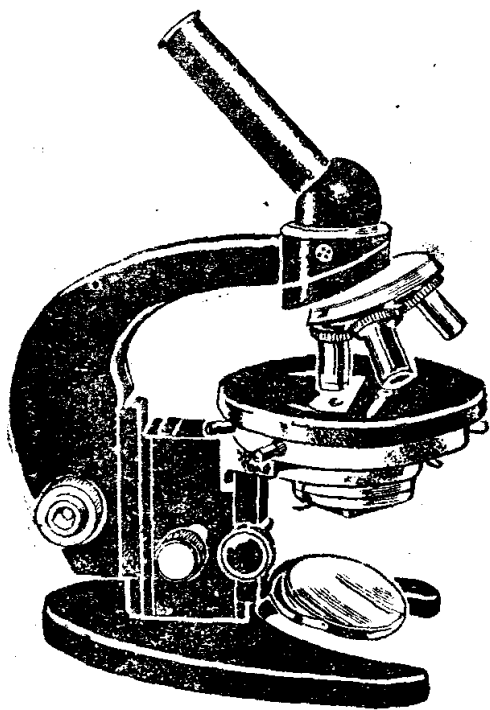
$$U = \frac{A''B''}{AB} = 25 \frac{\Delta}{f_1 f_2}. \quad (36.7)$$

Шундай қилиб, микроскоп тубусининг узунлиги қанча катта, объектив ва окулярнинг фокус масофаси қанча кичик бўлса, микроскопнинг катталаштириши шунчалик катта бўлади. Оптикий микроскопнинг катталаштириши 2000 гача етади.

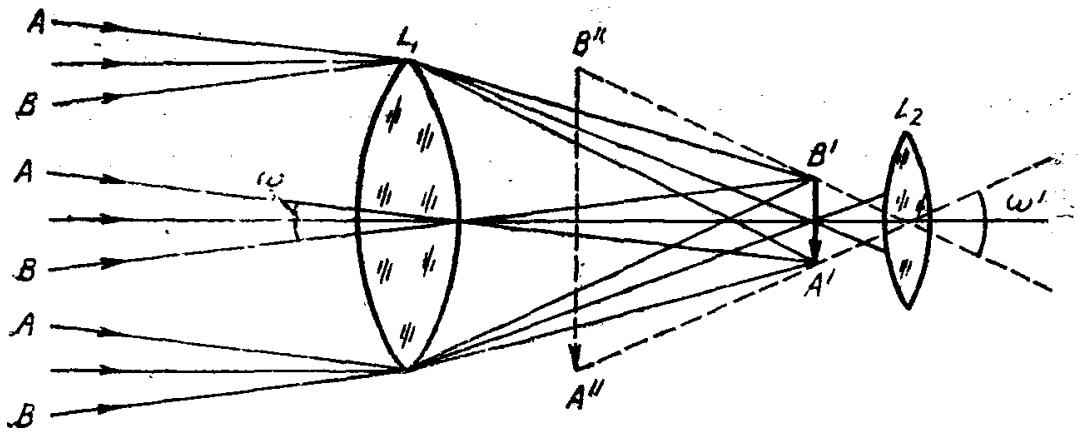
Микроскопларнинг объективлари линзаларнинг мураккаб системаси ҳисобланиб, уларда кенг ёруғлик дасталаридан фойдаланиш туфайли вужудга келадиган абберациялар йўқотилган бўлади. Шунини таъкидлаб ўтиш керакки, микроскоп фақат мавҳум тасвир бериб қолмай, балки ҳақиқий тасвир ҳам беради. Бунинг учун окулярнинг  $F_2$  олд фокуси объектив берган  $A'B'$  тасвирдан юқорида турадиган қилиб окулярни бир оз юқорига суриш етарли бўлади. Шу вақтда окуляр берган тасвир объективдан пастда эмас, балки ундан юқорида ва ҳақиқий бўлади.  $A'B'$  дан окуляргача бўлган масофани ўзгартириб, ҳоҳишга қараб ҳақиқий тасвир катталигини ўзгартириш мумкин. Оралиқни жуда ҳам катта қилиб олиш мумкин. Микроскопнинг бундай иш схемаси микропроекцияда ва микрофотографияда қўлланилади.

128-расмда СССРнинг оптикий саноатида тайёрланадиган замонавий микроскоплардан бирининг ташқи кўриниши келтирилган.

3) **Телескоп.** Микроскоп яқин турган жуда кичик буюмларни катталаштириш учун ишлатилади. Лекин микроскоп узоқдаги буюмларни кузатиш учун ярамайди. Бу ҳолда тасвир фокус билан иккиланган фокус оралиғида ҳосил бўлади. Шунинг учун у жуда ҳам кичрайтирилган бўлади. Шу билан бирга объективнинг фокус масофаси қанчалик қисқа бўлса, бу кичрайиш шунчалик кучли бўлади.



128- расм.



129- расм.

Бундан узоқдаги буюмларни кузатиш учун иложи борича катта фокус масофасига эга бўлган объективлар ишлатилиши лозимлиги келиб чиқади. Окулярга келганда, унга одатдаги тасвирни кучли даражада қатталаштириш талабидан бошқа бирор махсус талаб қўйилмайди.

Юқорида айтилганлардан узоқлашган объектларни кузатиш учун ишлатиладиган асбоб (телескоп)нинг оптикавий схемаси  $L_1$  узун фокусли объектив ва  $L_2$  окулярни ўз ичига олиши керак (129-расм). Объектив ўзининг иккинчи фокал текислигининг яқинида узоқдаги  $AB$  буюмнинг (расмда кўрсатилмаган) ҳақиқий тўнкарилган  $A'B'$  тасвирини беради. Буюм катта масофада бўлгани туфайли, унинг ҳар бир нуқтаси объективга амалда параллел нурлар дастасини юборади.  $A$  ҳарфлар билан буюмнинг  $A$  четидан келаётган,  $B$  ҳарфлар билан  $B$  четидан келаётган нурлар белгиланган. Оптикавий ўққа параллел нурлар буюмнинг оптикавий ўқда ётадиган ўрта қисмидан келади. Буюмнинг четки нуқталаридан келаётган нурлар  $\omega$  бурчак ҳосил қилади. Демак, буюм объектив марказидан ана шу бурчак остида кўринади. Бу бурчак катталиги амалда

$$\omega = \frac{A'B'}{f_1'} \quad (36.8)$$

га тенг бўлади, бу ерда  $f_1'$  — объективнинг иккинчи фокус масофаси.  $L_2$  окуляр  $A''B''$  маъхум тасвирни беради. Бу берилган ҳолда бизни унинг  $\omega'$  бурчак катталиги қизиқтиради. Чизмадан кўринишича, у тақрибан:

$$\omega' = \frac{A'B'}{f_2} \quad (36.9)$$

га тенг, бу ерда  $f_2$  — окулярнинг биринчи фокус масофаси. Телескоп берадиган бурчак қатталаштириш:

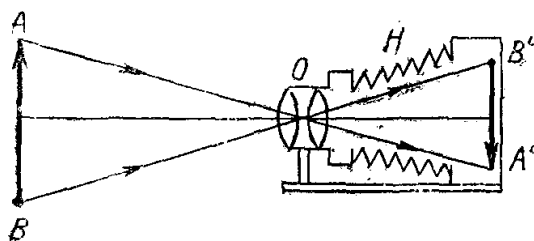
$$U_1 = \frac{\omega'}{\omega} = \frac{f_1'}{f_2} \quad (36.10)$$

га тенг бўлади, яъни у объективнинг фокус масофасини окулярнинг фокус масофасига нисбати билан ўлчанади.

Демак, телескопнинг катталаштириши унинг объективнинг фокус масофаси катталашиб ва окулярнинг фокус масофаси кичиклашиб борган сари орта боради. 129- расмда тасвирланган телескоп (кўриш трубаси) тўнкарилган тасвир беради. Агар тўғри тасвир олиш зарур бўлса, у вақтда телескопда объектив ва окулярдан бошқа ағдариб берувчи система бўлиши керак. Бу система линзали ёки призмали (биноклларда) бўлиши мумкин.

Телескоплар астрономияда Қуёш, Ой, юлдузлар, туманликлар ва бошқа объектларни кузатиш учун; ҳарбий ва денгиз ишларида нишонга олиш қурилмаси, узоқни ўлчаш асбоблари, кузатиш трубалари ва ҳ. к. ларнинг таркибий қисми сифатида ҳам кенг қўлланилади.

4) **Фотографик аппарат.** Фотографик аппаратлар ва уларнинг кейинги тараққиёти—катта тезликда сурат олишга олиб келувчи кино-



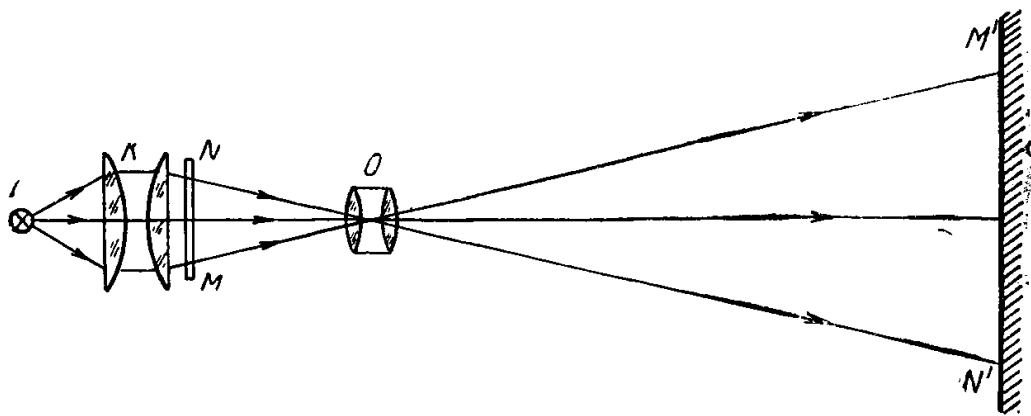
130- расм.

съемка аппаратлари амалий ва илмий ишларда, айниқса, кенг қўлланилмоқда.

Фотографик аппаратнинг схемаси 130- расмда келтирилган.  $O$  объектив кўп линзали анастигматдан, яъни абберациялари йўқотилган линзалар системасидан иборат.  $У$  махсус апертуравий диафрагма, очилиш вақти

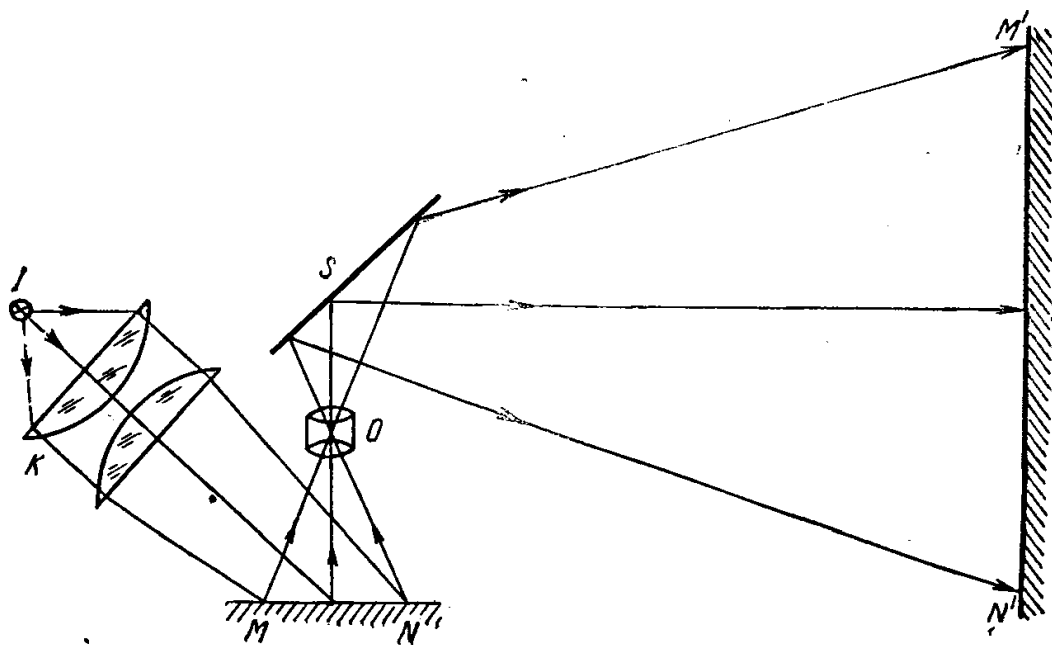
(экспозиция) турлича танлаш учун мўлжалланган затвор ва фотосъемка ўтказиш учун керак бўлган мосламалар билан жиҳозланган оправага маҳкамланган. Объектив  $AB$  буюмнинг  $A'B'$  текисликда аниқ тасвирини беради. Бу текисликка ёруғликсезгир қатлам (фотопластинка ёки фотоплёнка) қўйилган бўлади. Бутун қурилма фотографик камерадан иборат бўлиб, бу камера баъзи фотоаппаратларда гофрланган эластик  $H$  чарм қутича борлиги туфайли йиғиладиган ва ёйиладиган бўлади. Бошқа камералар, аксинча, мустаҳкам қилиб ясалади. Барча фотоаппаратларда объектив (баъзида фотопластинкали кассета)  $A'B'$  аниқ кескин тасвир ҳосил қилиш учун оптикавий ўққа параллел ҳолда кўчирилади. Фотографик камера қатор ҳолларда кўп асбобларнинг: спектрограф деб аталувчи спектрал асбобларнинг, микрофотография учун ишлатиладиган аппаратларнинг ва кўпчилик бошқа асбобларнинг ажралмас қисми ҳисобланади.

5) **Проекцион асбоблар.** Негатив, позитив, чизма, расм, текст ва ҳ. к. ларнинг экранда катталашган тасвирларини ҳосил қилиш учун проекцион асбоблар қўлланилади. Бу асбоблар ўзининг оптикавий схемаси бўйича экранга тасвири тушириладиган буюмни равшан қилиб ёритиш учун махсус мосламалар билан жиҳозланган, аксинча ишлайдиган (тескари қўйилган) фотоаппаратлардир.



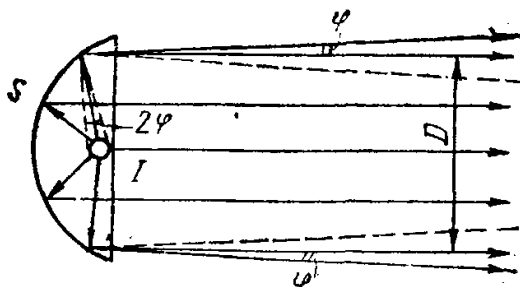
131- расм.

Агар проекцион асбоб шаффоф бўлмаган буюмни проекциялаш учун мўлжалланган бўлса, бу асбоб эпископ деб аталади. Агар шаффоф тасвирларни (шишадаги, киноплёнкадаги фотосуратларни) проекциялаш керак бўлса, у вақтда бундай асбоб диаскоп деб аталади. Одатда иккала асбобни битта конструкцияга бирлаштирадлар ва бундай проекцион асбобни эпидиаскоп деб атайдилар. Узлуксиз проекциялаш учун кинопроекцион аппаратлар қўлланилади. 131- расмда шаффоф объектларни, диапозитивларни проекциялаш учун мўлжалланган асбоб схемаси келтирилган. Кучли ёруғлик манбаи  $K$  конденсор (катта диаметри қисқа фокусли линзалар системаси) ёрдамида  $MN$  шаффоф диапозитив (фотосурат, расм ва ҳ. к.) ёритилади, унинг тасвири қисқа фокусли  $O$  объектив ёрдамида экранга кучли катталаштирилган ҳолда проекцияланади. Экранда проекцияланаётган  $MN$  объективнинг катталашган  $M'N'$  тасвири ҳосил бўлади.



132- расм.

Шаффоф бўлмаган объективларни проекциялаш учун мўлжалланган асбобнинг оптикавий схемаси 132- расмда келтирилган. Бу ерда проекцияланадиган  $MN$  объект  $K$  конденсор ёрдамида кучли  $I$  ёруғлик манбаи билан ёритилади.  $MN$  да сочилган ёруғлик  $O$  объектив ва  $S$  кўзгу орқали экранга йўналтирилади. У ерда  $MN$  объектининг кучли катталашган  $M'N'$  тасвири ҳосил бўлади.



133- расм.

б) Ёриткич асбоблар. Ёриткич асбоблар деганда одатда прожекторлар тушунилади. Ёриткич асбобларда ёруғлик манбаидан ташқари асосий роль ўйнайдиган ботиқ (сферик ёки параболик) кўзгу ёки кўзгулар ва линзалар системалари комбинацияси бўлади. Кўзгули прожекторнинг оптикавий схемаси жуда содда. У 133- расм-

да келтирилган. Бу ерда  $S$  — параболик кўзгу-қайтаргич. Унинг фокусиди  $I$  кучли ёруғлик манбаи (электр ёй, катта қувватли электр лампа ва ҳ. к.) қўйилган. Ёруғлик манбаининг кўзгунинг оптикавий ўқида ётган нуқталари кўзгуга ёруғлик юборади. Ёруғлик кўзгудан қайтганидан кейин  $S$  қайтаргич тешигининг диаметрига тенг бўлган  $D$  ёруғлик диаметрига эга бўлган параллел даста бўлиб кетади. Ёруғлик манбаи нуқтавий бўлмасдан  $d$  ўлчамга эга бўлганлиги туфайли, манбаининг ўқдан ташқарида ётган нуқталаридан бораётган ёруғлик нурлари тарқалаётган ёруғлик дастасини ҳосил қилади. Бу тарқалиш  $2\varphi$  бурчак билан характерланади ва у қуйидаги тақрибий муносабат билан аниқланади:

$$2\varphi = \frac{d}{f}, \quad (36.11)$$

бу ерда  $d$  — ёруғлик манбаининг диаметри;  $f$  — қайтаргичнинг фокус масофаси. Ёруғликнинг тарқоқ кетиши симметрик бўлади, яъни бир томонга  $\varphi$  бурчакка оққан бўлса, бошқа томонга ҳам 133- расмда кўрсатилгани каби худди шундай бурчакка оққан бўлади.

Прожекторлар ҳарбий ва денгиз ишида, катта майдонларни (территорияларни) ёритиш учун, сигналлаштириш ва бошқа мақсадларда қўлланилади.

Ҳозирги вақтда мавжуд бўлган жуда кўп сонли оптикавий асбоблар тавсифини бериш имконига эга бўлмаганимиз учун, биз қуйида юқорида баён қилинган асбобларни ҳам қўшган ҳолда асосий оптикавий асбобларнинг рўйхатини бериш билан чегараланамиз.

а) Астрономик асбоблар. Бу тур асбобларга жуда кўп турдаги телескоп-рефлекторлар ва рефракторлар, универсал қуроллар, гелиографлар, яъни Куёшни узлуксиз кузатиш учун мўлжалланган асбоблар, Куёшни монохроматик нурларда ўрганишга мўлжалланган асбоблар — спектрогелиоскоплар, спектрогелиографлар ва қатор бошқа асбоблар киради.

б) **Микроскопик жисмларни ўрганиш учун мўлжалланган оптикавий асбоблар:** лупалар, микроскоплар, микропроекцион қурилмалар, микрофотографик қурилмалар, микроскопик объектларни қутбланган ёруғликда тадқиқ қилиш учун мўлжалланган поляризацион (қутбловчи) микроскоплар, интерференцион микроскоплар, ультрабинафша нур микроскоплари ва бошқалар. Микродунёни ўрганиш учун мўлжалланган воситаларнинг бу арсенали медицинада, биологияда, металлшунослик, минералогия, геология, кристаллография, машинасозлик, аниқ ўлчаш техникаси ва бошқаларда жуда турли-туман илмий ва амалий ишларни ўтказиш имконини беради.

в) **Геодезик асбоблар.** Ер сиртида масофаларни жуда аниқ ўлчаш ҳозирги вақтда техника ва халқ хўжалиги учун биринчи даражали аҳамиятга эга. Бу мақсад учун турли-туман геодезик асбоблар — теодолитлар, нивелирлар, угломерлар (бурчак ўлчагич), фототеодолитлар, аэрофотоаппаратлар ва ҳ. к. лар қўлланилади. Кейинги йилларда геодезия мақсадлари учун оптикавий локаторлар, яъни радиолокаторларга ўхшаш масофаларни ўлчаш берилган фазовий оралиқни ёруғлик нурининг ўтиши учун кетган вақтни ўлчаш усулига асосланган асбоблар қўллай бошланди. Бу мақсад учун ёруғлик тезлиги гоят катта аниқлик билан ўлчанган бўлиши лозим.

г) **Чизиқли ва бурчак катталиклари ни жуда аниқ ўлчаш учун мўлжалланган оптикавий асбоблар.** Агар узунликларни ва бурчакларни ўлчаш учун мўлжалланган аниқ оптикавий асбоблар мавжуд бўлмаганда эди, ҳозирги замон аниқ машинасозлик, асбобсозлик, авиация ва автомобиль саноатининг мазмуни қолмаган бўлар эди. Бу мақсадда оптикавий ўлчаш машиналари, компараторлар, универсал микроскоплар, гониометрлар, интерференцион компараторлар, филдирак тишларини ўлчаш машиналари, проекцион асбоблар ва у ёки бу конкрет масалани ҳал қилишга мўлжалланган жуда кўп бошқа асбоблар ишлаб чиқилган.

д) **Ёриткич асбоблар ва сигнализация учун мўлжалланган асбоблар.** Буларга турли прожекторлар, фаралар, маяк чироқлари (денгиз бўйида кемаларга йўл кўрсатиб турувчи чироқлар), светофорлар ва бошқалар киради.

е) **Фотографик асбоблар.** Жуда кўп сонли масалалар фотографик асбоблар ёрдамида ҳал қилинади. Буларга турли-туман одатдаги ва катта тезликдаги съёмкалар учун мўлжалланган фотоаппаратлар, шунингдек, бошқа оптикавий асбоблар системасининг бир қисми сифатида ишлатилувчи фотоаппаратлар киради.

ж) **Илмий тадқиқотларда қўлланиладиган оптикавий асбоблар.** Спектрларни ўрганиш учун мўлжалланган асбоблар: спектроскоплар, спектрографлар, дифракцион спектрографлар, интерференцион спектроскоплар мўҳим аҳамиятга эгадир. Илмий мақсадлар учун, шунингдек, интерферометрлар, рефрактометрлар, қутбланиш асбоблари ва ҳ. к. лар қўлланилади.

з) Проекциялаш учун мўлжалланган асбоблар. Проекциялаш мақсадлари учун манзара, буюм, чизма ва ҳ. к. ларнинг аудитория экранларида катталашган тасвирларини олиш имконини берадиган оптикавий асбоблардан фойдаланилади. Уларга проекцион фонарлар, эпископлар, диаскоплар, микропроекцион ва кинопроекцион қурилмалар киради.

и) Фотометрик асбоблар. Бу группага ёруғлик катталикларини ўлчаш учун мўлжалланган турли-туман асбоблар: фотометрлар, люксметрлар, рефлексметрлар, спектрофотометрлар, калориметрлар ва ҳ. к. лар кирадилар.

к) Медицинада қўлланиладиган оптикавий асбоблар катта ва турли-туман группани ишғол қилади. Бунга кўзни коррекциялаш учун мўлжалланган асбоблар — кўзойнақлар билан бир қаторда кўзни ўрганиш учун мўлжалланган асбоблар — офтальмоскоплар, офтальмометрлар ва ҳ. к. лар киради. Бундан ташқари, тананинг бошқа органларини ўрганиш учун ҳам оптикавий асбоблардан фойдаланилади.

л) Ҳарбий мақсадларда қўлланиладиган оптикавий асбоблар. Мудофаа техникасининг тараққиёти масалалари оптикавий асбобларнинг мукамаллашиши билан бевосита боғлиқдир. Аниқ оптикавий асбобларсиз (нишонга олиш қурилмалари ва бошқалар) қуролдан аниқ отишни кўз олдимишга келтириш қийин. Панадан туриб кузатиш ишларида перископ деб аталувчи махсус асбоблар қўлланилади. Сув ости кемалари ҳам перископлар билан жиҳозланган бўлади. Мўлжалгача бўлган масофаларни ўлчашда оптикавий узоқлик ўлчагичлар қўлланилади.

Ҳарбий ишларда, шунингдек, инфрақизил нурларда кузатиш учун мўлжалланган оптикавий асбоблар қўлланилади. Буларга қоронғида кўриш учун мўлжалланган бинокллар, инфрақизил нурларда ишлайдиган оптикавий телефонлар ва бошқа қурилмалар киради. Бошқариладиган снарядларни самолётлар ва кемаларга инфрақизил нурланиш бўйича ўз-ўзини йўналтиришда ҳам оптикавий асбоблардан фойдаланилади.

м) Кино, телевидение ва автоматикада ишлатиладиган оптикавий асбоблар ва бошқа аппаратуралар. Оптикавий ҳодисалар ва оптикавий асбоблар киносъёмка ва фильмларни экранга кинопроекциялаш, тасвирни радио орқали узатиш ва турли-туман ишлаб чиқариш процессларини автоматлаштириш билан боғлиқ бўлган процессларда биринчи даражали аҳамиятга эгадир. Киносъёмка ва кинопроекцион камералар кучли ёруғлик кучига эга бўлган оптикавий системалар ва объектларни тез съёмка қилишга ва экранга проекцияланаётган кадрларни тезлик билан алмаштиришга имкон берувчи махсус механикавий қурилмалардан иборат бўлади.

Киносъёмка учун махсус ёриткич аппаратуралари зарур, бундан ташқари кинофильмларни очилтириш ва ишлаб чиқаришда анча мураккаб бўлган оптикавий аппаратурадан фойдаланилади.



Бу ерда физиологик оптика масалалари ҳам жуда катта роль ўйнайди, чунки кинофильмларни демонстрация қилиш тез ўзгарувчи ёруғлик процессларининг кўриш сезгиси билан боғлиқ.

Телевидениеда оптикавий асбоблар узатилаётган тасвирни узатувчи қурилма (иконоскоп) экранда ҳосил қилиш имконини беради. Иконоскоп оптикавий тасвирни электрик тасвирга айлантириб беради (экраннинг ёритилган жойлари фотоэлектрик ҳодисалар туфайли маълум электр зарядга эга бўлади). Ингичка электрон нур дастаси ёрдамида бу зарядлар қабул қилиб олинади ва олинган сигналларни (тегишли кучайтиришлар ўтказилгандан кейин) радиостанция навбатма-навбат узата бошлайди. Телевизорлар қабул қиладиган сигналлар интенсивлиги узаткич экрандаги ёритилганликка боғлиқ бўлгани учун, телевизор экранда узатилаётган тасвирга ўхшаш тасвир ҳосил бўлади.

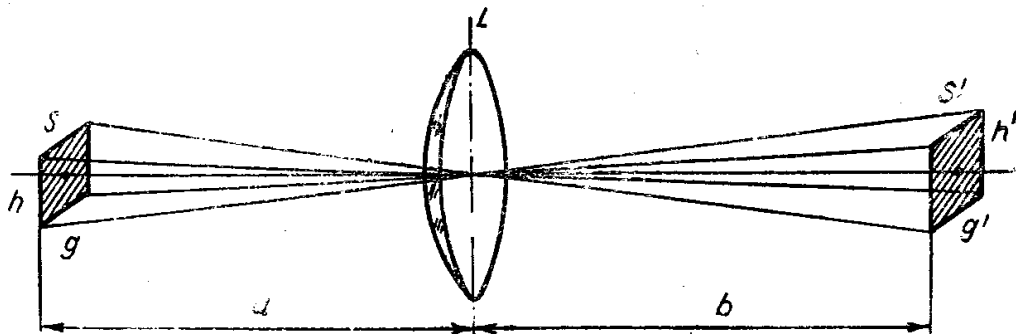
Ишлаб чиқариш процессларини автоматлаштиришда оптикавий методлар жуда катта роль ўйнайди. Ишлаб чиқаришда ёруғлик нурлари ва фотоэлементлар ёрдамида кетма-кет ўтаётган деталлар уларнинг ўлчамлари бўйича сортларга ажратилади, махсус, мураккаб деталларни тайёрловчи автоматик станокларда чизмалар фотоэлектрик қурилмалар орқали ўқилади ва ҳ. к. Кейинги йилларда ҳисоблаш машиналари ва турли хил ҳисоб ечувчи қурилмалар, айниқса, катта аҳамиятга эга бўлиб бормоқда. Улар, хусусан, мураккаб ишлаб чиқариш процессларини бошқаришда ҳам қўлланилади. Кўпгина қурилмаларда оптикавий асбоблар асосий элемент ҳисобланади. Фотоэлектроника тараққиёти билан оптика ва ҳисоблаш техникасининг роли янада юқори кўтарилиши лозим.

### 37-§. Оптикавий асбобларнинг ёруғлик (ёритиш) кучи

Кўпчилик оптикавий асбобларнинг сифати уларнинг оптикавий система берган тасвирларининг ёритилганлиги билан аниқланади.

Линзада тасвирнинг ёритилганлик масаласини кўриб чиқайлик, чунки мураккаб ҳолларни ҳам охирида линза ҳолига келтириш мумкин.

Фараз қилайликки, линза ёрдамида баландлиги  $h$ , эни  $g$  бўлган кичикроқ бир шуълаланувчи  $S$  юзанинг тасвири олинган бўлсин



134- расм.

(134- расм). Бу юзача линзанинг оптикавий ўқига перпендикуляр ва бу ўқ  $S$  нинг марказидан ўтади. Биз  $h$  ва  $g$  катталиклар  $a$  ва  $b$  лардан, демак, линзанинг  $f$  фокус масофасидан анча кичик деб фараз қиламиз.  $S$  юзачанинг равшанлигини  $B$  билан белгилайлик, у ҳолда  $L$  линзадан ўтаётган ёруғлик оқими етарли аниқлик билан қўйи-даги формула орқали аниқланади:

$$F = \frac{BC}{a^2} \cdot \frac{\pi D^2}{4}, \quad (37.1)$$

бу ерда  $D$  — линзанинг диаметри. Бу ёруғлик оқими  $S'$  юзачада текис тақсимланади, шунинг учун унинг ёритилганлиги:

$$E = \frac{B}{a^2} \frac{\pi D^2}{4} \frac{S}{S'} \quad (37.2)$$

га тенг бўлади.  $h' \Rightarrow \frac{b}{a} h$  муносабатдан фойдаланиб  $S'$  катталиқни аниқлаймиз:  $g' = \frac{b}{a} g$ . Демак,  $S' = h' g' = \frac{b^2}{a^2} hg = \frac{b^2}{a^2} S$ .

$S'$  нинг бу ифодасини (37.2) формулага қўйиб,

$$E = \frac{B}{b^2} \frac{\pi D^2}{4} \quad (37.3)$$

эканлигини топамиз.

Бу формулани исбот қилишда биз оптикавий системада ёруғлик-нинг қайтишига, ютилишига ва сочилишига сарф бўлишини эътиборга олмадик. Бу йўқотишлар (37.3) формулага киритилган  $\epsilon$  кўпайтувчи орқали ҳисобга олинади. Ёруғликнинг йўқолишини ҳисобга олиб,

$$E = \epsilon \frac{B}{b^2} \frac{\pi D^2}{4} \quad (37.4)$$

ни ёза оламиз. Агар  $a \gg b$  бўлса, у вақтда  $b = f'$  бўлади, демак, узоқда жойлашган буюмлар учун

$$E = \epsilon \frac{\pi B}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2. \quad (37.5)$$

(37.5) формуладан ёруғлик манбаи қанчалик равшан, линза диаметри қанчалик катта ва унинг фокус масофаси қанчалик кичик бўлса, тасвир шунчалик кучли ёритилган бўлади. (37.5) формулага кирган  $\frac{D}{f'}$  катталиқ линзанинг (объективнинг) нисбий тирқиши ёки ёруғлик кучи (ёритиш кучи) деб аталади. Фотографик объективларда қулайлик учун унга тескари бўлган катталиқ келтирилади. Шундай қилиб,  $\frac{D}{f'}$  қанчалик катта бўлса, линзанинг (объективнинг, оптикавий схеманинг) ёритиш кучи шунчалик катта бўлади. Шунинг учун  $\frac{D}{f'}$  ни иложи борича катта қилишга ҳаракат қилинади. Лекин бунинг чегараси бор,  $\frac{D}{f'}$  нинг ортиши билан йўқотиш қийин бўлган абберрациялар ҳам орта боради.

### 38-§. Оптикавий асбобларнинг ажратиш кучи

Идеал оптикавий система — бу шундай системаки, унда абберрациялар бўлмайди; у буюмнинг ҳар бир нуқтасини нуқта кўринишида тасвирлайди.

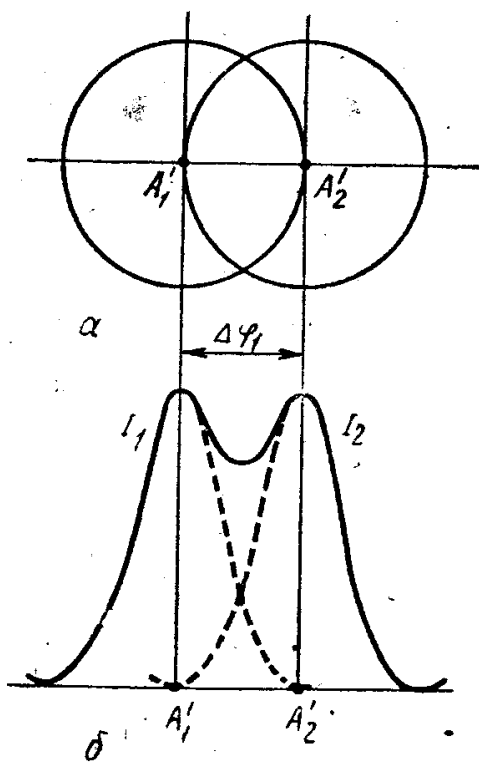
Бироқ 22- § натижаларидан (22.27 формуладан) маълум бўлишича, ҳатто идеал оптикавий система бўлганда ҳам, яъни унда бирорта ҳам абберрация бўлмаганда ҳам, нуқтавий манба доирача шаклида тасвирланади, бу доирача радиусининг бурчак катталиги (биринчи дифракцион максимум бўйича, агар  $\Delta\varphi_1 \ll 1$  бўлса)

$$\Delta\varphi_1 = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (38.1)$$

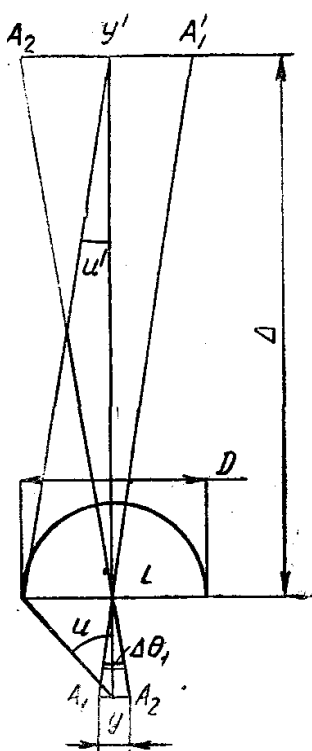
га тенг бўлади; бу ерда  $D$  — система тирқишининг диаметри. Система линза ёки кўзгу (объектив) дан иборат бўлса,  $D$  телескоп (микроскоп) кириш линзасининг диаметри бўлади.

Агар иккита нуқтавий ёруғлик манбаи (иккита нуқтавий буюм)  $\Delta\varphi_1$  бурчакли масофада турса, у вақтда буни иккита бир-бирига яқин турган нурланувчи нуқталарни ажратиб кўришнинг чегаравий шarti сифатида қабул қилинади. 135-расмда иккита бир-бирларидан  $\Delta\varphi_1$  бурчакли масофага узоқлашган  $A_1$  ва  $A_2$  нуқтавий манбаларнинг  $D$  диаметрли идеал линзадаги (кўзгудаги ёки оптикавий системадаги) дифракцион тасвири кўрсатилган. Кузатилаётган «нуқтавий»  $A_1$  ва  $A_2$  манбалар тасвирининг бундай туришида уларнинг ҳар бирининг дифракцион тасвири  $2\Delta\varphi_1$  диаметрга эга бўлади (135-а расм). Шунинг учун ажратиб кўришнинг чегаравий шartiда битта  $A'_1$  нуқтанинг дифракцион тасвиридаги интенсивлик максимуми бошқа  $A'_2$  нуқта интенсивлигининг минимумига тўғри келади ва аксинча. Максимумлар оралигидаги интенсивлик ҳар бир максимумдаги интенсивликнинг тахминан 80% ига тенг бўлади (135-б расм). Бунда кузатувчи иккита тасвирни ажратиб алоҳида-алоҳида кўра олади. Агар бундан кейин  $A_1$  ва  $A_2$  нуқталар бир-бирига яқинлаштирилса,  $A'_1$  ва  $A'_2$  лар орасидаги интенсивлик минимуми йўқолади ва иккала тасвир битта нуқтага тўпланади, яъни алоҳида-алоҳида бўлиб кўринмайди.

Шундай қилиб, иккита нурланаётган объект орасидаги



135- расм.



136- расм.

$$\delta \varphi = \Delta \varphi_1 \quad (38.2)$$

бурчакли масофа ажратиш чегараси ҳисобланади, ёки бошқача айтганда, берилган линзанинг (кўзгунинг, оптикавий система-нинг) ажратиш чегараси ҳисобланади.  $\delta \varphi$  га тескари бўлган катталиқ оптикавий система-нинг ажратиш кучи деб қабул қилинади. Хусусан, телескопнинг ажратиш чегараси (38.1) формуладан аниқланади.

Микроскоп учун ажратиш чегарасини, катталаштириш учун бажарилганга ўхшаш чизиқли катталиқлар орқали аниқлаш қизиқарли ҳисобланади. Аберрациялари йўқотилган оптикавий системалар учун синуслар шarti, яъни

$$ny \sin u = n' y' \sin u' \quad (38.3)$$

бажарилади. Микроскопда  $u'$  бурчақ катта эмас (136- расм), шунинг учун  $\sin u' \approx \operatorname{tg} u' = \frac{D}{2\Delta}$  деб ҳисоблаш мумкин.  $\sin u'$  нинг ифодасини синуслар шartiга қўйиб ва  $n' = 1$  эканлигини назарда тутсак,

$$ny \sin u = y' \frac{D}{2\Delta} \quad (38.4)$$

ифодага эга бўламиз. Агар  $y'$  ажратишнинг чегаравий шartiга мос келса, у вақтда

$$\Delta \theta_1 \approx \frac{y'}{\Delta} \approx 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

бўлади. Бу ерда  $y'$  ни топиб, унинг қийматини (38.4) га қўйсак,

$$y = 0,61 \frac{\lambda}{n \sin u} \quad (38.5)$$

ҳосил бўлади.  $y$  катталиқ берилган ҳолда иккита нуқтавий буюмни айрим кўришнинг мумкин бўлган энг кичик масофаси ҳисобланади, яъни микроскопнинг ажратиш чегараси ҳисобланади.  $u$  ва  $n$  қанчалик катта ва  $\lambda$  қанчалик кичик бўлса,  $y$  ҳам шунчалик кичик бўлади.  $n \sin u$  катталиқ микроскоп объективининг апертура сони деб аталади.  $U$  қанчалик катта бўлса, микроскопнинг ажратиши шунчалик яхши бўлади. Шунинг учун микроскопнинг ажратиш кучини катталаштириш учун текшириладиган объектни  $y$  билан объектив оралиғидаги барча фазони тўлдирадиган суюқликка ботирилади. Бу мақсадда қўлланиладиган суюқликлар иммерсион суюқликлар деб аталади, суюқ иммерсия билан ишлайдиган объективлар эса иммерсион деб аталади.

Электрон микроскопларда тўлқин узунлиги  $\lambda = \frac{h}{mv}$ , бу ерда  $h$  — Планк доимийси;  $m$  — электроннинг массаси;  $v$  — унинг тезлиги. Катта  $v$  ларда  $\lambda$  тўлқин узунлиги жуда кичик бўлади, ажратиш кучи эса жуда катта, оптикавий микроскопларга қараганда юз ва минг марта катта бўлади.

(38.5) формула ўзи нурланувчи деб ҳисобланадиган объектлар учун ўринлидир. Бундай объектнинг ҳар бир нуқтасидан келадиган нурлар когерент эмас. Агар, аксинча, буюм ёритилган бўлса ва ундан қайтган нурлар когерент бўлса, (38.5) формулада 0,61 коэффицентни 0,5 сони билан алмаштириш керак.

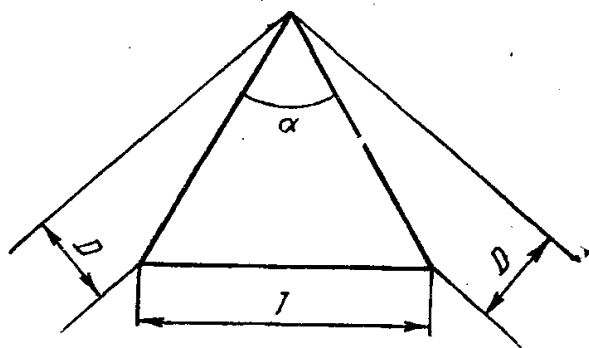
Призмали спектроскоплар учун ажратиб кўриладиган объектлар бўлиб бир-бирларига жуда яқин турган спектрал чизиқларнинг икки тасвири ҳисобланади. Ажратиш чегарасида чизиқлар шундай жойлашган бўладикки, улар интенсивликларининг тақсимот эгри чизиқлари бир-бирлари билан 135-б расмдаги эгри чизиқларга ўхшаб устма-уст тушади. Фарқ шунда бўладикки, призма тўғри тўрт бурчакли тешикка эга бўлади, шунинг учун  $\Delta\varphi_1$  бу ерда

$$\Delta\varphi_1 = \frac{\lambda}{D} \quad (38.6)$$

ифода билан аниқланади, бу ерда  $D$  — призмадан ўтаётган ёруғлик дастасининг кенглиги (137-расм).

Призманинг бурчак дисперсияси (29.6) формула билан аниқланади. Уни:

$$\Delta\delta = \frac{T}{D} \frac{dn}{d\lambda} \Delta\lambda \quad (38.7)$$



137- расм.

кўринишга келтириш мумкин, бу ерда  $T$  — ёруғлик нури бўйлаб ётган призма асосининг узунлиги;  $D$  — призмадан ўтаётган ёруғлик дастасининг кесими (137-расмга қ.) Икки чизиқни ажратиш шarti  $d\delta = \Delta\varphi_1$  бўлади, бу ердан

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{T} \frac{dn}{d\lambda} \quad (38.8)$$

га эга бўламиз.  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  катталик нисбий ажратиш чегараси ҳисобланади, бунга тескари бўлган катталик, яъни

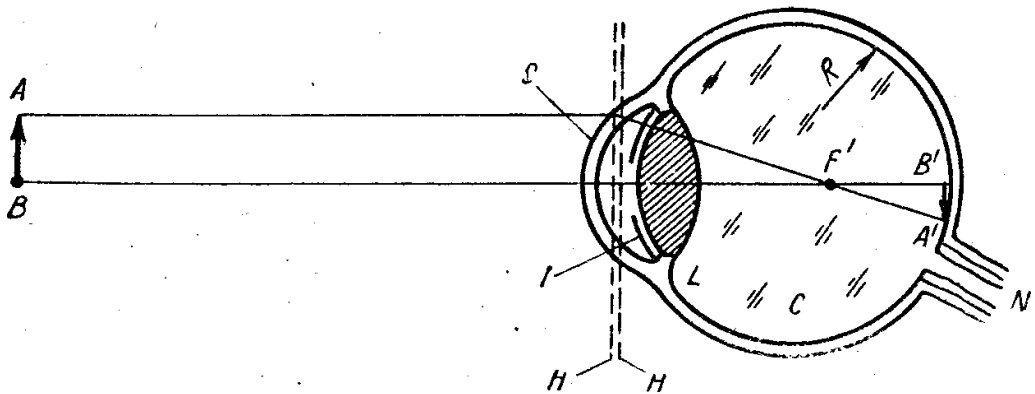
$$\mathfrak{R} = T \frac{dn}{d\lambda} \quad (38.9)$$

спектроскопнинг (спектрографнинг) ажратиш кучи деб аталади.

Интерферометр ва дифракцион панжара учун биз  $\mathfrak{X}$  катталикини аввал аниқлаган эдик, у  $\mathfrak{X} = kN$  формула билан ифодаланади, бу ерда  $k$  — спектрнинг тартиби (интерференциянинг тартиби  $k = \frac{y}{\lambda}$ );  $N$  — интерференцияланувчи нурлар сони.

### 39- §. Кўз ва кўриш

Ёруғликни сезиш процесси кўзнинг ёруғлик сезувчан элементларига ёруғликнинг физиологик таъсирининг энг мураккаб процессларидан бири ҳисобланади. У ёруғлик энергиясини химиявий энергияга айлантириш билан, яъни ёруғлик сезувчан элементлардаги фотохимиявий реакциялар билан боғлиқ. Биз бу процессни батафсил кўриб ўтишдан аввал кўзнинг оптикавий асбоб сифатида тузилиши масаласи ҳақида қисқача тўхталиб ўтамиз. Кўзнинг оптикавий системаси 138- расмда келтирилган. Кўзнинг энг олд қисмида  $C$  шаф-



138- расм.

фоф ёйсимон қобнги — шохпарда бўлади; ундан кейин шохпарда билан  $L$  гавҳар орасини тўлдириб турувчи қуюқ тиниқ суюқлик келади. Гавҳар ёсмиқсимон шаффоф жисмдан иборат, яъни йиғувчи линзадир. Унинг шакли атрофидаги мускулларининг зўриқишлари туфайли ўзгариши мумкин, натижада кўзни турли хил узоқликдаги буюмларга тикилиши ўзгаради.  $L$  гавҳарнинг орқасида  $G$  шишасимон жисм жойлашган. Тиниқ суюқлик, гавҳар ва шишасимон жисмлар биргаликда кўзнинг оптикавий системасини ташкил қилади. У шишасимон жисм ичида жойлашган иккинчи  $F'$  фокусга эга. Кўз оптикавий системасининг  $H$  ва  $H'$  бош текисликлари тиниқ суюқлик билан тўлган фазодан ўтади. Гавҳарнинг олд томонида  $I$  камалак парда қатлами жойлашган бўлиб, унинг ўрта қисмида қорачиқ деб аталувчи тешик бўлади. Унинг катталиги ёритилганлик ўзгариши билан ўзгаради. Ёритилганлик кучайганда қорачиқ диаметри кичраяди ва аксинча. Бу билан кўзнинг  $R$  тўр пардасининг ёритилганлиги созланиб турилади. Тўр пардада (уни яна ретина деб ҳам

атайдилар) кўз билан қаралаётган  $AB$  буюмнинг  $A'B'$  тасвири ҳосил бўлади. Тасвири ёруғликсезгир элементлар — таёқча ва колбачалар қабул қилади. Бу ёруғликсезгир элементлар тармоқланган  $N$  кўриш нервининг  $x$  учлари ҳисобланадилар, кўриш нерви кўзнинг ичига оптикавий ўқнинг четидан кирган бўлади. Унинг кўзга кириш жойи сезгирликка эга эмас, шу туфайли бу ерда кўр доғ жойлашган бўлади. Кўриш нервининг кўзга кириш жойидан четроқда колбачалар билан қопланган сариқ доғ жойлашади. Бу ерда биз нормал кўзда, унинг мураккаб оптикавий тузилиши туфайли абберациялар унча катта эмаслигини таъкидлаб ўтмоқчимиз. Бундай кўзда чексиз узоқлашган буюмнинг тўр пардадаги кескин тасвири гавҳар мускулларининг тўлиқ бўшаштирилган ҳолида ҳосил бўлади. Қолган барча ҳолларда буюмни кўриш учун мускулларнинг гавҳар эгрилигини оширувчи зўриқиш талаб қилинади. Бунинг натижасида буюмнинг тўр пардадаги тасвири кескин кўринишга келади. Кўзнинг турли масофаларда турган буюмларни кўришга мослашини *аккомодация* деб аталади.

Агар кўзнинг оптикавий системаси нуқсонга эга бўлса, тўр пардада аниқ тасвир ҳосил бўлмаслиги мумкин. Агар чексиз узоқлашган нуқтанинг кескин тасвири гавҳар мускулларининг бўшашган ҳолатида тўр парданинг олд томонида ҳосил бўладиган бўлса, у вақтда бундай кўз яқиндан кўрар деб аталади, агар шу пайтда кескин тасвир тўр парданинг орқа томонида ҳосил бўлса, у вақтда кўз узоқдан кўрар деб аталади. Бундай нуқсонларни йўқотиш учун кўзойнак қўлланилади. Яқиндан кўрар кўзлар учун кўзойнакнинг шишалари сочувчи линзалардан, узоқдан кўрар кўзлар учун йиғувчи линзалардан иборат бўлади. Қатор ҳолларда яна шундай жиддий нуқсонлар ҳам бўладикки, масалан астигматизм, уларни бир нечта мураккаб линзалардан ташкил топган кўзойнаклар ёрдамида тўғриланади.

Кўзнинг ёруғликсезгир қатлами тўр пардадир, унинг энг юқори қатлами таёқча ва колбачалар билан қопланган бўлади.

Колбача ва таёқчаларнинг сони жуда кўп. Колбачаларнинг сони 7000 000, таёқчаларнинг сони эса 133 000 000 га етиши мумкин. Тўр парданинг марказий қисми — сариқ доғ марказий чуқурча ёки *fovea centralis* (қисқача *fovea*) деб номланган чуқурчага эга. Унинг юзи  $0,5 \text{ мм}^2$  га яқин, унга мос келган кўриш майдони эса  $1^\circ$  га яқин. *Fovea* фақат колбачалар билан қопланган; у энг аниқ кўриш жойи ҳисобланади. Шунинг учун буюмларга қарашда биз кўзимизни шундай қилиб мослаймизки, натижада тасвир сариқ доғга, анча аниқ кўриш учун эса — *fovea central* га проекциялансин. *Fovea* дан периферийда колбачалар билан бир қаторда таёқчалар ҳам бор, улар борган сари орта боради, кўзнинг периферийсида эса фақат таёқчаларнинг ўзи жойлашган бўлади. *Fovea* энг аниқ кўриш жойи бўлишининг сабаби шуки, бу ерда ҳар бир колбачадан кўриш нервининг битта толаси ўтади, четроқ қисмларида эса ҳар бир нерв толасига бир нечта колбача ва таёқча тўғри келади. Ўртача ҳисобда битта нерв толасига 140 га яқин колбача ва таёқча тўғри келади.

Колбача ва таёқчаларнинг функциялари бир хил эмас. Таёқчалар ёруғликка нисбатан сезгирроқ, лекин улар рангни ажратмайди, колбачалар эса ранг ажратиш имконини беради. Колбачаларнинг ёруғликсезгирлиги таёқчаларникидан кичикроқ. Шу туфайли ғира-ширада ва тунда кўриш таёқчалар ёрдамида амалга оширилади. Бунда буюмлар бир-бирларидан фақат равшанликлари билан фарқ қилади, уларнинг ранглари, таёқчаларнинг турли рангларга сезгирлиги бир хил бўлмаса-да, бир хил бўлиб кўринади. Таёқчалар сезгирлигининг максимуми  $\lambda = 0,5$  мкм яқинида ётади, колбачалар сезгирлигининг максимуми эса  $\lambda = 0,555$  мкм га мос келади. Пуркинъе ҳодисаси деб аталувчи кундузги кўришдан ғира-шира вақтдаги кўришга ўтганда объектларнинг рангини сезишнинг ўзгариши, яъни қизил рангларнинг хиралашиши, кўк — ҳаво рангларнинг эса кучайиши шу билан тушунтирилади.

Кўриш табиати таёқчалар ёрдамида кўриш ҳоли учун анча тушунарлидир. Таёқчаларда кўриш пурпури ёки родопсин деб аталувчи модда бўлиб, у пушти рангда бўлади. Ёруғлик таъсирида кўриш пурпурида фотохимиявий ажралиш юз беради. Бу нерв толаларида электр потенциалларини вужудга келтиради. Улар ёруғлик таъсиридаги қўзғалишларни импульслар тарзида мия марказларига узатади ва бу ерда ёруғликнинг сезгиси пайдо бўлади. Ҳозирги вақтда бу импульслар асбоблар ёрдамида киноплёнкаларга ёзиб олинади. Олинган ёзув электроретинограмма деб аталади. Агар кўзни ёритилгандан сўнг қоронғига олиб кирилса, кўриш пурпури яна қайта тикланади. Ёруғлик узлуксиз таъсир этаётганда бир вақтнинг ўзида иккала процесс, яъни ҳам кўриш пурпурининг ажралиш ва унинг қайта тикланиши юз беради, бу эса узлуксиз кўришни таъминлаб туради. Шундай қилиб, таёқчаларга кўриш сезгисининг фотохимиявий назарияси қўлланади. Колбачаларга келганда, кўриш сезгисининг механизми ҳозирча тўлиқ аниқланган эмас. Афтидан бу ерда ҳам таёқчалардагига ўхшаш процесс юз берса керак. Колбачалар рангли кўришни таъминлайди. Рангли кўришнинг турли назариялари мавжуд бўлса ҳам, лекин бир бутун тугалланган назарияси йўқ. Булардан бири Юнг—Гельмгольц назарияси ҳисобланади. Бу назарияга асосан кўз тўрпардасида колбачаларнинг турли рангларга турли хил сезгирликка эга бўлган уч тури мавжуд. Колбачаларнинг бир қисми спектрнинг қизил четига, иккинчи қисми спектрнинг яшил соҳасига сезгир ва, ниҳоят учинчи тур колбачалар спектрининг кўк қисмига максимум сезгирликка эга бўлади. Тушаётган ёруғликнинг спектрал таркибига қараб, тушаётган нурланиш спектри колбачаларнинг қайси бирининг сезгирлигига мос бўлса, кўзда ўшандай колбачалар уйғонади. Шунинг учун инсон у ёки бу рангни сезади.

Агар кўзга спектрнинг қизил соҳасидаги монохроматик нурланиш тушаётган бўлса, у вақтда қизил рангга сезгир бўлган колбачалар уйғонади ва ҳ. к. Кўзга аралаш спектрал таркибга эга бўлган ёруғлик тушган ҳолда барча колбачалар уйғонади, лекин уйғонишлари турлича бўлади. Юнг — Гельмгольцнинг уч ранг назарияси



аралаш рангларни сезишни яхши тушунтириш имконини беради.

Агар колбачалар функцияларини тўғри бажармаса, бундай нуқсонга эга бўлган одамлар баъзи рангларни ажрата олмайди. Кўпчилик ҳолларда бундай одамлар қизил рангни яшилдан ажрата олмайдилар. Бу ҳодисани ўзи шундай нуқсонга эга бўлган машҳур инглиз химики Дальтон ўрганган. Шундан у ҳодисанинг дальтонизм деб аталиши келиб чиққан.

Юқорида айтиб ўтилганидек, ёруғликнинг кўзга таъсири натижасида кўриш пурпурининг ажралиши вужудга келади. Бу ҳол кўз сезгирлигининг пасайишига олиб келади. Ёритилишда кўз сезгирлигининг пасайиши ёруғликка адаптацияланиш (мосланиш) деб аталади. Ёруғликка адаптацияланишда кўриш пигменти тўр парданинг чуқур қатламларидан унинг юқори қатламига кўчиши ҳам катта роль ўйнайди, шу туфайли у ортиқча ёруғлик ютади ва кўзнинг катта равшанликларда ишлаш имконини таъминлайди. Шунингдек, қорачиқнинг катта ёритилганликларда торайишини ҳам эътиборга олиш лозим. Катта равшанликдаги манбалардан сустроқ манбаларга ўтганда тескари процесс рўй беради. Қора пигмент донлари тўр парданинг юқори қатлаמידан охириги (ўнинчи) қатламига ўтади; кўриш пурпури қайта тикланади, қорачиқ кенгаяди. Буларнинг ҳаммаси кўз сезгирлигини ортишига олиб келади. Бу процесс кўзнинг қоронғига адаптацияланиши деб аталади. Адаптацияланиш туфайли кўз  $1 : 10^{12}$  катталиқкача ёритилганликни сеза олиши мумкин.

Кўзнинг энг катта сезгирлиги  $2 \cdot 10^{-10}$  эрг/сек тартибидаги ёруғлик оқимини қабул қилиш қобилияти билан характерланади, бу кўзга бир секундда  $\lambda = 0,55$  мкм учун бир неча ўн квант тушишига эквивалент. Бу катталик кўзнинг абсолют ёруғлик чегараси деб аталади. Шунини айтиб ўтиш керакки, ёруғлик чегараси ўзгармас бўлмасдан, балки тебранади ёки флюктуацияланади. Демак, кўзнинг чегаравий сезгирлиги ўзгармас эмас. Бу ҳолни жуда ҳам кичик ёруғлик оқимларини текширишда, хусусан ёруғлик оқимининг флюктуацияларини, ёки бошқача айтганда, квант флюктуацияларини ўрганишда назарда тутилади.

Текширишлар шуни кўрсатадики, кўриш сезгисиз бир онда вужудга келмайди, балки ёруғлик манбаининг интенсивлигига, спектр соҳасига боғлиқ бўлиб, сезиш ҳосил бўлиши учун маълум бир вақт ўтади ва у 0,1 дан то 0,25 сек гача бўлган оралиқни ташкил қилади. Агар сезги ҳосил қилаётган ёруғлик манбаининг таъсири тўхтатилса, у вақтда кўриш сезгиси бирдан йўқолмайди, балки секин-аста, қатор образларни ўтказиб, сўнг йўқолади. Бу ерда баён қилинган ҳодисалар сигнал чироқларини, кинокартиналарни, телевидение программаларини ва умуман бошқа барча ёруғлик процессларини кузатишда катта аҳамиятга эга.

Агар ёруғлик манбаи ёки ёритилган объект ёруғликни даврий қайтариловчи чақнаш билан нурласа, у вақтда кўз унча катта бўлмаган частотада қайтариловчи милтиллашни сезади. Ёруғлик ва

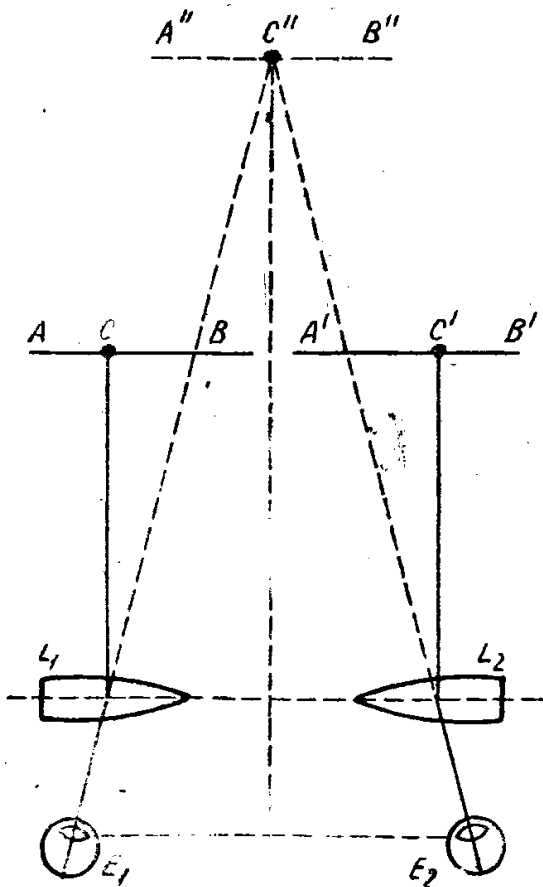
қоронғуликнинг қайтарилиш сони орттира борилса, милтиллаш секин-аста йўқолиб, кўз нурланаётган объектни доимий нурланаётгандек сеза бошлайди. Шу ҳол юз бераётгандаги частота критик частота деб аталади. У манбанинг равшанлигига, кўз адаптацияси ҳолатига, тўрпардадаги ўрнига ва бошқаларга боғлиқ. Нормал ёритилган шароитда бу қатталиқ тахминан бир секундда 10 та чақнашга тўғри келадиган деб ҳисоблаш мумкин. Демак, милтилламайдиган тасвир олиш учун, масалан, кино ёки телевидениеда, кадрларнинг қайтарилиш частотаси 10 дан катта бўлиши керак.

Узлукли ёритишда ёритилганлик узлуксизга нисбатан кам бўлади. Инглиз физиги Гальбот шундай қонунни топганки, унга асосан милтиллолчи ва милтилламайдиган манбадан субъектив қабул қилинадиган  $B_c$  ва  $B_0$  равшанликлар нисбати  $\tau_c$  чақнаш давомийлигини чақнаш ва қоронғулик давомийликларининг  $\tau$  йиғиндисига нисбати билан ўлчанади, яъни

$$\frac{B_c}{B_0} = \frac{\tau_c}{\tau},$$

бу ерда  $\tau$  — чақнаш ва қоронғулик паузаси вақтларининг йиғиндисиди. Гальбот қонуни милтиллаш частотаси критик частотадан катта бўлган ҳол учун ўринлидир.

Икки кўз билан кўриш бир кўз билан кўришга нисбатан муҳим



139- расм.

хусусиятларга эга. Икки кўз билан кўриш биноккуляр кўриш деб аталади. Агар кўрилаётган буюм чекли масофада турган бўлса, у вақтда уни аниқ кўриш учун иккала кўз шундай ориентирланадики, уларнинг кўриш ўқлари (оптикавий ўқлар) кўрилаётган объектда учрашади. Бу ҳолда буюмнинг иккала кўздаги тасвири fovea centralis да ҳосил бўлади ва объект битта бўлиб кўринади. Акс ҳолда буюм иккита бўлиб кўриниши мумкин. Икки кўз билан кўриш, айниқса, фазовий чуқурликни, яъни буюмларнинг ҳажмийлигини қабул қилишда муҳимдир. Ҳажмийлик (чуқурлик) ни битта кўз билан ҳам сезиш мумкин бўлса ҳам, бироқ у икки кўз билан кўрганга нисбатан ниҳоят даражада ёмон. Биноккуляр кўришда бир-бирига жуда яқин бўлса-да, икки кўз турган нуқталардан қаралади.

Бу ҳолда буюмнинг кўз тўрпардасидаги тасвирида ҳосил бўладиган фарқлар буюмнинг рельефлик (чуқурлик) таассуротини беради. Бу таассуротни битта кўз билан қараганда олиш мумкин бўлмайди. Стереоскоп бинокуляр кўришга асосланган. Унинг ишлаши қуйидагича (139- расм). Махсус фотоаппарат билан буюмнинг суратини шундай қилиб олинадики, унинг иккита кўз билан кўргандагига ўхшаш иккита кўриш нуқтасидан иккита  $AB$  ва  $A'B'$  тасвирларини ҳосил қилади. Сўнг иккала суратга бир вақтда стереоскоп орқали қаралади. Бу битта суратга фақат чап кўз билан, иккинчисига эса ўнг кўз билан қарашга имкон беради. Йиғинди  $A''B''$  таассурот ясси фотографик тасвирига эмас, балки ҳажмий бўлиб кўринувчи рельефли реал объект тасвирига мос келади.

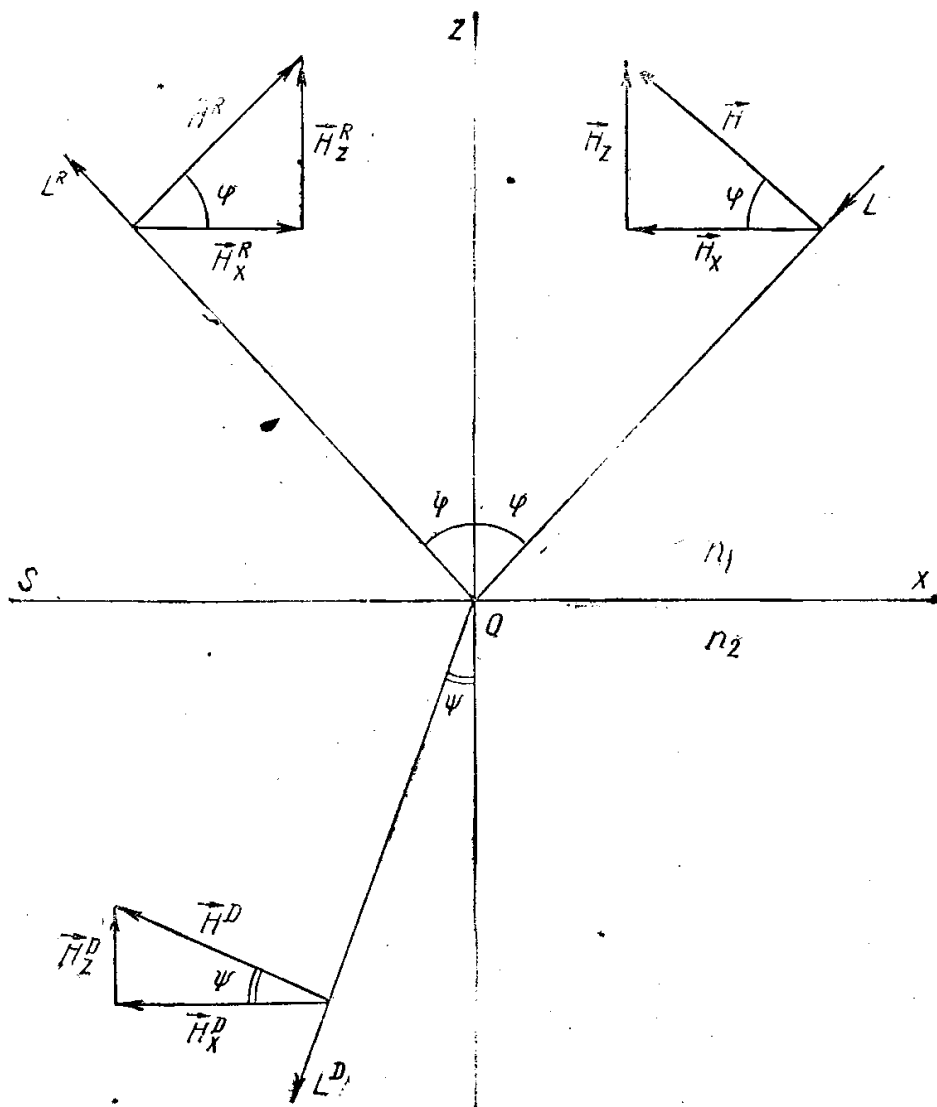
## VI боб

### ЁРУҒЛИКНИНГ ШАФФОФ ВА БИР ЖИНСЛИ МУҲИТДА ТАРҚАЛИШИ

#### 40-§. Ёруғликнинг бир жинсли ва изотроп муҳитларнинг ажралиш чегарасида қайтиши ва синишининг электромагнит назарияси

Ёруғликнинг асосий қоидалари биринчи бобда баён этилган электромагнит назарияси ва бир жинсли муҳитлар оптикасига оид қатор муҳим масалаларни аниқ ҳал қилиш имконини беради. Бу масалалар қаторига ёруғликнинг шундай муҳитларнинг ажралиш чегарасида қайтиш ва синиш проблемалари киради. Бунда қайтган ва синган нурларнинг амплитудалари ва демак, уларнинг интенсивликлари ҳақида миқдорий маълумотлар берувчи жуда қимматли натижалар олиш мумкин. Бу маълумотлардан қайтган ва синган ёруғликнинг қутбланишига, чегараланувчи ҳар иккала муҳитни ташкил қилган модда хусусиятларига боғлиқ қатор бошқа натижалар келтириб чиқарилади.

Қўйилган масалани ҳал қилиш учун икки муҳитнинг ажралиш чегарасига тушган ёруғлик нўри тушиш текислигига перпендикуляр қутбланган, яъни  $\vec{E}$  электр майдон вектори ушбу текисликка перпендикуляр бўлган ҳодисаларни қараб чиқамиз. 140- расмда  $L$  ёруғлик нурларининг абсолют синдириш кўрсаткичлари  $n_1$  ва  $n_2$  бўлган икки муҳитнинг  $S$  ажралиш чегарасига тушган ҳол қаралган. Тушиш бурчаги  $\varphi$ , синиш бурчаги  $\psi$  га тенг.  $\vec{E}$  электр майдон кучланганлик вектори  $hoz$  тушиш текислигига перпендикуляр текисликда ётади, шунинг учун ҳам 140- расмда кўрсатилмаган.  $\vec{H}$  магнит майдон кучланганлик вектори тушиш текислигида ётади.  $L^R$  қайтган нурларнинг  $\vec{H}^R$  магнит майдон кучланганлик вектори ҳам,



140- расм.

$L^D$  синган нурларнинг  $\vec{H}^D$  магнит майдон кучланганлик вектори ҳам шу текисликда ётади. Бу нурларнинг ўқлар бўйлаб компоненталари тушган ёруғлик учун  $H_x$  ва  $H_z$ , қайтган ёруғлик учун  $H_x^R$  ва  $H_z^R$ , синган ёруғлик учун  $H_x^D$  ва  $H_z^D$  билан белгиланган. Ушбу компоненталар тушиш ва синиш бурчакларига боғлиқ ҳолда қуйидаги қийматларга эга (140- расм):

$$\begin{aligned}
 H_x &= -H \cos \varphi, & H_z &= H \sin \varphi, \\
 H_x^R &= H^R \cos \varphi, & H_z^R &= H^R \sin \varphi, \\
 H_x^D &= -H^D \cos \psi, & H_z^D &= H^D \sin \psi.
 \end{aligned}
 \quad (40.1)$$

Электр майдоннинг  $x, z$  ўқлари бўйлаб компоненталари нолга тенг,  $y$  ўқи бўйлаб компоненталари мос ҳолда

$$E_y = E \quad E_y^R = E^R, \quad E_y^D = E^D \quad (40.2)$$

га тенг. Қўйилган масалани ҳал этиш учун биринчи ва иккинчи муҳитда электр ва магнит майдонларга тегишли чегаравий шартлардан фойдаланамиз. Майдоннинг тангенциал компоненталари учун бу чегаравий шартлар

$$E_{t_1} = E_{t_2}, \quad H_{t_1} = H_{t_2} \quad (40.3)$$

кўринишда ёзилади, бунда  $E_{t_1}$ ,  $H_{t_1}$  ва  $E_{t_2}$ ,  $H_{t_2}$  — биринчи ва иккинчи муҳитда электр ва магнит майдонларнинг тангенциал компоненталари. Биз кўраётган ҳолда улар  $x$  ва  $y$  ўқлари бўйлаб компоненталардир. Буларнинг (40.1) ва (40.2) лардаги қийматларини (40.3) шартга қўйиб,

$$E + E^R = E^D, \quad (H - H^R) \cos \varphi = H^D \cos \psi \quad (40.4)$$

га эга бўламиз.

(3.13) ва (3.22) ифодалардан  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  векторларнинг абсолют қийматлари

$$\sqrt{\mu} \cdot H = \sqrt{\varepsilon} E \quad (40.5)$$

муносабатда экани келиб чиқади. Спектрнинг оптикавий диапазони учун  $\mu \approx 1$ ,  $\sqrt{\varepsilon} = n$  бўлганлигидан ( $n$  — кўриляётган муҳит учун синдириш кўрсаткичининг абсолют қиймати), (40.4) даги иккинчи тенгламани

$$n_1 (E - E^R) \cos \varphi = n_2 E^D \cos \psi \quad (40.6)$$

кўринишида ёзиш мумкин. Ёруғлик синишининг элементар қонунидан келиб чиқувчи  $\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \varphi}{\sin \psi}$  муносабатдан фойдаланиб, (40.6) формулани қуйидагича ёзамиз:

$$(E - E^R) \cos \varphi = E^D \frac{\sin \varphi \cdot \cos \psi}{\sin \psi}. \quad (40.6')$$

Энди барча катталикларни тушиш текислигига перпендикуляр қутбланишга тегишли эканлигини билдирувчи  $s$  индекс билан белгилаймиз. (40.6) даги  $E^D$  ни унинг (40.4) нинг биринчи ифодасидаги қиймати билан алмаштириб ва тегишлича ўзгартириб шундай ёзамиз:

$$r_s = \frac{E_s^R}{E_s} = - \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)}, \quad (40.7)$$

бунда  $r_s = \frac{E_s^R}{E_s}$  катталик тушиш текислигига перпендикуляр қутбланиш учун тўлқин электр майдони кучланганлигининг қайтиш коэффициенти (ёки, кўпинча, тўлқин амплитудасининг қайтиш коэффициенти деб айтилади) ни билдиради.

Интенсивлик майдон кучланганлиги квадратига пропорционал бўлгани учун тушувчи ва қайтган тўлқин учун  $I_s \sim E_s^2$ ;  $I_s^R \sim E_s^{R2}$

деб ёзиш мумкин. У ҳолда интенсивлик учун  $R_s$  қайтариш коэф-  
фициенти

$$R_s = \left( \frac{E_s^R}{E_s} \right)^2 = \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)}. \quad (40.8)$$

(40.7) формуладан қайтган тўлқиннинг майдон кучланганлигини  
топамиз:

$$E_s^R = -E_s \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)}. \quad (40.9)$$

$E_s^R$  нинг бу қийматини (40.4) даги биринчи тенгликка қўйиб,  
иккинчи муҳитга ўтган тўлқиннинг амплитудасини топамиз:

$$E_s^D = E_s \frac{2 \cos \varphi \sin \psi}{\sin(\varphi + \psi)}. \quad (40.10)$$

Ёруғликнинг ажралиш сирти орқали ўтказиш коэффиценти  $T_s$

$$R_s + T_s = 1 \quad (40.11)$$

шартдан аниқланади.

Демак,

$$T_s = 1 - R_s. \quad (40.11')$$

Бунга  $R_s$  нинг (40.8) формуладаги қийматини қўйиб,  $T_s$  учун қуйи-  
даги ифодани ҳосил қиламиз:

$$T_s = \frac{\sin^2 2\varphi \sin 2\psi}{\sin^2(\varphi + \psi)}. \quad (40.12)$$

Муҳитларнинг ажралиш чегарасига тушаётган ёруғлик нурлари ту-  
шиш текислигида қутбланган, яъни  $\vec{E}$  вектор шу текисликда ёт-  
ган ҳол учун ҳам худди шундай ҳисоблашларни бажариш мумкин.  
Бундай ҳолда  $\vec{H}$  вектор тушиш текислигига перпендикуляр бў-  
лади. Демак, (40.1) ва (40.2) формулаларда  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  нинг ўрин-  
ларини алмаштириш ва кейинчалик (40.3) чегаравий шартдан фой-  
даланиш керак.

Ҳисоблашлар, қайтган ва синган тўлқин амплитудалари ва қай-  
тариш ҳамда ўтказиш коэффицентлари учун қуйидаги ифодаларни  
беради:

$$\left. \begin{aligned} E_p^R &= E_p \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)}, \\ E_p^D &= E_p \frac{2 \cos \varphi \sin \psi}{\sin(\varphi + \psi) \cos(\varphi - \psi)}, \\ r_p &= \frac{E_p^R}{E_p} = \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)}, \\ R_p &= \left( \frac{E_p^R}{E_p} \right)^2 = \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}^2(\varphi + \psi)}, \\ T_p &= 1 - R_p = \frac{\sin 2\varphi \sin 2\psi}{\sin^2(\varphi + \psi) \cos^2(\varphi - \psi)}. \end{aligned} \right\} \quad (40.13)$$

бунда «р» индекс барча катталчларнинг қутбланиш тушиш текислигида бўлиш ҳолига оид эканлигини билдиради.

Қутбланмаган ёруғлик интенсивлигини  $I_s$  ва  $I_p$  интенсивликларнинг йиғиндиси сифатида тасаввур қилиш мумкин, яъни

$$I = I_s + I_p. \quad (40.14)$$

Қутбланмаган ёруғликда  $I_s = I_p = \frac{I}{2}$  бўлгани учун қутбланмаган ёруғлик учун қайтиш коэффициентини

$$R = \frac{I_s^R + I_p^R}{I} = \frac{I_s^R}{I} + \frac{I_p^R}{I}$$

кўринишда ёзиш мумкин.

Тушувчи нур интенсивлигини унинг компоненталари интенсивликлари тарзида ёзиш мумкин:

$$I_s = \frac{I}{2}, \quad I_p = \frac{I}{2}, \quad I = 2I_s, \quad I = 2I_p,$$

демак,

$$R = \frac{1}{2} \left( \frac{I_s^R}{I_s} + \frac{I_p^R}{I_p} \right) = \frac{1}{2} (R_s + R_p). \quad (40.15)$$

Бунга  $R_s$  ва  $R_p$  ларнинг қийматларини қўямиз:

$$R = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} + \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}^2(\varphi + \psi)} \right\}. \quad (40.16)$$

$R$ ,  $R_s$ ,  $R_p$  учун олинган формулалар Френель формулалари дейилади.

Агар  $\varphi + \psi = \frac{\pi}{2}$  бўлса,  $\operatorname{tg}(\varphi + \psi) = \infty$ ,  $R_p = 0$  бўлади. Бу ҳолда электромагнит майдонининг тушиш текислигида қутбланган компоненти қайтмайди. Агар ажралиш сиртига қутбланмаган ёруғлик тушса, у ҳолда қайтган ёруғлик тўла қутбланган бўлади. Бундай ҳодиса юз берган тушиш бурчаги  $\varphi_B$  тўла қутбланиш бурчаги ёки Брюстер бурчаги дейилади.

$$\cos(\varphi_B + \psi) = 0, \quad \varphi_B + \psi = \frac{\pi}{2} \quad \text{бўлгани учун} \quad \varphi_B = \frac{\pi}{2} - \psi.$$

$\cos \varphi_B = \sin \psi$ ,  $\sin \varphi_B = n \sin \psi$  бўлади. Бу муносабатлардан

$$\operatorname{tg} \varphi_B = n \quad (40.17)$$

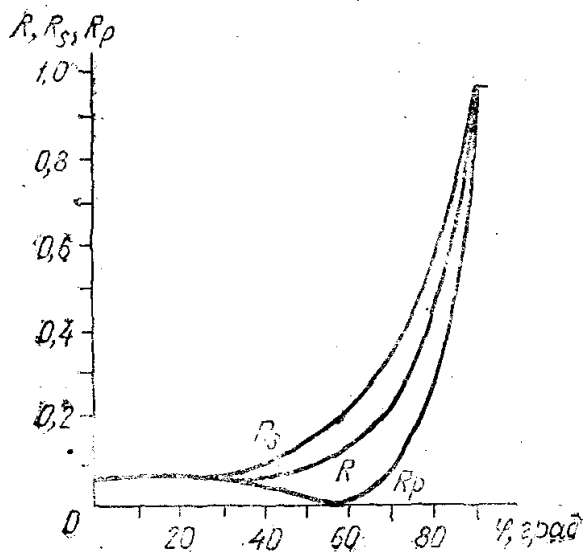
эканлиги келиб чиқади.

$\varphi = \frac{\pi}{2}$  бўлганда  $R_s = 1$ ,  $R_p = 1$ ,  $R = 1$  бўлади.

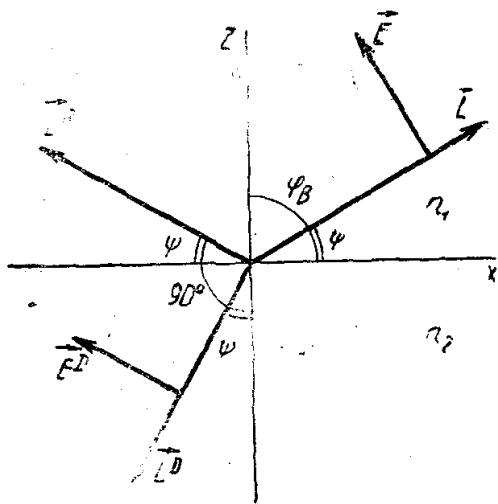
Агар  $\varphi \rightarrow 0$  бўлса, у ҳолда  $R_s$  ва  $R_p$  нинг ифодаларида синус ва тангенслар ўз аргументлари билан алмаштирилиши мумкин. У ҳолда шундай ёзиш мумкин:

$$R_s = R_p = \frac{\left(\varphi - \frac{\varphi}{n}\right)^2}{\left(\varphi + \frac{\varphi}{n}\right)^2} = \left(\frac{n-1}{n+2}\right)^2. \quad (40.18)$$

Шиша учун (крон шишаси К-8 учун  $n = 1,5$ )  $R = 0,04$ , яъни 4%.



141- расм.



142- расм.

Топилган миқдорий муносабатлар  $R_s$ ,  $R_p$ ,  $R$  ларнинг  $\varphi$  га боғланиш графикларини ясашга имкон беради (141-расм). 142-расмда Брюстер бурчаги остида қайтган ҳол учун нурлар ва электр майдон векторларининг ориентацияси келтирилган. Унинг хусусияти шундаки, бунда  $\vec{E}^D$  вектор  $\vec{L}^R$  қайтвчи нурга параллел бўлади.  $\vec{E}^D$  майдон таъсирида модданинг синган нурлар тарқаладиган электр зарядлари (электронлар)  $\vec{E}^D$  йўналиши ва демак,  $\vec{L}^R$  йўналиши бўйлаб тебранади. Бироқ тебранаётган зарядларнинг ҳаракат йўналишида улар нурламагани учун Брюстер бурчаги остида қайтишда қайтиш бўлмайди, чунки бунда қайтган ёруғлик тебранаётган электронларнинг муҳит атомларидаги иккиламчи нурланишидан иборат бўлади. Қайтариш ва ўтказиш коэффициентлари учун топилган формулалар  $n_2 > n_1$  бўлган ҳол учун ҳам,  $n_2 < n_1$  ҳол учун ҳам ўринлидир ( $n_1$  ва  $n_2$  — биринчи ва иккинчи муҳитларнинг абсолют синдириш кўрсаткичлари). Би-

роқ  $n_2 < n_1$  бўлган ҳолда муҳим бир ҳодиса кузатилади, бу ҳодиса лимит қайтиш бурчаги қийматида содир бўлади. Ана шу ҳодиса нима эканини аниқлаймиз. Агар ёруғлик абсолют

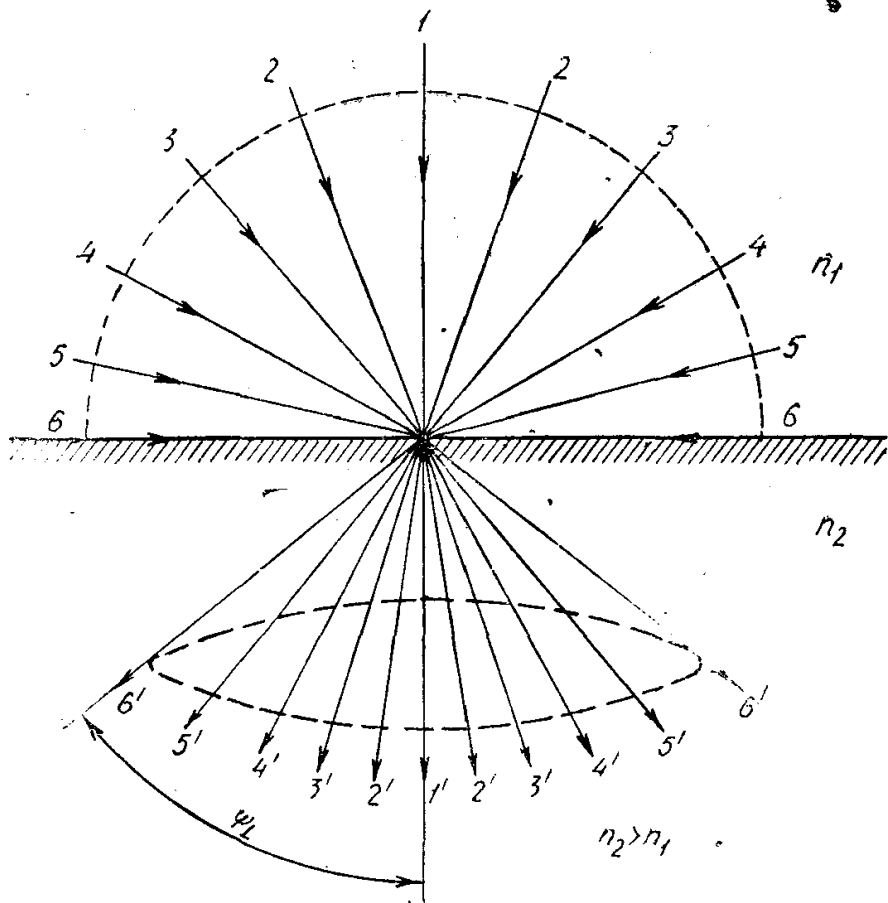


синдириш кўрсаткичи  $n_1$  бўлган муҳитдан абсолют синдириш кўрсаткичи  $n_2$  бўлган муҳитга тушаётган ва  $n_1 < n_2$  бўлса, у ҳолда  $\varphi$  нурнинг тушиш бурчаги 0 дан  $\frac{\pi}{2}$  гача ўзгариши мумкин;  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  қийматга эришганда  $\psi$  синиш бурчаги

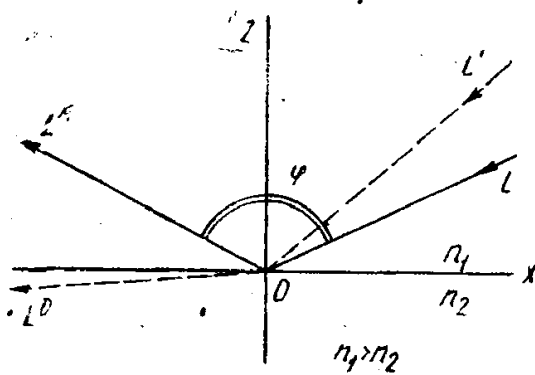
$$\sin \psi_L = \frac{1}{n} \quad (40.19)$$

муносабат билан аниқланадиган  $\psi_L$  максимум қийматни қабул қилади, бунда  $n = \frac{n_2}{n_1}$ ;  $\psi_L$  — лимит синиш бурчаги деб аталади.

Демак, ёруғлик  $n_1 < n_2$  бўлган бир муҳитдан иккинчи муҳитга тушганда, ёйилиш бурчаги  $2\psi_L$  бўлган нур конус ичидагина тарқалиши мумкин.  $\psi_L$  дан катта бурчак остида бўлганда ёруғлик иккинчи муҳитда тарқала олмайди (143- расм). Агар аксинча, яъни ёруғлик  $n_1 > n_2$  муҳитдан тушса, у ҳолда тушиш бурчаги  $\varphi = 0$  дан  $\varphi_L = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$  гача ортишида ёруғлик биринчи муҳитдан иккинчисига чиқади, бироқ  $\varphi$  бурчак  $\varphi_L$  дан катта бўлгани ҳамон тўлиқ ички қайтиш ҳодисаси юз беради ва энди ёруғлик иккинчи муҳитга ўтмай, орқага—биринчи муҳитга тўлиқ қайтади (144- расм). Бунда  $R_s =$



143- расм.



144- расм.

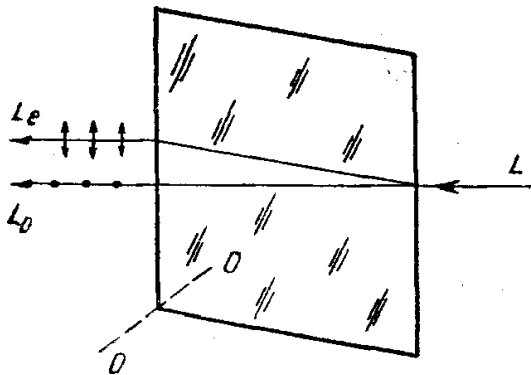
$= R_p = 1$  бўлади. Тушиш бурчаги янада катталашганида қайтариш коэффициентлари бирга тенглигича қолаверади. Тўлиқ ички қайтишда ёруғлик иккинчи муҳитда тарқалмайди. Бироқ бу ёруғлик иккинчи муҳит ичига мутлақо ўтмайди, деган сўз эмас. Ёруғлик ўтади, бироқ иккинчи муҳитга кичик масофага ўтгач, орқасига қайтади. Лимит бурчакдан анча катта бурчакларда ёруғлик иккинчи

муҳитга  $\lambda$  тўлқин узунлиги тартибидаги чуқурликкача ўта олади.

Френель формулалари фақатгина тамоман шаффоф муҳитлар учунгина ўринлидир. Озгина ютилиш бўлган ҳолда ҳам Френель формулаларидан четланиш кузатилади, хусусан, тўлиқ ички қайтиш лимит бурчагида қайтариш коэффициенти бирга тенг қийматга эриша олмай, тушиш бурчаги катталашинида унга интилади.

#### 41-§. Анизотропик жисмларда оптикавий ҳодисалар — кристаллар оптикиси. Нурнинг иккиланиб синиши. Сунъий анизотропия

Анизотропик моддаларда оптикавий ҳодисаларни ушбу моддаларда яси электромагнит тўлқинларнинг тарқалишини ўрганишдан бошлаймиз. Дастлаб, анизотропик муҳитнинг ўзига хос хусусиятларини аниқлайлик.



145- расм.

Изотроп жисмларда модданинг электр, бинобарин, оптикавий хусусиятлари барча йўналишлар бўйлаб бир хил бўлади. Изотроп моддаларга газлар, суюқликларнинг кўпчилиги ва аморф қаттиқ жисмлар киради. Аксинча, кристалларда турли йўналишлар бўйлаб уларнинг хусусиятлари фарқли бўлиши кузатилади. Жумладан, электр майдоннинг турли

йўналишлари учун кристалларнинг электр хоссалари турличадир. Хоссалари йўналишларга боғлиқ бўлган бундай моддалар *анизотроп*<sup>1</sup> моддалар дейилади.

<sup>1</sup> Изотроп моддаларда механикавий таъсир қилиш ёрдамида ёки изотроп моддаларга электр ва магнит майдонларни таъсир эттириш билан ҳам сунъий равишда анизотропия ҳосил қилиш мумкин. Бу тўғрида 66- ва 67- параграфларда батафсилроқ гапирилади.

Кристалларда ёруғлик тарқалишида бўладиган асосий оптикавий ҳодиса — бу нурнинг иккиланиб синуши, яъни кристаллга тушган ёруғлик нурининг синуш натижасида иккиланишидир (145-расм). Бу ҳодиса ёруғликнинг электромагнит назарияси билан тўлиқ тушунтирилади.

Изотроп моддалар учун  $\vec{D}$  электр индукция вектори билан  $\vec{E}$  электр майдони кучланганлик вектори орасида

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (41.1)$$

боғланиш мавжуддир, бунда  $\epsilon$  — муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги.  $\vec{D}$  векторнинг  $x$ ,  $y$ ,  $z$  координата ўқлари бўйлаб компоненталари мос равишда

$$D_x = \epsilon E_x, \quad D_y = \epsilon E_y, \quad D_z = \epsilon E_z \quad (41.2)$$

кўринишида ёзилади.

Анизотропик модда учун бу боғланиш бирмунча мураккаброқ бўлади, чунки кристаллда электр майдоннинг турли йўналишлари учун диэлектрик сингдирувчанлик турлича.  $\vec{D}$  векторнинг ўқлар бўйлаб компоненталари  $\vec{E}$  векторнинг барча учала компоненталарининг функциялари бўлади:

$$\begin{aligned} D_x &= \epsilon_{xx}E_x + \epsilon_{xy}E_y + \epsilon_{xz}E_z, \\ D_y &= \epsilon_{yx}E_x + \epsilon_{yy}E_y + \epsilon_{yz}E_z, \\ D_z &= \epsilon_{zx}E_x + \epsilon_{zy}E_y + \epsilon_{zz}E_z. \end{aligned} \quad (41.3)$$

(41.3) формулаларда диэлектрик сингдирувчанликнинг тўққизта қиймати берилган, бу қийматлар  $\vec{E}$  электр майдоннинг қайси йўналишда таъсир этиши ва  $\vec{D}$  векторнинг компоненти қайси йўналишда кузатилиши билан аниқланади.

Бироқ  $\epsilon$  нинг олтига қиймати тенг бўлганидан ( $\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx}$ ,  $\epsilon_{xz} = \epsilon_{zx}$ ,  $\epsilon_{yz} = \epsilon_{zy}$ ),  $\epsilon$  нинг олтига мустақил қиймати қолади, холос. Барча кристалларда кристаллнинг бош электр ўқлари деб аталувчи учта асосий йўналишнинг бўлиши анализни бирмунча соддалаштиради. Агар бу ўқларни координата ўқлари сифатида танланса, у ҳолда  $\vec{D}$  га  $\vec{E}$  орасидаги боғланиш бирмунча содда кўринишда ёзилиши мумкин:

$$\begin{aligned} D_x &= \epsilon_x E_x, \\ D_y &= \epsilon_y E_y, \\ D_z &= \epsilon_z E_z, \end{aligned} \quad (41.4)$$

бунда  $\epsilon_x$ ,  $\epsilon_y$ ,  $\epsilon_z$  — диэлектрик сингдирувчанликнинг электр майдон танлаб олинган  $x$ ,  $y$ ,  $z$  ўқлар бўйлаб таъсир этган ҳолдаги қийматлари.

(41.4) муносабатлардан  $\vec{D}$  ва  $\vec{E}$  нинг изотроп муҳитдан фарқли ўлароқ турли йўналишга эга эканлиги келиб чиқади.

Энди кристалларда ясси электромагнит тўлқинларнинг тарқалиши билан боғлиқ бўлган масалаларни текширишга ўтамиз. 3-§ да ясси электромагнит тўлқинда  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  векторлар йўналиши орасидаги боғланишни ифодаловчи формула (3.22 формула) топилган эди:

$$\sqrt{\epsilon} \vec{E} = \sqrt{\mu} [\vec{H} \cdot \vec{n}], \quad (3.22)$$

бунда  $\mu$  — магнит сингдирувчанлик;  $\vec{n}$  — тўлқин сиртига ўтказилган нормаль. Ёруғлик тўлқинлари учун  $\mu = 1$  бўлади.

(3.22) тенгликнинг ҳар икки томонини  $\sqrt{\epsilon} = n$  га кўпайтириб (бунда  $n$  — синдириш кўрсаткичи) шундай ёзамиз:

$$\vec{D} = n [\vec{H} \cdot \vec{n}]. \quad (41.5)$$

Аксинча боғланиш мавжуд эканлигини кўрсатиш ҳам қийин эмас:

$$\vec{H} = n [\vec{n} \cdot \vec{E}]. \quad (41.6)$$

Шундай қилиб, (41.5) ва (41.6) формулалардан,  $\vec{H}$ ,  $\vec{n}$  ва  $\vec{E}$  векторларнинг ўзаро перпендикуляр эканлиги келиб чиқади. Худди шунингдек,  $\vec{D}$ ,  $\vec{n}$  ва  $\vec{H}$  векторлар ҳам ўзаро перпендикулярдир. Бироқ кристалларда  $\vec{D}$  вектор йўналиши жиҳатидан  $\vec{E}$  вектор билан мос тушмайди.

Электромагнит тўлқин энергиясининг оқими Умов—Пойнтинг вектори билан аниқланади:

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \cdot \vec{H}], \quad (41.7)$$

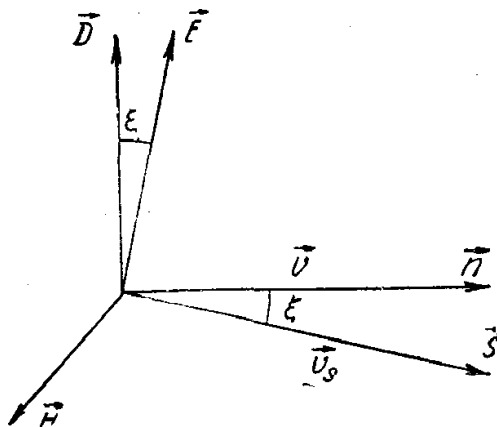
бунда  $\vec{E} \perp \vec{S}$ ,  $\vec{H} \perp \vec{S}$  эканлиги келиб чиқади.

Кристаллдаги  $\vec{D}$ ,  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{n}$  ва  $\vec{S}$  векторлар орасидаги бу ерда кўриб чиқилган геометрик муносабатлар 146-расмда ифодаланган, бу расмдан тўлқин фазаси тарқалиш тезлиги вектори  $\vec{v}$  ва энергия

тарқалиш тезлиги вектори  $\vec{v}_s$  нинг ўзаро мос тушмаслиги кўриниб турибди.

Энди ёруғликнинг кристалларда тарқалишида (41.5) ва (41.6) тенгламалардан келиб чиқувчи натижаларни қараб чиқайлик. (41.6) дан  $\vec{H}$  нинг қийматини (41.5) ифодага қўямиз ва қуйидагига эга бўламиз:

$$\vec{D} = n^2 [[\vec{n} \vec{E}] \vec{n}]. \quad (41.8)$$



146- расм.

Вектор ҳисоблаш қоидаларига кўра уч каррали вектор кўпайтириш қуйидагича бажарилиши мумкин:

$$\vec{D} = n^2 \{n^2 \vec{E} - \vec{n} (\vec{E} \vec{n})\}. \quad (41.9)$$

$\vec{n}^2 = 1$  эканини ҳисобга олсак,

$$\vec{D} = n^2 \{\vec{E} - \vec{n} (\vec{E} \vec{n})\} \quad (41.9')$$

бўлади, бунда  $(\vec{E} \vec{n})$  ифода  $\vec{E}$  ва  $\vec{n}$  векторларнинг скаляр кўпайтмасидир.

Энди  $n^2 = \epsilon$  деб олган ҳолда (41.9) ифодани  $x, y, z$  ўқларидаги компоненталари бўйича ёзиб чиқамиз:

$$\begin{aligned} D_x &= \epsilon \{E_x - \alpha (\vec{E} \vec{n})\}, \\ D_y &= \epsilon \{E_y - \beta (\vec{E} \vec{n})\}, \\ D_z &= \epsilon \{E_z - \gamma (\vec{E} \vec{n})\}, \end{aligned} \quad (41.10)$$

бунда  $\alpha, \beta, \gamma$  катталиклар  $n$  векторнинг йўналтирувчи косинуслари, (41.10) да  $E_x, E_y, E_z$  ларни (41.4) га мувофиқ  $D_x, D_y, D_z$  билан алмаштириб ёзамиз:

$$\begin{aligned} D_x &= \frac{\alpha (\vec{E} \vec{n})}{\frac{1}{\epsilon_x} - \frac{1}{\epsilon}}, \\ D_y &= \frac{\beta (\vec{E} \vec{n})}{\frac{1}{\epsilon_y} - \frac{1}{\epsilon}}, \\ D_z &= \frac{\gamma (\vec{E} \vec{n})}{\frac{1}{\epsilon_z} - \frac{1}{\epsilon}}. \end{aligned} \quad (41.10')$$

Мос ҳолда  $D_x$  ни  $\alpha$  га,  $D_y$  ни  $\beta$  га,  $D_z$  ни  $\gamma$  га кўпайтирамиз ва уларни қўшамиз:

$$\begin{aligned} \alpha D_x + \beta D_y + \gamma D_z &= \\ &= \left\{ \frac{\alpha^2}{\frac{1}{\epsilon_x} - \frac{1}{\epsilon}} + \frac{\beta^2}{\frac{1}{\epsilon_y} - \frac{1}{\epsilon}} + \frac{\gamma^2}{\frac{1}{\epsilon_z} - \frac{1}{\epsilon}} \right\} (\vec{E} \vec{n}). \end{aligned} \quad (41.11)$$

$\vec{D}$  ва  $\vec{n}$  векторлар ортогонал бўлганлигидан

$$\alpha D_x + \beta D_y + \gamma D_z = 0 \quad (41.12)$$

бўлади.

Демак,

$$\frac{\alpha^2}{\frac{1}{\epsilon_x} - \frac{1}{\epsilon}} + \frac{\beta^2}{\frac{1}{\epsilon_y} - \frac{1}{\epsilon}} + \frac{\gamma^2}{\frac{1}{\epsilon_z} - \frac{1}{\epsilon}} = 0. \quad (41.13)$$

Агар  $\epsilon_x = n_x^2$ ,  $\epsilon_y = n_y^2$ ,  $\epsilon_z = n_z^2$ ,  $\epsilon = n^2$  алмаштириш қилсак, у ҳолда (40.13) ни шундай кўринишда ифодалаш мумкин:

$$\frac{\alpha^2}{\frac{1}{n_x^2} - \frac{1}{n^2}} + \frac{\beta^2}{\frac{1}{n_y^2} - \frac{1}{n^2}} + \frac{\gamma^2}{\frac{1}{n_z^2} - \frac{1}{n^2}} = 0. \quad (41.14)$$

(41.14) формулада  $n_x$ ,  $n_y$ ,  $n_z$  — тўлқин майдони мос равишда  $x$ ,  $y$ ,  $z$  ўқлари бўйлаб таъсир қилган ҳолдаги синдириш кўрсаткичлари.

(41.14) тенгламадаги учала ҳад махражини ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги квадрати  $c^2$  га кўпайтирамиз ва  $A = \frac{c}{n_x}$ ,  $B = \frac{c}{n_y}$ ,  $C = \frac{c}{n_z}$ ,

$v = \frac{c}{n}$  деб белгилаймиз, у ҳолда (41.14) шундай кўринишга келади:

$$\frac{\alpha^2}{A^2 - v^2} + \frac{\beta^2}{B^2 - v^2} + \frac{\gamma^2}{C^2 - v^2} = 0. \quad (41.15)$$

Ҳосил қилинган тенглама ёруғликнинг кристалдаги тезлиги учун Френель қонуни деб аталади.

(41.15) тенгламада  $A$ ,  $B$ ,  $C$  катталиклар  $\vec{D}$  вектор кристалнинг бош электр ўқлари бўйлаб тебранган ҳолдаги ёруғлик тезликларидир. Улар ёруғликнинг кристалдаги бош тезликлари деб аталади;  $v$  — ихтиёрий йўналиш учун ёруғлик тўлқини тезлиги ( $\vec{D}$  вектор учун тўлқин фазасининг тезлиги). У  $\vec{D}$  векторнинг тўлқин фронтига  $\vec{n}$  нормаль бўйича йўналган.

(41.15) тенгламадан тўлқиннинг кристалда тўлқинга нормал вектори  $\vec{n}$  ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ) билан берилган ихтиёрий йўналиши учун тўлқин тезлиги тарқалиш йўналишига боғлиқ ҳолда ўзгарувчи иккита  $v_1$  ва  $v_2$  қийматга эга бўлиши келиб чиқади. Бу ёруғлик кристалда тарқалишида бир вақтда икки тўлқин турли тезликлар билан тарқалишини билдиради. Тўлқиннинг ҳар бир тарқалиш йўналишига ўз синдириш кўрсаткичи мос келади. Тўлқинлар (нурлар)нинг кристаллардан ўтишида иккига ажралиш ҳодисаси нурнинг иккиланиб саниши дейилади.

(41.15) тенгламани умумий махражга келтирамиз:

$$\alpha^2 (B^2 - v^2)(C^2 - v^2) + \beta^2 (A^2 - v^2)(C^2 - v^2) + \gamma^2 (A^2 - v^2)(B^2 - v^2) = 0. \quad (41.16)$$

Баъзи бир хусусий ҳолларни қараб чиқамиз:

1) Агар  $\beta = 0$ ,  $\gamma = 0$  бўлса, у ҳолда  $\alpha = 1$ , яъни тўлқин  $x$  ўқи йўналишида кетади ва  $v$  иккита қийматга эга бўлади:

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \pm B, \\ v_2 &= \pm C. \end{aligned} \right\} \quad (41.17)$$

2)  $\alpha = 0, \gamma = 0, \beta = 1$  бўлганда, тўлқин  $y$  ўқи бўйлаб йўналади; ёруғлик тезлиги

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \pm A, \\ v_2 &= \pm C \end{aligned} \right\} \quad (41.17')$$

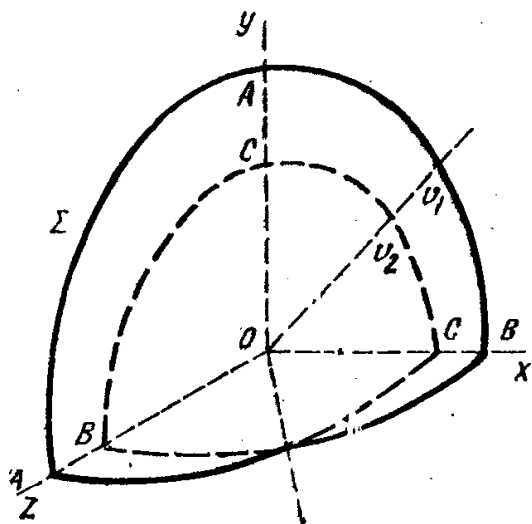
қийматларга эга бўлади.

3)  $\alpha = 0, \beta = 0, \gamma = 1$ ; бу ҳолда тўлқин  $z$  ўқи бўйлаб тарқалади ва тезлик

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \pm B, \\ v_2 &= \pm A \end{aligned} \right\} \quad (41.17'')$$

қийматларни қабул қилади.

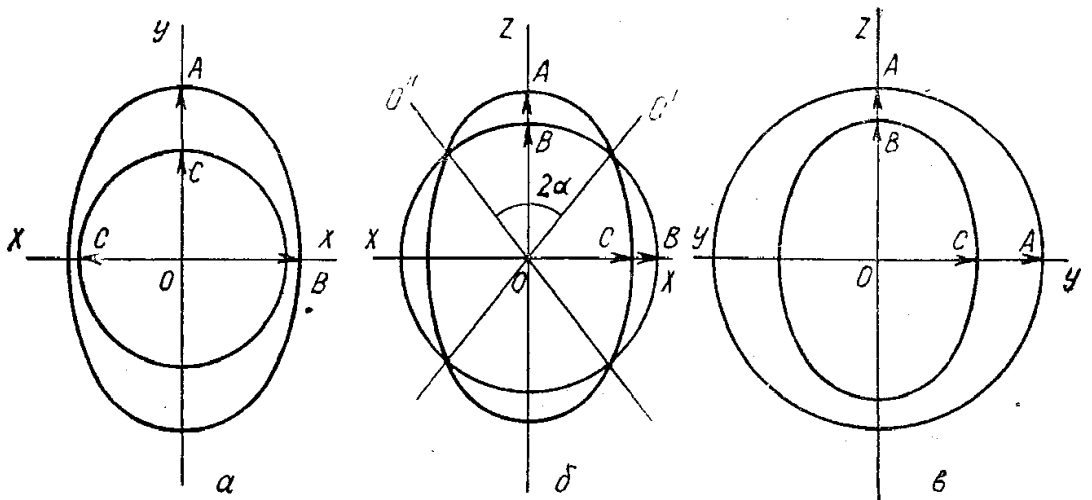
Ёруғликнинг ясси тўлқинлари кристалда қандай тарқалиши ва ёруғлик тўлқини тезлиги тўлқин нормали йўналишига боғлиқ ҳолда қандай ўзгаришини равшан тасаввур қилиш учун кристалнинг бирор нуқтасидан бошлаб тўлқинга ўтказилган нормалнинг мумкин бўлган барча йўналишлари бўйлаб ёруғликнинг фазавий тезлиги радиус-вектор тарзида қўйилади. Нормал тезликларнинг учлари орқали ўтказилган сирт нормаллар сирти деб аталади. (41.17)–(41.17'') тенгликлар ёрдамида бундай яшани бажариш мумкин. 147-расмда шундай нормаллар сирти ясалган. Бу икки бўшлиқли характердир. Радиус-векторнинг нормаллар сирти билан кесишуви тезликнинг иккита  $v_1$  ва  $v_2$  қийматини беради, бу ихтиёрий йўналишда ёруғликнинг икки ясси тўлқини бир вақтда тарқалишига мос келади.  $x, y, z$  ўқлари бўйлаб тезликлар мос ҳолда  $B$  ва  $C, A$  ва  $C, B$  ва  $A$  ларга тенг.



147-расм.

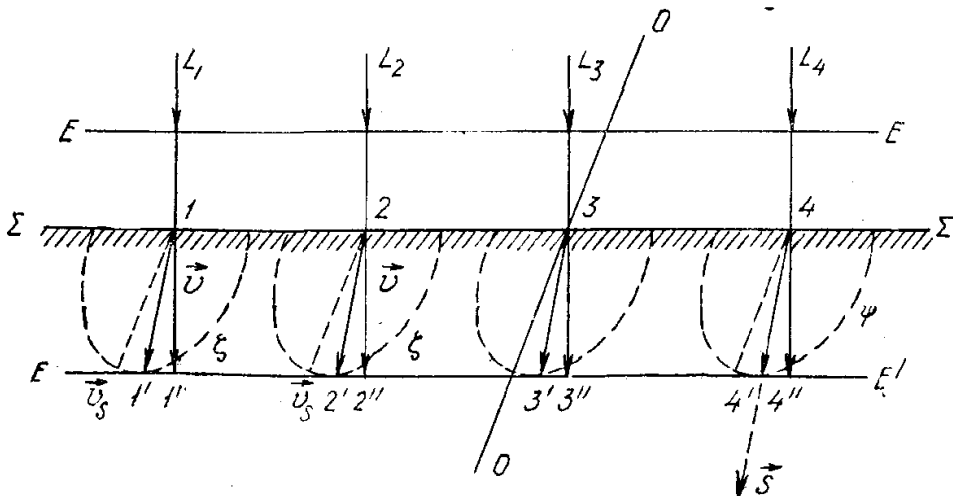
148-а, б, в расмда нормаллар сиртининг  $xy, xz, yz$  текисликлари билан кесимлари берилган. Нормаллар сиртининг ҳар бир кесимида айлана ва оваллар ҳосил бўлади.  $OO'$  ва  $OO''$  икки йўналишда (148-расм, б) иккала тўлқин тезлиги устма-уст тушади. Ушбу йўналишлар кристаллнинг оптикавий ўқлари деб аталади. Тўлқин фазасининг ҳар икки  $v_1$  ва  $v_2$  тезликларининг устма-уст тушишини таъминловчи оптикавий ўқлар иккинчи тур оптикавий ўқлар ёки бинормаллар деб аталади.

Бинормаллардан ташқари нурлар сирти ёрдамида аниқланувчи биринчи тур оптикавий ўқлар ҳам мавжуд. «Нур» сўзи энергия ҳаракати йўналишини, яъни Умов—Пойнтинг вектори йўналишини билдиради.



148- расм.

Кристалда энергиянинг  $\vec{S}$  нур бўйлаб тарқалиш тезлиги нур тезлиги ёки нурий тезлик деб юритилади. Тўлқин тезлиги (аниқроғи тўлқин фазасининг ҳаракат тезлиги) билан  $\vec{S}$  бўйлаб энергиянинг ҳаракати тезлиги орасидаги муносабатни 149- расмдан тушунтириш мумкин. Бу ерда  $L_1, L_2, L_3, L_4 \dots$  параллел нурлар дастасининг кристаллнинг  $\Sigma$  ясси сиртига нормал туриши тасвирланган. Тушувчи тўлқин fronti  $EE$  яссидир. Кристаллнинг оптикавий ўқи  $OO$  га параллел йўналган. Иккита тўлқиндан биттаси учун Гюйгенс ясадини амалга оширамиз.  $L_1, L_2, L_3, L_4$  нурлар тушаётган 1, 2, 3, 4 нуқталарда юзага келувчи элементар тўлқинлар эллипсоид шаклида бўлади. Мазкур ҳолда ушбу эллипсоиднинг кўндаланг кесим юзи катта ярим ўқи кристаллнинг  $OO$  оптикавий ўқига параллел бўлган эллипсдир. Бу ерда элементар тўлқинларнинг эгувчиси тушувчи тўлқин сиртига, шунингдек, кристалл сиртига параллел бўлган  $E'E'$  текисликдир. Тўлқин энергияси 1, 2, 3, 4 элементар тўлқинлар марказларидан эгувчининг  $1', 2', 3', 4'$  элементар тўл-



149- расм.



қинлар билан уриниш нуқталаридан ўтган 1, 1'; 2, 2'; 3, 3'; 4, 4' чизиқлар бўйлаб оқади. Бу чизиқлар  $\vec{S}$  Умов—Пойнтинг векторининг ҳаракат йўналишини ёки бошқача айтганда, нурлар йўналишини ифодалайди. Бу йўналиш бўйлаб  $v_s$  тезлик нур тезлигидир. Тўлқинга ўтказилган нормаллар 1,1"; 2,2"; 3,3"; 4,4" чизиқлар бўйлаб йўналган. Тўлқин фазасининг тезлиги нормал бўйлаб йўналган ва чизмада  $\vec{v}$  билан белгиланган. Иккала тезлик бир-бирига  $\zeta$  бурчак остида йўналган. 149- расмдан

$$v = v_s \cos \zeta \quad (41.18)$$

эгани маълум.  $\zeta$  бурчак кристалда тўлқин тарқалиш йўналишига боғлиқ бўлиб, унинг қиймати ғоят кичик.

Тўлқинга ўтказилган нормал йўналиши бўйлаб ўлчанадиган ва тўлқин фазасининг тарқалиш тезлигини характерловчи  $\vec{v}$  вектор ёрдамида кристалда нормал тезликлар сирти ясалгани сингари,  $v_s$  нурий тезлик асосида ҳам шундай ясашни бажариш мумкин. Ҳосил бўлган сирт нурлар сирти деб аталади. Бу сирт билан нормаллар сирти анча умумийликка эга: бу сирт ҳам икки бўшлиқли текислик, яъни бир вақтда ҳар бир йўналишда ёруғликнинг икки ясси тўлқини тарқалишини ифодалайди. Нурлар сирти

$$\frac{\alpha_s^2 A_s}{v_s^2 - A^2} - \frac{\beta_s^2 B^2}{v_s^2 - B^2} + \frac{\gamma_s^2 C^2}{v_s^2 - C^2} = 0 \quad (41.19)$$

тенглама билан тасвирланади, бунда  $\alpha_s, \beta_s, \gamma_s$  — нур вектори  $\vec{S}$  нинг йўналтирувчи косинуслари.

Нурлар сиртининг физикавий маъноси шуки, у  $O$  нуқтадан чиққан ёруғлик тўлқини энергиясининг 1 сек давомида тарқалиб борадиган сиртидир. Шунинг учун уни тўлқин сирти деб аташ қабул қилинган.

(41.19) тенгламадан  $\vec{S}$  нурнинг  $\alpha_s, \beta_s, \gamma_s$  катталиклари билан аниқланувчи ҳар бир йўналиши учун нурий тезлик  $v_s'$  ва  $v_s''$  иккита қийматга эга эканлиги келиб чиқади, шу билан бирга ҳар икки  $v_s'$  ва  $v_s''$  тезлик мос тушадиган иккита йўналиш мавжуддир. Ушбу йўналишлар *биринчи тур оптикавий ўқлар* ёки *бирадиаллар* деб аталади. Кўпинча улар содда қилиб оптикавий ўқлар деб юритилаверади. Нормаллар сиртида қилганимиз сингари нурлар сиртининг координаталар текисликлари билан кесимларини олиш мумкин, бунинг натижасида 148- расмда келтирилган тасвир ҳосил бўлади, у аввалги ҳолдан кесимининг айлана ва эллипс бўлиши билан фарқ қилади.

Кристалга кирган ёруғлик дастаси ажралган ҳар икки ёруғлик тўлқини ўзаро перпендикуляр йўналишларда чизиқли қутблангандир; ҳар икки ёруғлик тўлқинининг электр индукция вектори тўлқин нормали йўналишига перпендикуляр йўналишларда тебранади.

Ҳар иккала тўлқин учун синиш қонунини (агар у нормалларнинг синишига нисбатан ёзилган бўлса) оддий ифодалаш мумкин:

$$\begin{aligned} n \sin i &= n' \sin i', \\ n \sin i &= n'' \sin i'', \end{aligned} \quad (41.20)$$

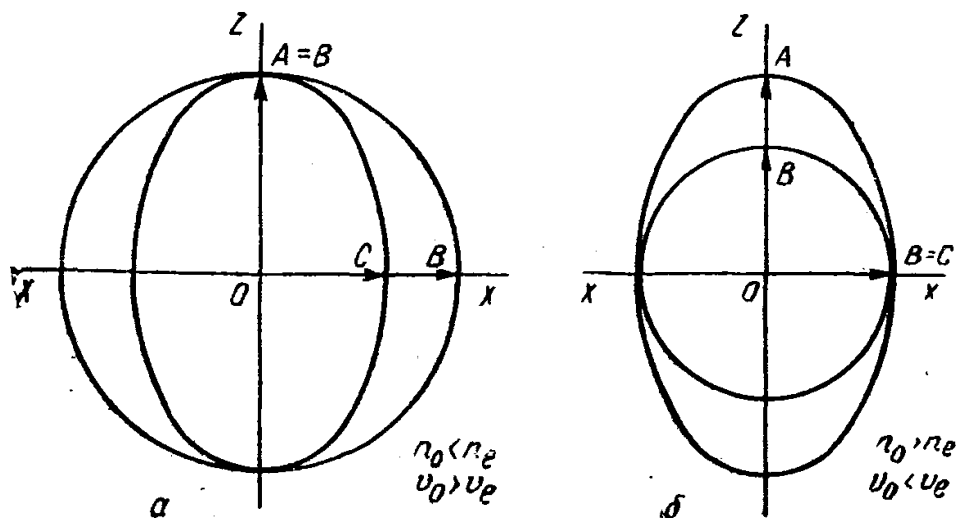
бунда  $n$  — кристалл сиртига келиб тушаётган ёруғлик ўтиб келаётган муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи;  $n'$  ва  $n''$  — мос равишда ёруғлик тўлқини кристаллга тушгандан сўнг ажралган икки тўлқиннинг абсолют синдириш кўрсаткичларидир. Ҳар иккала  $n'$  ва  $n''$  синдириш кўрсаткичлари  $n$  нормал йўналишининг функциялари ҳисобланади.

Нурлар учун синиш қонунларининг (41.20) кўринишини қўллаб бўлмайди.

#### 42-§. Бир ўқли ва икки ўқли кристаллар

Олдинги параграфда қараб чиқилган назария умумий ҳолда кристалда унинг икки оптикавий ўқини ифодаловчи икки йўналиш мавжуд бўлиб, бу йўналишлар кристалнинг электр ўқларига нисбатан маълум  $\alpha$  бурчак остида ориентирланган эканини кўрсатди (148- расм).  $\alpha = 0$ , яъни ҳар иккала оптикавий ўқлари қўшилиб кетган ва шу билан бирга электр ўқларидан бири билан устма-уст тушувчи кристаллар ҳам учрайди. Оптикавий ўқи битта бўлган кристаллар *бир ўқли* кристаллар дейилади. Оптикавий ўқлар ёки  $z$  йўналиш бўйлаб, яъни  $A$  ва  $B$  бош тезликлар мос тушганда (150-а расм) ёки  $x$  йўналиш бўйлаб —  $B$  ва  $C$  бош тезликлар мос тушганда (150-б расм) қўшилиб кетиши мумкин.

Бир ўқли кристалда нурлардан бири худди икки изотроп муҳитнинг ажралиш чегарасида синган ёруғлик нури сингари синади. Бу нурнинг синдириш кўрсаткичи ёруғликнинг кристалда тарқалиш йўналишига боғлиқ бўлмайди. Бу нур ( $L_0$ ) оддий нур дейилади. Унга сфера кўринишидаги нормаллар сирти мувофиқ келади. Бошқа нур шундай синадики, унинг  $n_e$  синдириш кўрсаткичи ёруғликнинг кри-



150- расм.

сталда тарқалиш йўналишига боғлиқ бўлади. Бу нур ( $L_e$ ) оддий бўлмаган нур дейилади. Оддий бўлмаган нурлар сирти мос равишда сфера ва эллипсонд бўлади. Икки ўқли кристалларда ҳар иккала нур оддий бўлмаган нурдир. Икки ўқли кристалнинг ҳар иккала оптикавий ўқи орқали ўтувчи текислик кристаллнинг бош кесими деб аталади.

Бир ўқли кристаллнинг оптикавий ўқи йўналиши ва нур йўналиши орқали ўтувчи текислик бир ўқли кристаллнинг бош кесими дейилади. Шундай қилиб, икки ўқли кристалларда бош кесим текисликлари аниқ ориентирланган бўлиб, бундай ориентация ҳар иккала оптикавий ўқ томонидан белгиланган бўлади.

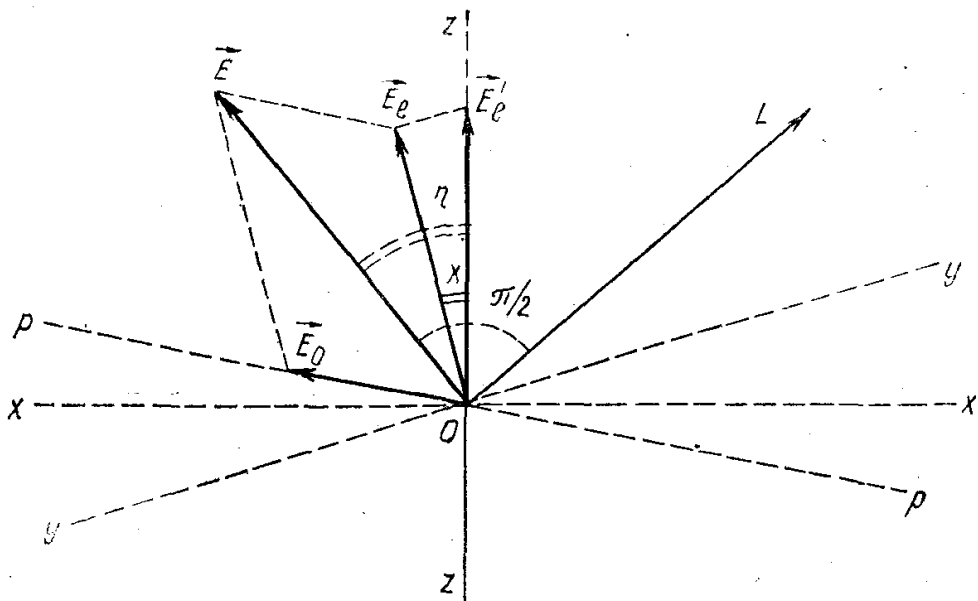
Бир ўқли кристалда кристалга тушувчи ёруғлик нурининг йўналишига боғлиқ ҳолда бош кесимнинг ориентацияси чексиз кўп бўлади.

Агар  $n_o < n_e$ ,  $v_o > v_e$  бўлса, кристалл мусбат, агар  $n_o > n_e$ ,  $v_o < v_e$  бўлса, кристалл манфий деб аталади.

Бир ўқли кристаллардаги ҳодисалар бу кристалларда тарқалётган икки ёруғлик нурининг ҳар бирининг қутбланишини кўргазмали аниқлашга имкон беради. Кристаллда нур ихтиёрий ориентацияланганда оптикавий ўққа перпендикуляр электр векторли тўлқиннинг тарқалиш йўналиши ўзгарганида ҳам бу нурнинг хусусиятлари ўзгармайди. Хусусан, унинг тезлиги ва демак, синдириш кўрсаткичи унинг учун доимо ўзгармас қолади. Ана шундай тўлқин оддий тўлқин ва мос ҳолда оддий нур бўлади. Ҳақиқатан ҳам, бу тўлқинда  $\vec{E}$  электр майдон кучланганлик вектори ҳамма вақт оптикавий ўқ йўналишига перпендикуляр бўлганлиги учун демак, у бош кесим текислигига перпендикуляр текисликда ётади. Доимо  $xy$  текислигида ётувчи оддий тўлқин электр векторининг бу текисликдаги ихтиёрий ориентацияси кристалл муҳитнинг бирдай интенсивликда қутбланишини юзага келтиради, бу нарса шу тўлқин учун синдириш кўрсаткичи доимий бўлишини таъминлайди.

Оддий бўлмаган тўлқиннинг электр вектори бош кесим текислигида тебранади. Кристаллга тушаётган ёруғлик нурининг ориентациясига боғлиқ равишда бу векторнинг оптикавий ўққа нисбатан ориентацияси турлича бўлади. Бу ҳол муҳитнинг қутбланиши ҳам йўналишга боғлиқ бўлишига олиб келади, синдириш кўрсаткичининг ёруғлик нурининг тушиш йўналишига боғлиқлиги шунга мос келади.

Юқорида айтилганларни 151- расм тушунтириб беради. Бу ерда  $x$ ,  $y$ ,  $z$  — координаталар ўқлари ( $z$  ўқи оптикавий ўқ билан мос тушади);  $L$  — ёруғлик нури;  $\vec{E}$  — ёруғлик тўлқинининг электр майдон кучланганлик вектори бўлиб, мазкур ҳолда  $z$  оптикавий ўққа  $\eta$  бурчак остида йўналган.  $\vec{E}_o$  ва  $\vec{E}_e$  лар  $\vec{E}$  векторнинг ажралган компоненталари;  $zOL$  текислик бош кесим текислигидир.  $pOL$  текислик бош кесим текислигига перпендикулярдир. Ёруғликнинг кристаллда тарқалишида электр тебранишлар икки тебранишга

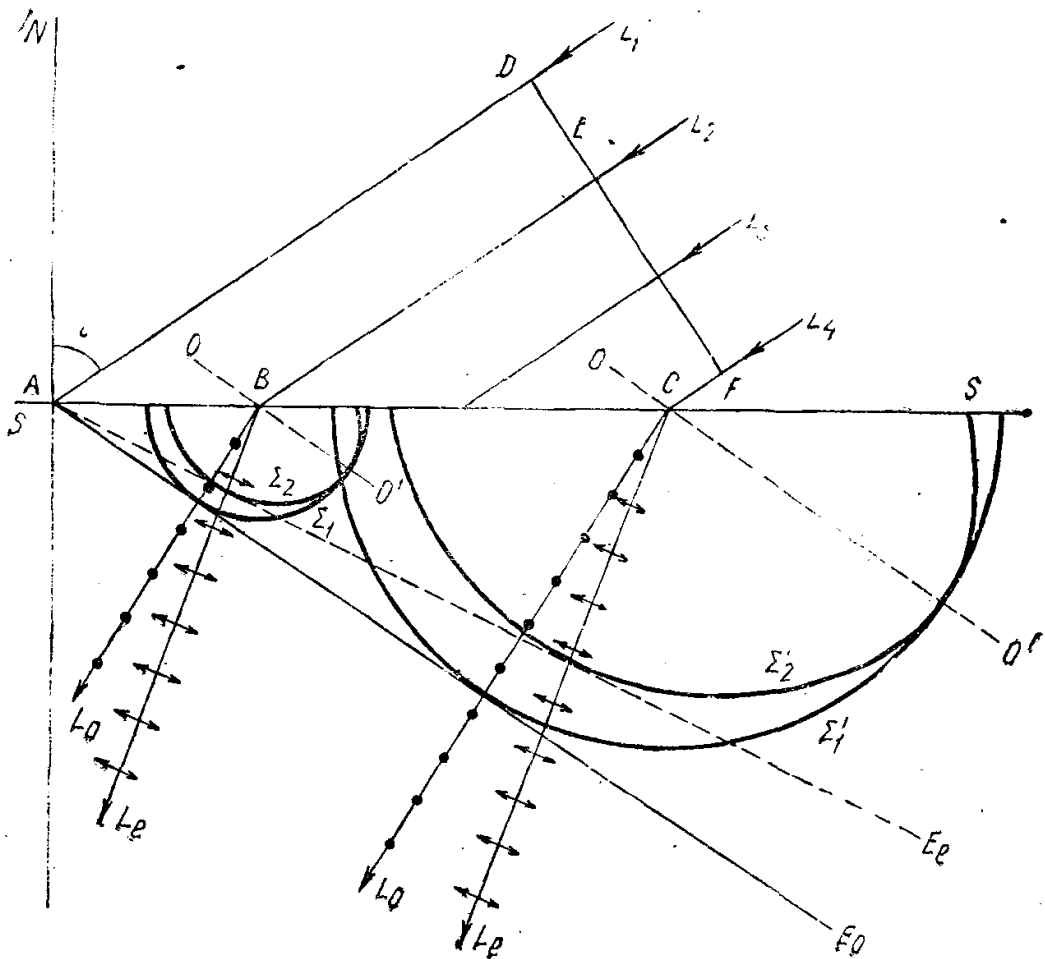


151- расм.

ажралади, улардан бири  $\vec{E}_0$  вектор йўналиши бўйлаб  $zz$  ўққа тик тебранади (151- расм). Иккинчиси  $\vec{E}_e$  вектор йўналиши бўйлаб  $\vec{E}_0$  га перпендикуляр  $zOL$  текисликда тебранади. Ҳар иккала  $\vec{E}_0$  ва  $\vec{E}_e$  вектор  $L$  нурга перпендикулярдир. « $o$ » ва « $e$ » индекслар [«оддий» ва «оддий бўлмаган» нурларни билдиради.  $\vec{E}_0$  вектор  $L$  нурнинг кристалдаги ихтиёрий йўналишида  $z$  га перпендикуляр текисликда қолаверади, шунинг учун ҳам оддий нурнинг тарқалиш тезлиги  $L$  нинг йўналишига боғлиқ бўлмайди, яъни у ҳамма вақт ҳам бирдай  $v_o$  тезлик билан тарқалади (синдириш кўрсаткичи  $n_o$ ). Аксинча,  $\vec{E}_e$  вектор йўналиши билан оптикавий ўқ орасидаги бурчак  $L$  нур йўналишининг ўзгаришига боғлиқ ҳолда ўзгариб туради. Бу ҳолда кристалл моддасининг электр қутбланиш интенсивлиги  $\vec{E}_e$  векторнинг оптикавий ўққа  $\vec{E}_e'$  проекцияси билан аниқланади. Демак, оддий бўлмаган нур учун  $\epsilon_e'$  диэлектрик синдирувчанлик,  $n_e$  синдириш кўрсаткичи ва нурнинг  $v_e$  тезлиги  $L$  нурнинг йўналишига боғлиқ бўлади.

Шундай қилиб, оддий нурнинг электр майдон тебранишлари оптикавий ўққа перпендикуляр текисликда, яъни бош кесим текислигига перпендикуляр текисликда, оддий бўлмаган нурнинг электр майдон тебранишлари эса бош кесим текислигида содир бўлади.

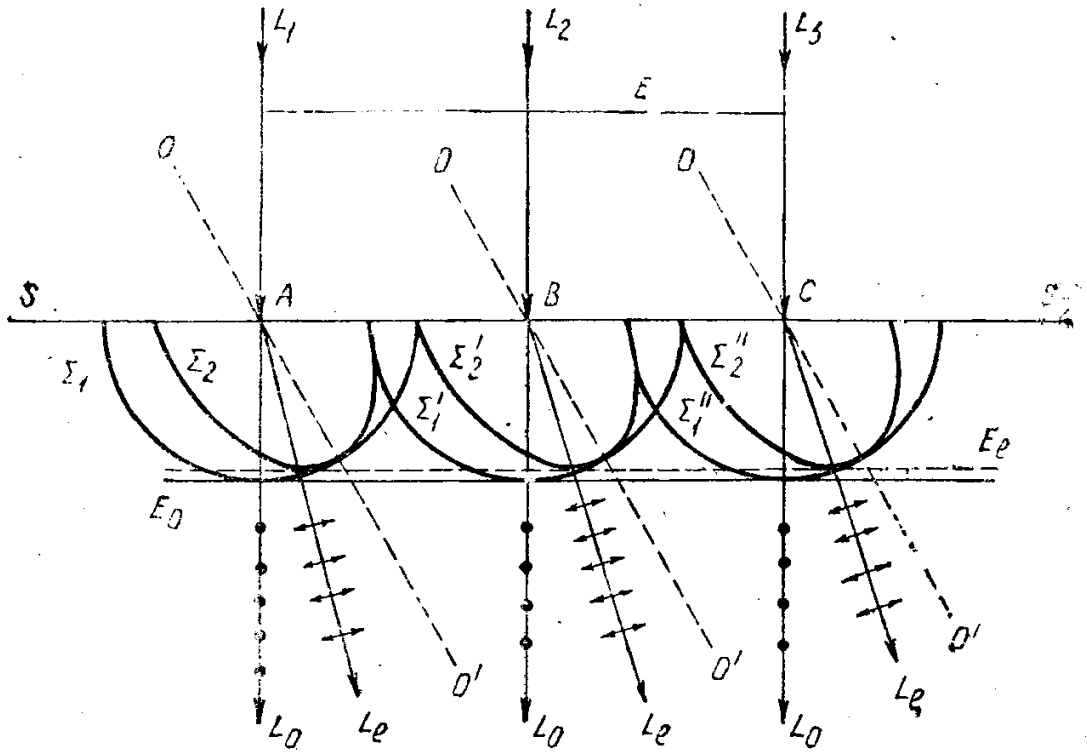
Икки ўқли кристалларда иккала ёруғлик нури қутбланган ва тўлқинлардан ҳар бирининг  $\vec{D}$  электр вектори ўзаро перпендикуляр текисликларда тебранади. Умуман олганда икки ўқли кристаллардаги барча қутбланиш ҳодисалари бир ўқли кристаллардагига қараганда бирмунча мураккаброқдир. Энди ёруғликнинг бир ўқли кристалларда синиши билан боғлиқ бўлган турли ҳолларни қараб



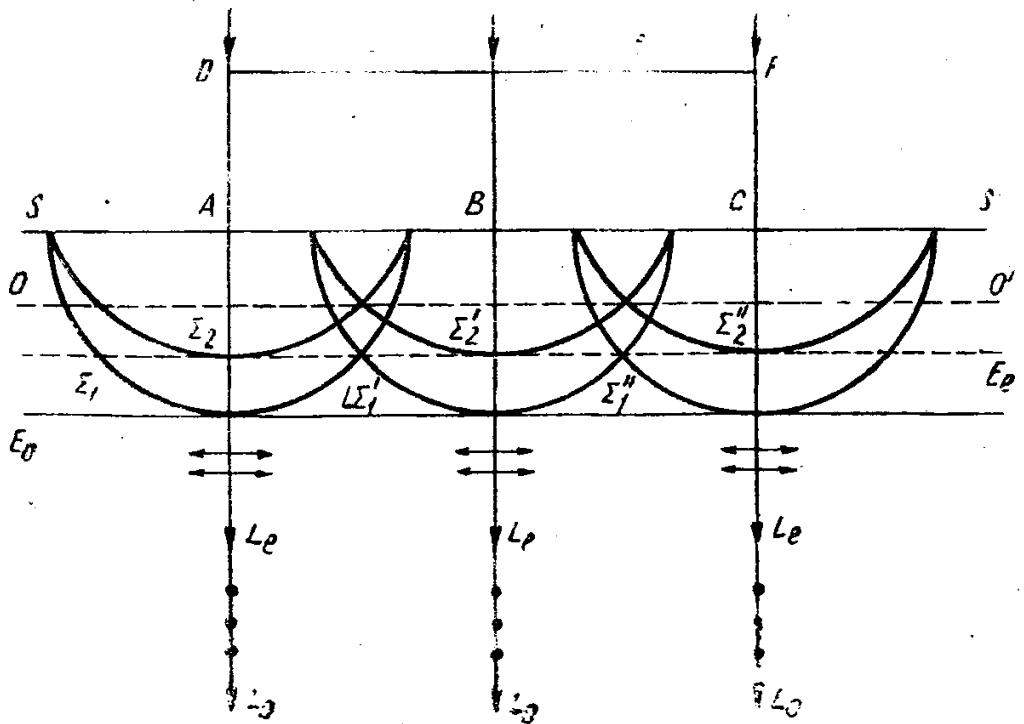
152- расм.

чиқамиз. Анализни элементар тўлқинлар ҳақидаги Гюйгенс принципи асосида олиб борамиз.

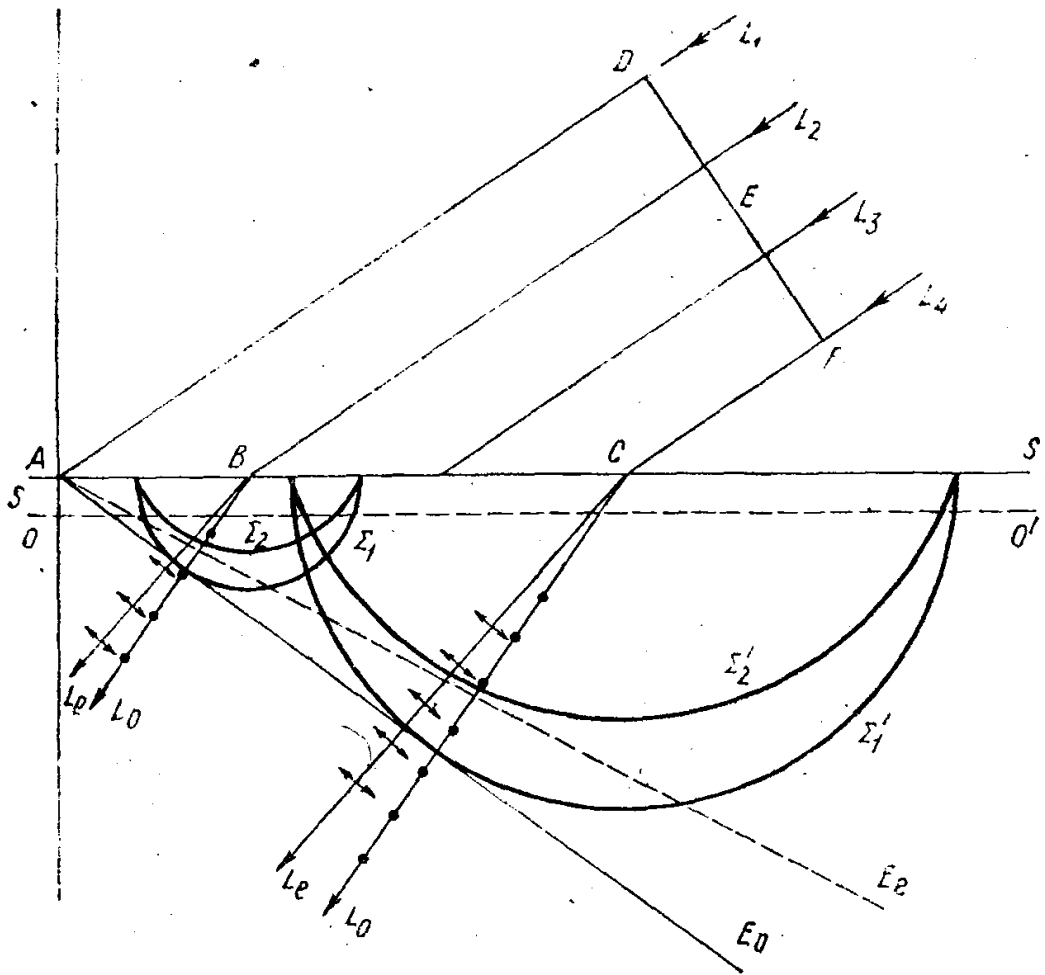
Ёруғлик нурларининг ҳаво—кристалл чегарасида синиш схемаси 152- расмда келтирилган, бунда кристаллнинг  $OO'$  оптикавий ўқи синдирувчи сирт билан бурчак ҳосил қилган ҳолда тушиш текислигида ётади.  $L_1, L_2, L_3$  параллел нурлар дастаси ( $DF$  — тўлқин fronti)  $SS$  ажралиш чегарасига  $AN$  нормалга  $i$  бурчак остида тушади. Кристалдаги  $SS$  сиртнинг барча нуқталаридан элементар Гюйгенс тўлқинлари тарқалади (расмда улардан фақат иккитаси кўрсатилган);  $\Sigma_1$  ва  $\Sigma'_1$  — оддий тўлқин сфералари,  $\Sigma_2$  ва  $\Sigma'_2$  — оддий бўлмаган тўлқин эллипсоидлари.  $E_o$  ва  $E_e$  нинг ўровчи текислиги мос ҳолда кристалда оддий ва оддий бўлмаган тўлқинни ҳосил қилади. Элементар тўлқинлар марказларидан уриниш нуқталарига ўтказилган чизиқлар  $L_o$  оддий ва  $L_e$  оддий бўлмаган нурни билдиради. Оддий нурлар шундай қутбланганки, улар тушиш текислигига перпендикуляр тебранади (схемада қора тўғараклар билан кўрсатилган), оддий бўлмаган нурлар шундай қутбланадики, улар тушиш текислигида тебранади (нурга перпендикуляр стрелкалар билан белгиланган).



153- расм.



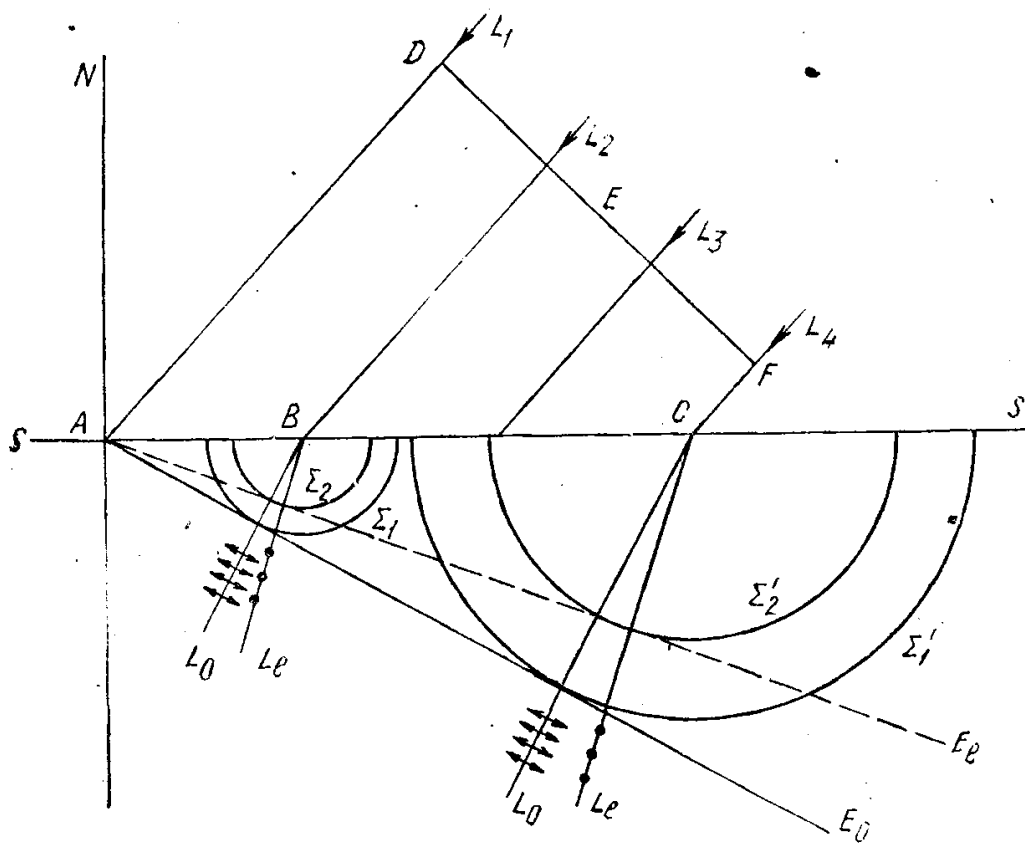
154- расм.



155- расм.

153- расмда параллел нурлар дастасининг кристаллнинг 152- расм ҳолидаги сингари сиртга нормал тушуви тасвирланган, гарчи бу ерда оддий нурлар синмаган бўлса-да, оддий бўлмаган нурлар нормал тушган ҳолда ҳам сингандир.

Нурларнинг кристалл  $SS$  сиртига оптикавий ўқ бу сиртга параллел бўлганда нормал тушиш схемаси 154- расмда тасвирланган. Бу ерда ҳар икки нур ҳам синмайди, бироқ турли тезлик билан тарқалади. Оддий тўлқиннинг тарқалиш тезлиги оддий бўлмаган тўлқиннинг тарқалиш тезлигига қараганда катта. Кристалл сирти оптикавий ўққа параллел бўлганда бу сиртга нурнинг маълум қияликда тушиш ҳоли 155- расмда келтирилган. Ниҳоят, 156- расмда кристаллнинг оптикавий ўқи тушиш текислигига перпендикуляр (чизма текислигида) бўлган ҳолда ёруғликнинг кристалл сиртига қия тушиши ифодаланган. Бу ерда оддий бўлмаган нур тебранишлари тушиш текислигига перпендикуляр бўлади. Шу нарсани қайд қилиш керакки, ушбу хусусий ҳолда оддий ва оддий бўлмаган нур учун синиш қонуни одатдаги характерда бўлади, фарқ фақат ҳар



156- расм.

иккала нурнинг синдириш кўрсаткичидадир. Юқорида кўриб чиқилган ҳоллар ёруғликнинг мусбат кристаллда синишига мувофиқ келади. Манфий кристаллда синиш ҳодисаси ҳам худди шунга ўхшаш, фарқ шундаки, мусбат кристаллда оддий. бўлмаган нур кучлироқ синган жойда, манфий кристаллда оддий нур кучлироқ синади ва аксинча.

### 43-§. Индикатриса

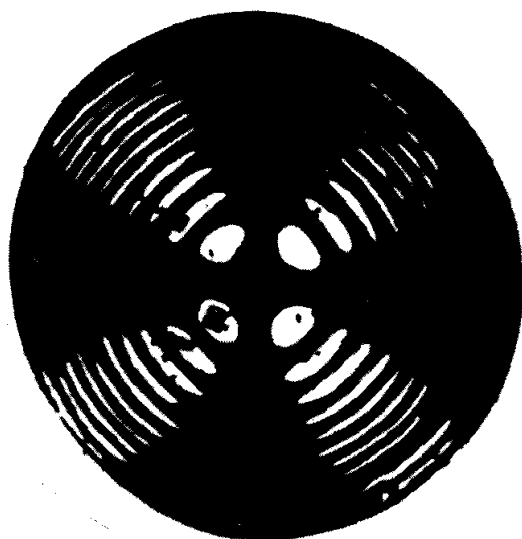
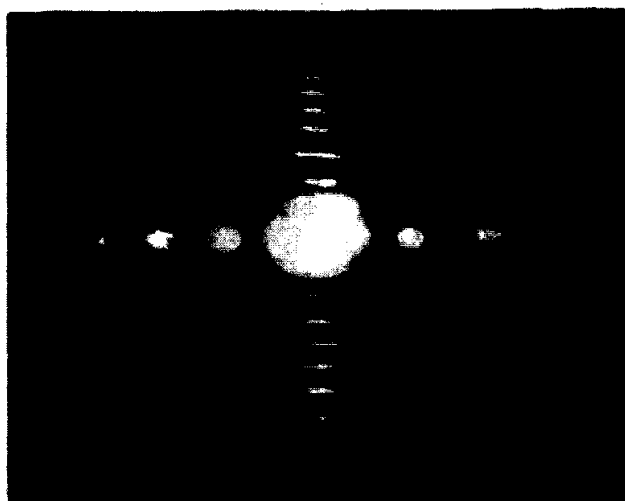
Кристалларда ёруғликнинг турли йўналишларда тарқалиши учун синдириш кўрсаткичини индикатриса ёрдамида топиш жуда қулай. Индикатриса турли йўналишлар бўйича синдириш кўрсаткичларига пропорционал махсус координатларда ясалган эллипсоид сиртидан иборатдир. Индикатрисани ифодаловчи тенгламани келтириб чиқаришни кўрайлик. Кристалдаги электромагнит майдон энергияси зичлиги

$$W = \frac{(\vec{D} \vec{E})}{8\pi} \quad (43.1)$$

формула билан ифодаланиши мумкин. Электр майдоннинг кристалнинг бош электр ўқлари бўйлаб компоненталари орқали бу формулани шундай кўринишда ёзиш мумкин:

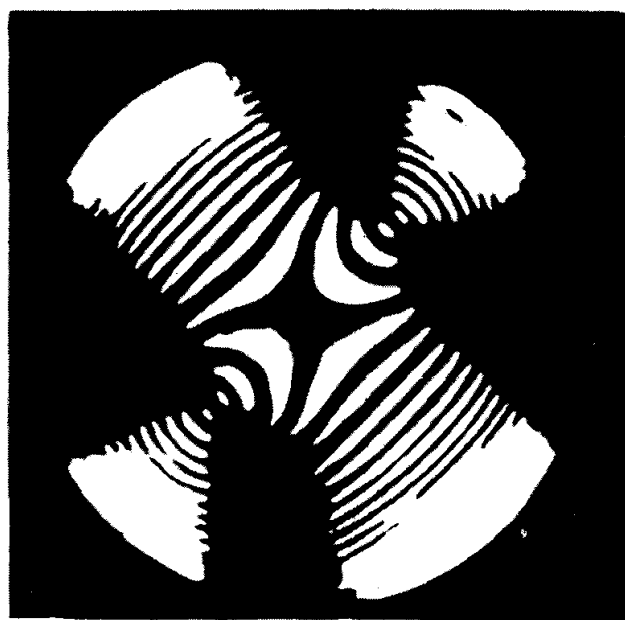


I расм.



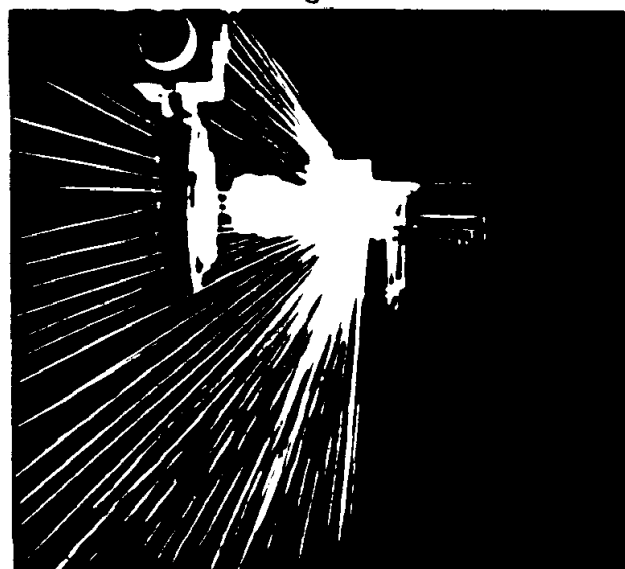
a

II расм.



б

III расм.





IV расм.

$$W = \frac{1}{8\pi} \left( \frac{D_x^2}{\epsilon_x} + \frac{D_y^2}{\epsilon_y} + \frac{D_z^2}{\epsilon_z} \right). \quad (43.2)$$

(43.2) даги  $W$  нинг (43.1) даги  $W$  га нисбатини олайлик, у ҳолда:

$$\frac{D_x^2}{\epsilon_x (\vec{D} \vec{E})} + \frac{D_y^2}{\epsilon_y (\vec{D} \vec{E})} + \frac{D_z^2}{\epsilon_z (\vec{D} \vec{E})} = 1. \quad (43.3)$$

$\frac{D_x^2}{(\vec{D} \vec{E})}$ ,  $\frac{D_y^2}{(\vec{D} \vec{E})}$ ,  $\frac{D_z^2}{(\vec{D} \vec{E})}$  катталиклар диэлектрик сингдирувчанлик қийматига («ўлчамлиги») эга.  $\vec{D}$  ва  $\vec{E}$  векторларнинг кристалдаги ориентациясига, яъни  $L$  нурнинг (ёки  $\vec{S}$  векторнинг) йўналишига боғлиқ ҳолда  $D_x$ ,  $D_y$ ,  $D_z$  катталиклар ўзгариб туради. Демак,

$$\begin{aligned} X^2 &= \frac{D_x^2}{(\vec{D} \vec{E})}, \\ Y^2 &= \frac{D_y^2}{(\vec{D} \vec{E})}, \\ Z^2 &= \frac{D_z^2}{(\vec{D} \vec{E})} \end{aligned} \quad (43.4)$$

нисбатлар диэлектрик сингдирувчанликнинг компоненталари ёки синдириш кўрсаткичи компоненталари квадратининг ўзгарувчан қийматларидир. (43.4) ни ҳисобга олиб, (43.3) тенгламани

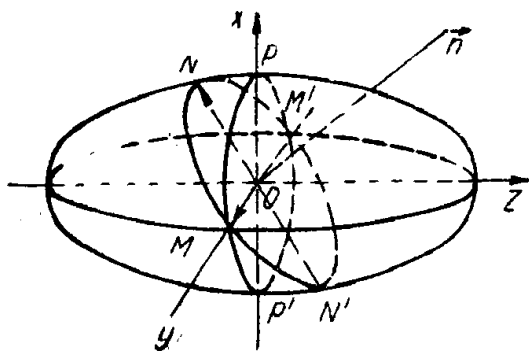
$$\frac{X^2}{n_x^2} + \frac{Y^2}{n_y^2} + \frac{Z^2}{n_z^2} = 1 \quad (43.5)$$

кўринишда ёзиш мумкин, бунда

$$n_x^2 = \epsilon_x, \quad n_y^2 = \epsilon_y, \quad n_z^2 = \epsilon_z.$$

Ҳосил қилинган тенглама *синдириш кўрсаткичларининг эллипсоиди* ёки *индикатриса* дейилади, чунки  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  координаталарда у уч ўқли эллипсоид фигураси бўлади.

Агар  $\vec{E} \parallel x$  бўлса  $|\vec{E}| = E_x$ ,  $E_y = 0$ ,  $E_z = 0$  бўлади. У ҳолда  $(\vec{D} \vec{E}) = \frac{D_x^2}{\epsilon_x}$  ва демак,  $X = n_x$ . Шунга ўхшаш, агар  $\vec{E}$  вектор  $y$  ўқи бўйлаб йўналган ( $\vec{E} \parallel y$ ) бўлса, у ҳолда  $E_x = 0$ ,  $E_z = 0$  ва  $Y = n_y$ . Агар  $\vec{E} \parallel z$  бўлса, у ҳолда  $|\vec{E}| = E_z$ ,  $E_x = 0$ ,  $E_y = 0$  ва  $Z = n_z$ .



157- расм.

157- расмда синдириш кўрсаткичлари (43.5) тенгламани қаноатлантирувчи эллипсоид ифодаланган, унинг ўзи индикатрисани билдиради. Унинг ёрдами билан кристалларда ёруғлик тебранишлари йўналишларини ва агар тўлқинга ўтказилган нормал йўналиши берилган бўлса, ҳар икки тўлқинга мувофиқ келган синдириш кўрсаткичлари қийматларини осонлик билан аниқлаш мумкин.

Ушбу мақсад учун эллипсоид тўлқинга ўтказилган  $\vec{n}$  нормалга перпендикуляр текислик билан кесилади. Бу кесим эллипс бўлади.

Бу эллипс ярим ўқлари  $\vec{D}$  вектор компоненталарининг тебранишлари индикатрисанинг тегишли ярим ўқлари бўйлаб йўналган тўлқинларнинг синдириш кўрсаткичлари қийматларини беради. Бу хулосани тушунтириш учун 157- расмга мурожаат қиламиз. Агар кристалда тўлқин кристалдаги бош ўқлардан бири, масалан,  $z$  ўқи бўйлаб тарқалар экан,  $y$  ҳолда  $\vec{D}$  векторнинг компонентаси  $z$  га перпендикуляр  $MPM'P'$  эллипс текислигида ётади. Бунда  $\vec{D}$  векторнинг компоненталари  $MPM'P'$  эллипс ўқлари устма-уст тушадиган фақат  $x$  ва  $y$  электр ўқлар бўйлаб ориентирланиши мумкин.

Агар  $\vec{n}$  нормаль  $xz$  текисликда ётса,  $y$  ҳолда  $\vec{D}$  электр векторнинг  $MM'$  бўйлаб ориентирланган компонентининг йўналиши ўзгармас қолади, бошқа компоненти эса  $D_y$  га перпендикуляр ориентирланган, яъни индикатрисанинг  $n_1$  векторга нормал текислик билан кесишидан ҳосил бўлган  $MNM'N'$  эллипсининг  $ON$  ярим ўқи бўйлаб ориентирланган бўлади. Индикатрисанинг учта ярим ўқи билан ўлчанадиган синдириш кўрсаткичлари, яъни  $n_x, n_y, n_z$  лар бош синдириш кўрсаткичлари деб аталади.

#### 44- §. Қутбланган нур ҳосил қилиш ва уни ўрганиш методлари. Қутблаш асбоблари

Табиий ёруғлик кристалл жисмларга тушганда оддий ва оддий бўлмаган ёруғлик нурларининг интенсивлиги бир хил бўлади. Кристаллар жуда шаффоф, яъни ёруғлик ютмайди деб оламиз ва шаффоф кристалнинг чизиқли қутбланган ёруғлик билан ўзаро таъсирини кўрамиз.

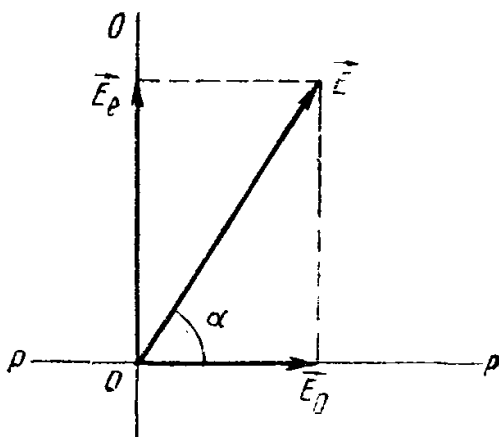
158- расмда  $OO$  чизиқ кристалнинг бош кесими изини ифодалайди. Тушувчи ёруғлик нури чизма текислигига перпендикуляр. Тушувчи нурнинг  $\vec{E}$  электр вектори оддий  $\vec{E}_0$  нурнинг электр тебранишлари содир бўладиган  $PP$  текислик билан  $\alpha$  бурчак ҳосил қилади.  $\vec{E}_e$  оддий бўлмаган нурнинг электр вектори бош кесим текисли-

гида тебранади. Тушувчи нур  $\vec{E}$  электр векторининг амплитудаси ўзаро перпендикуляр  $OO$  ва  $PP$  ўқлар бўйлаб  $E_o$  ва  $E_e$  иккита компонентга ажралади:

$$E_o = E \cos \alpha, \quad E_e = E \sin \alpha. \quad (44.1)$$

Ёруғлик интенсивлиги электр майдон кучланганлик вектори амплитудасининг квадратига пропорционал бўлганлигидан

$$\begin{aligned} I &\sim E^2, \\ I_o &\sim E^2 \cos^2 \alpha \\ I_e &\sim E^2 \sin^2 \alpha \end{aligned} \quad (44.2)$$



158- расм.

бўлади, бунда  $I$  — тушувчи ёруғлик интенсивлиги;  $I_o$  — оддий нурдаги ёруғлик интенсивлиги;  $I_e$  — оддий бўлмаган нурдаги ёруғлик интенсивлигидир, бундан

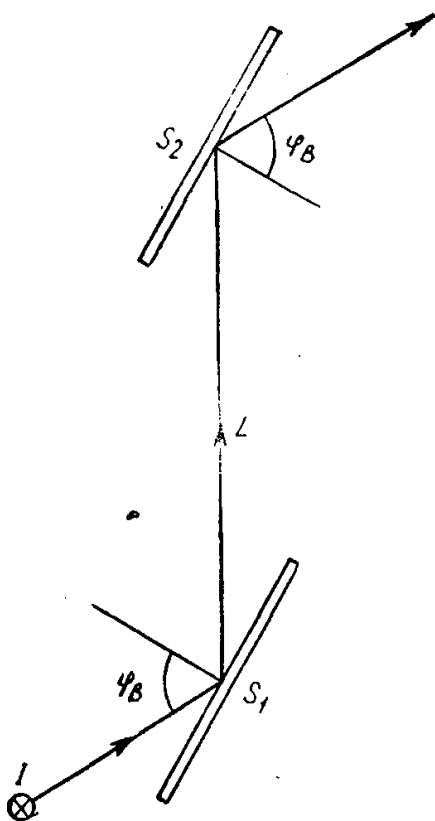
$$\frac{I_e}{I_o} = \operatorname{tg}^2 \alpha \quad (44.3)$$

деб ёзиш мумкин.

Охирги формула *Малюс қонунини* (тўғрироғи *Малю қонунини*) ифодалайди. (44.3) муносабат ёруғлик интенсивлигини аниқ миқдорий ўлчаш учун фойдаланилиши мумкин. *Малюс қонуни* асосида қатор махсус қутбланиш фотометрлари ясалган.

Қайтиш, синиш ва иккиланиб синиш ҳодисасидан чизиқли қутбланган, шунингдек, доиравий ёки эллипс бўйлаб қутбланган ёруғлик олиш учун фойдаланилади. Қутбланган ёруғлик олишга ёрдам берадиган ҳар қандай қурилма поляризатор деб аталади. Чизиқли қутбланган ёруғликни нурнинг шиша пластинкадан Брюстер бурчаги остида қайтишидан фойдаланиб олиш энг осондир. Шундай мақсадда фойдаланилган шиша пластинка *ёруғлик поляризатори* бўлади. Худди шундай иккинчи поляризатор ёрдамида тушувчи ёруғликнинг чизиқли қутбланган эканлигини аниқлаш мумкин. Бу мақсад учун иккинчи поляризатор шундай айлантириладики, бунда унинг қутбланиш текислиги нурга перпендикуляр йўналишлардан бирига нисбатан турлича ориентациялансин. Ёруғликнинг қутбланганлигини қайд қилиш учун қўлланиладиган поляризатор *анализатор* деб аталади.

159- расмда тушувчи нурга нисбатан Брюстер бурчаги остида жойлашган иккита шиша пластинкадан иборат оддий поляризация асбобининг схемаси тасвирланган.  $I$  манбадан ёруғлик нури  $\varphi_B$  Брюстер бурчаги остида  $S_1$  шиша пластинкага тушади, натижада у тўла қутбланиб қайтади. Қайтган нурда электр кучланганлик вектори тушиш текислигига перпендикуляр ҳолда (чизма текислигига перпендикуляр) тебранади.



159- расм.

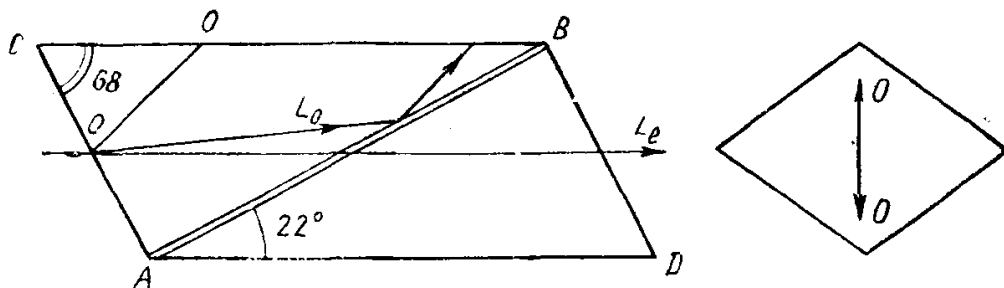
Агар  $S_1$  пластинкадан қайтган нур тушаётган  $S_2$  шиша пластинка биринчи пластинкага параллел жойлашган бўлса, у ҳолда ёруғлик нури ундан тўла қутбланган ҳолда қайтади. Агар  $S_2$  пластинкани унинг  $L$  нурга нисбатан оғиш бурчагини ўзгартирмаган ҳолда шу нур атрофида худди ўз ўқи атрофида айлантиргандек айлантирилса,  $S_2$  дан қайтган ёруғлик интенсивлиги ўзгаради. Нурнинг  $S_2$  га тушиш текислиги нурнинг  $S_1$  пластинкага тушиш текислигига перпендикуляр бўлганда  $S_2$  дан қайтган нур тўлиқ сўнади, чунки бунда у  $S_2$  пластинкага нисбатан шундай ориентирланганки, ёруғлик вектори тушиш текислигида тебранади, ва демак, Брюстер бурчагида бундай нурнинг қайтиш коэффициентини нолга тенг.

159- расмда тасвирланган асбоб Норренберг қутблаш асбоби деб аталади. Бу асбобнинг камчилиги унинг ёруғлик кучининг заифлигидир, чунки шиша пластинкалардан Брюстер бурчаги остида қайтган ёруғлик миқдори унча катта бўлмайди.

Такомиллашган асбобда шиша анализатор кўпинча кристалл призма анализатор билан алмаштирилади, бу ҳақда кейинроқ тўхтаймиз. Бундан ташқари, нурларнинг ёрқинлигини ва асбобнинг кўриш майдонини катталаштириш учун уни қўшимча мосламалар билан жиҳозланади.

Брюстер бурчаги остида қўйилган шиша пластинка кўпинча бошқа қутблаш асбобларини, масалан, қутбланган нурнинг қайтиш бурчакларини аниқ ўлчаш учун ва ёруғлик нурининг тебранишлар йўналишини аниқлаш учун белгиланган асбоб — поляризацион гониометрни созлаш учун ишлатилади.

Физика ва техникада қутбланган ёруғлик ҳосил қилиш ва уни ўрганиш, шунингдек, турли-туман махсус поляризацион оптикавий асбобларни тайёрлашда маълум тарзда қирқиб олинган, иккиланиб синдирувчи кристаллардан тайёрланган қутблаш призмалари кенг тарқалган. Ҳозирги вақтда оптикавий техникада полярионидлар деб аталувчи поляризацион плёнкалар тайёрлаш усуллари топилган, улар юпқа шиша ёки пластмасс пластинка (плёнка) сиртига бирор ёпиштирувчи модда ёрдамида суркалган майда герпатит ёки бошқа модда кристаллчаларининг юпқа қатламидан иборатдир.

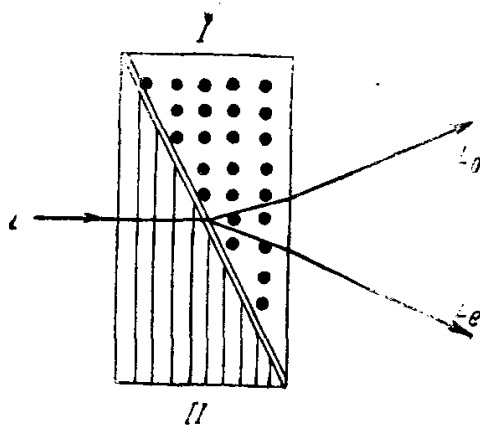


160- расм.

Нурни иккилантириб синдирадиган кристаллдан ишланган поляризацион призмалардан баъзиларини қараб чиқайлик. Қутбланган нур ҳосил қилинадиган биринчи призма Швейцария физиги Николь томонидан кашф қилинди ва унинг номи билан Николь призмаси (ёки қисқача николь) деб аталди. Унинг тузилиши 160-расмда келтирилган. Тўрт бурчакли қия  $ABCD$  призма кўринишидаги исланд шпати кристали  $AB$  диагональ текислиги бўйлаб I ва II қисмга кесилади, сўнгра канада бальзами деб аталган махсус смола билан ёпиштирилади. Оддий нур учун исланд шпатининг синдириш коэффициенти  $n_o = 1,658$ , оддий бўлмаган нур учун синдириш коэффициенти  $n_e = 1,486$  (минимал қиймат), бальзамнинг синдириш коэффициенти  $n = 1,550$ . Маълум бурчак муносабатларида  $AC$  қиррага тушаётган табиий ёруғлик нури  $L_o$  ва  $L_e$  икки нурга ажралади. Оддий бўлмаган нур призма орқали сезиларли даражада кучсизланмасдан ўтади, оддий нур эса қирқим сиртида, яъни канада бальзами қатламида тўла ички қайтишга дуч келади, сўнгра кристалнинг қорайтирилган қиррасига тушади ва у ерда ютилади. Расмда Николь призмасининг оптикавий ўқи  $OO$  чизиқ билан кўрсатилган. Демак, Николь призмаси орқали ўтган ёруғлик нурларидаги электр тебранишлари  $OCO$  текислигига параллел бўлади.

Исланд шпатидан тайёрланган қутбловчи призмаларнинг жуда кўп хиллари мавжуд (Глан—Томсон призмаси, Франк—Риттер призмаси ва ҳ. к.). Булар ичида Франк—Риттер призмаси катта қизиқиш туғдиради, чунки унда қимматбаҳо минерал — исланд шпатидан жуда тежамли фойдаланилган. Чизиқли қутбланган битта нурни ҳосил қилиш билан бирга, кўпинча иккита ўзаро перпендикуляр текисликларда чизиқли қутбланган иккита нур ҳосил қилиш керак бўлади. Бу мақсад учун иккилантириб синдирувчи призма, масалан, Волластон призмаси ишлатилади. Унинг тузилиши 161-расмда тасвирланган.

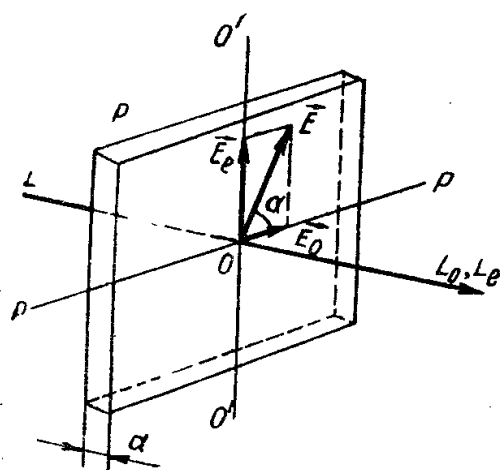
Волластон призмаси исланд шпатидан ишланган тўғри бурчак-



161- расм.

ли иккита I ва II призмадан ташкил топган. I призмада оптикавий ўқ катта катетга перпендикуляр, II призмада эса бу йўналишга параллел йўналган. Ҳар икки призма гипотенузаси бўйлаб канада бальзами билан ёпиштирилган.  $L$  табиий ёруғлик нури I призманинг устки сиртига тушиб, ундан иккиланмасдан ўтади, чунки ҳар икки—оддий ва оддий бўлмаган нур бир йўналиш бўйлаб турли тезлик билан тарқалади. I призмадан II призмага ўтиб ҳар икки нур ўрин алмашади: оддий нур оддий бўлмаган нур бўлиб қолади, ва аксинча. Ҳар икки нур шунинг учун ҳам турли томонга таралади.

Қатор ҳолларда ягона чизиқли қутбланган нурдан ҳосил бўлган, бироқ ўзаро перпендикуляр текисликларда қутбланган ва айни бир йўналиш бўйлаб тарқаладиган икки нурнинг фаза фарқи ҳақидаги тушунчани киритиш керак бўлади. Бу ҳол 154-расмда тасвирланган манзарага мос келади. Фақат бунда тушувчи нур чизиқли, эллиптик ёки айлана бўйлаб қутбланган бўлиши мумкинлиги билан фарқ қилади. Қутбланган компоненталарни фаза жи-



162-расм.

ҳатидан фарқ қилиш учун оптикавий ўқи пластинка текислигида ётувчи ясси-параллел кристалл пластинка қўлланилади. 162-расмда иккилантириб синдирувчи  $P$  кристалл (исландшпати) дан ясалган пластинкада бўладиган ҳодисалар схемаси келтирилган.

Фараз қилайлик, пластинканинг оптикавий ўқи  $OO$  бўйлаб йўналган, пластинка сиртига нормал тушаётган  $L$  ёруғлик нури  $\alpha$  бурчак остида чизиқли қутбланган, яъни тушувчи ёруғликнинг  $E$  электр вектори оддий нур электр майдони тебраниш текислиги би-

лан  $\alpha$  бурчак ташкил қилади. Бунда пластинкага киришда  $E$  электр вектори икки  $\vec{E}_o$  ва  $\vec{E}_e$  компонентага ажралади, шу билан бирга  $\vec{E} = \vec{E}_o + \vec{E}_e$ .  $\vec{E}_o$  вектор оптикавий ўққа перпендикуляр бўлган  $PP$  йўналишга параллел тебранади.  $\vec{E}_e$  вектор эса  $O'O'$  оптикавий ўқнинг йўналишига параллел тебранади. Пластинкадан ўтаётганда ҳар бир нурда фаза ортиши юзага келади, бу фаза ортиши оддий нур учун  $\frac{2\pi}{\lambda} n_o \cdot d$ , оддий бўлмаган нур учун  $\frac{2\pi}{\lambda} n_e d$  га тенг. Бундай пластинкадан ўтишда оддий ва оддий бўлмаган нурларнинг фаза фарқи

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} d (n_o - n_e) \quad (44.4)$$

формула билан аниқланади, бунда  $\lambda$  — вакуумдаги тўлқин узунлиги.



Агар тушувчи ёруғликнинг электр вектор тебраниши

$$\vec{E} = \vec{E}^0 \sin \Phi' \quad (44.5)$$

тенглама билан аниқланса (бунда  $\vec{E}^0$  — тушувчи нур тебраниш амплитудаси;  $\Phi' = \frac{2\pi}{T} t$ ;  $T$  — тебраниш даври;  $t$  — вақт), у ҳолда электр вектор компоненталарининг  $OO$  ва  $PP$  ўқлари бўйлаб пластинкани ўтишдаги оний қийматларини

$$\left. \begin{aligned} E_o &= E^0 \cos \alpha \sin \left( \frac{2\pi}{T} t - \frac{2\pi d}{\lambda} n_o \right) \\ E_e &= E^0 \sin \alpha \sin \left( \frac{2\pi}{T} t - \frac{2\pi d}{\lambda} n_e \right) \end{aligned} \right\} \quad (44.6)$$

кўринишда ёзиш мумкин.

$\Delta\Phi$  фазалар фарқи қандай бўлишига қараб ёки чизиқли, ёки эллиптик қутбланган ёруғлик ҳосил бўлади.  $\Delta\Phi = k\pi$  ( $k$  — бутун сон) бўлганда ёруғлик чизиқли қутбланган.  $\Delta\Phi = \left(k + \frac{1}{2}\right)\pi$  бўлганда ёруғлик эллиптик қутблангандир.

Агар пластинка  $\Delta\Phi = \left(k + \frac{1}{2}\right)\pi$  фаза фарқи берса, у ҳолда  $\frac{2\pi}{\lambda} d(n_o - n_e) = \left(k + \frac{1}{2}\right)\pi$  га эга бўламиз. Бундан

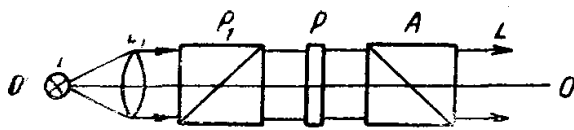
$$d(n_o - n_e) = \left(k + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{2} \quad (44.7)$$

ёки

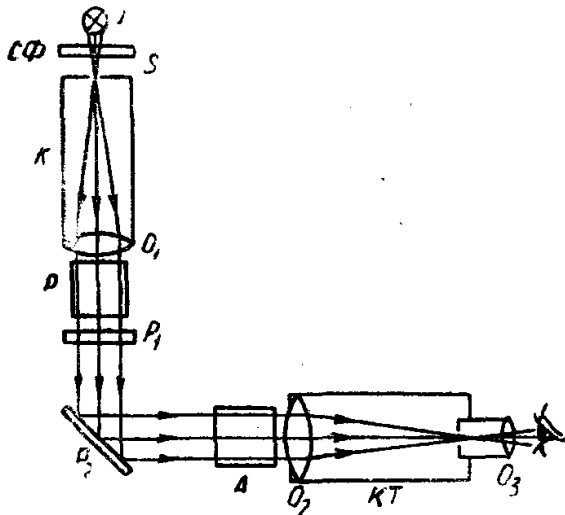
$$d(n_o - n_e) = (2k + 1) \frac{\lambda}{4} \quad (44.7')$$

Шундай қилиб, охириги ҳолда  $L_o$  ва  $L_e$  нурларда пластинка  $d = (n_o - n_e) \lambda$ , тоқ сондаги чорак тўлқин узунлигига тенг йўл фарқини юзага келтиради. Бундай пластинка чорак тўлқин узунликли пластинка дейилади. Бундай турдаги пластинка ёки  $\frac{\pi}{2}$  га тенг фаза фарқини киритиш учун хизмат қилади, бунда у чизиқли қутбланган ёруғликни эллиптик ёки айлана бўйлаб қутбланган ёруғликка айлантириб беради ёки аксинча, фаза фарқини йўқотиб, айлана ёки эллиптик қутбланган ёруғликни чизиқли қутбланган ёруғликка айлантириб беради. Чорак тўлқинли пластинкани одатда компенсатор деб аталади.

Фаза фарқини бир текисда ўзгартириш имкониятини яратиш учун, Волластон призмасидаги сингари, оптикавий ўқлари ўзаро перпендикуляр иккита понасимон пластинкадан ташкил топган ясси параллел пластинкалар қўлланилади. Бир пластинка иккинчиси устидан гипотенуза бўйлаб сирпаниб боради, натижада пластинка қалинлиги ўзгаради. Бундан ташқари, ҳар икки пластинка исланд шпатидан эмас, балки кварц кристаллидан тайёрланади. Бун-



163- расм.



164- расм.

дейлади. Поляриметрнинг схемаси 163- расмда берилган. Бунда  $O'O'$  — асбобнинг оптикавий ўқи;  $I$  — ёруғлик манбаи;  $L_1$  — ёритувчи линза,  $P_1$  — қутбловчи призма (поляризатор);  $A$  — қутбловчи призма (анализатор);  $P$  — ўрганилаётган объект. Ёруғлик анализатордан ўтгандан сўнг ёки кўз билан, ёки  $P$  пластинка текислигига созланган окуляр орқали кузатилади. Бу асбоб шаффоф объектлардан (масалан,  $P$  пластинкадан) ўтишда ёруғлик қутбланишининг ўзгаришини қайд қилиш ва ўрганилаётган объектнинг анизотропия хоссасига эга эканлигини билишга имкон беради. Агар асбоб ёруғликнинг қутбланиш даражасини миқдорий жиҳатдан аниқловчи ускуналар билан жиҳозланган бўлса, поляриметр деб, агар фақат қутбланган нурнинг ўзгаришини қайд қилишга мосланган бўлса, полярископ деб аталади.

164- расмда поляризация гониометрнинг оптикавий схемаси берилган.

Бу асбоб қутбланган ёруғликни характерловчи катталикларни ва турли жараёнларда, масалан, ёруғликнинг қайтишида бу катталикларнинг ўзгаришини ўлчашга имкон беради.  $I$  — ёруғлик манбаи;  $S\Phi$  — спектрнинг тор қисмини ажратишга мўлжалланган ёруғлик фильтри;  $K$  — коллиматор;  $S$  — коллиматор тирқиши;  $O_1$  — коллиматор объективи;  $P$  — поляризатор;  $P_1$  — чорак тўлқин узунликли пластинка;  $T$  — ўрганиладиган объектлар учун мўлжалланган столча;  $P_2$  — нурнинг қайтиши ўрганиладиган пластинка;  $A$  — анализатор;  $O_2$  — объектив;  $O_3$  — кўриш трубасининг окуляри.

дай қурилмалар уларнинг авторлари номи билан *Бабина компенсатори* ва *Солейль компенсатори* деб аталади.

Қутбланган нурда моддани тадқиқ қилиш учун қутбловчи оптикавий призма ва пластинкаларнинг комбинацияси қўлланилади. Бундай қутбланиш қурилмалари ясаши ва вазифаларига қараб поляризаторлар, поляризация гониометрлар, поляризация микроскоплар, поляриметрлар ва ҳ. к. деб аталади.

Икки қутбланиш призмаларидан иборат бўлиб, қутбланган нурларда ўрганиладиган шаффоф объектни бу призмалар орасига жойлаштириш мумкин бўлган асбоб *поляриметр* ёки *полярископ*

Поляризатор ва анализатор улар орқали ўтувчи ёруғликнинг тебраниш текисликлари ўзаро перпендикуляр бўладиган қилиб жойлаштирилади ва шунинг учун ўрганиладиган объектлар ( $P_2$  пластинка) бўлмаганда асбоб орқали деярли ёруғлик ўтмайди.  $P_2$  пластинка ўрнатилгандан кейин қутбланган ёруғлик характерининг ўзгаришига (у эллиптик қутбланган бўлиб қолади) қараб, унинг бир қисми гониометр орқали ўта бошлайди.  $P_1$  пластинкани айлантириб, ёруғлик қайтгандан сўнг яна чизиқли, қутбланган бўлишига эришилади. Бироқ энди ёруғликнинг тебраниш текислиги поляризатор тебраниш текислигига нисбатан маълум бурчакка бурилган бўлади. Шунинг учун асбоб орқали ўтаётган ёруғликни тўла сўндириш учун анализаторни бирор бурчакка буриш керак.  $P_1$  — пластинка ва анализаторнинг бурилиш бурчагини ўлчаб, тегишли формулалар бўйича,  $P_2$  пластинка моддасининг хоссаларини характерловчи катталикларни (синдириш коэффициентини ва ҳ. к.) аниқлаш мумкин. Бурчаклар тегишли лимблар бўйича катта аниқликда ҳисобланади.

Поляризация гониометр ёрдамида олинадиган ўлчашлар металллар коррозияси плёнкаларининг ўсиш процесси ёки аксинча, уларни коррозиядан муҳофаза қилиш (пассивация) ҳодисалари, шунингдек, қатор бошқа муҳим ҳодисаларни ўрганишга имкон беради.

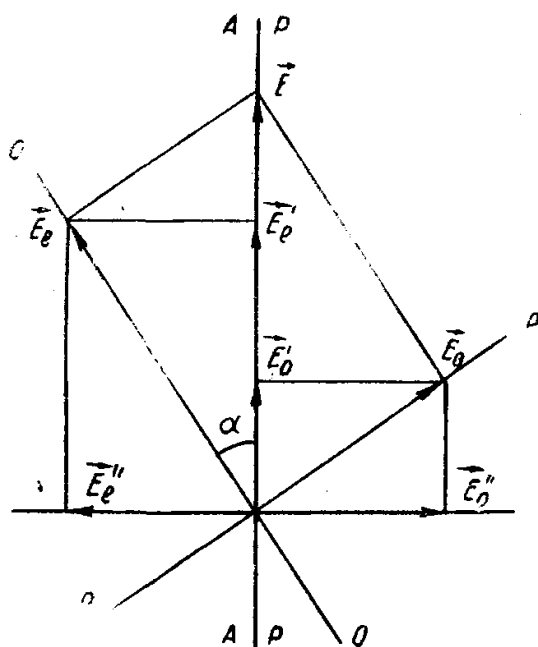
Поляризация микроскоп биологик микроскопдан унинг ёриткичида поляризатор, тубусида эса анализатор бўлиши билан фарқ қилади, шу туфайли микроскопик объектларни қутбланган ёруғлик ёрдамида ўрганиш имконияти туғилади.

Қутбланиш текислигининг айланишини ўрганишга доир асбоб билан 46- § да танишамиз. Ёруғликни қутблаш мақсадида қутблаш призмалари билан бир қаторда поляроид плёнкалардан ҳам кенг фойдаланилади. Поляроид плёнкалар дихроизм хусусиятли модда қатлами суртилган шаффоф плёнкадир. Дихроизм — ўзаро перпендикуляр йўналишларда қутбланган ёруғлик нурларининг моддада ютилиш коэффициентларининг жуда катта фарқли бўлиши ҳодисасидир. Шу фарқ туфайли чизиқли қутбланган компоненталардан бири бундай плёнкадан ўтгач, амалда тўлиқ ютилади, иккинчи компонента эса деярли тўлиқ ўтади, бунинг натижасида ўтган ёруғлик чизиқли қутбланган ёруғлик бўлиб қолади.

Поляроидлар одатда органик полимер плёнкалардан иборат бўлади, унинг молекулалари махсус ишлов билан деярли бир-бирларига параллел ориентирланган узун занжирлар шаклига келтирилади. Ҳозирги вақтда поляроид плёнкалар кенг лента кўринишида катта ўлчамларда (узунлиги бир неча ўнлаб сантиметр) ишлаб чиқарилмоқда. Шунга кўра бундай плёнкалар поляризация призмалардан устунликка эгадирлар, чунки поляризация призмаларни катта ўлчамларда тайёрлаб бўлмайди, поляризация призмалар тайёрланадиган исланд шпати кристаллари катта бўлақлар кўринишида учрамайди. Поляроидлар юпқа қалинликда бўлгани туфайли, масалан, поляризация микроскоплар учун поляризаторлар ва анализаторлар тайёрлашда самарали ҳисобланади.

#### 45-§. Хроматик қутбланиш — кристалл пластинкаларда қутбланган нурларнинг интерференцияси

**Хроматик қутбланиш.** Агар анизотропик моддани поляризатор ва анализатор ўртасига жойлаштирилса ва оқ ёруғлик манбаидан ёритилса, у ҳолда хроматик қутбланиш деб аталувчи оптикавий ҳодиса вужудга келади. Бу ҳодисани олдинги параграфда берилган поляриметрда (163- расм) кузатиш қулай. Бир ўқли кристалдан кристалнинг оптикавий ўқи пластинканинг қисқа қиррасига нормал текисликда (пластинканинг чизма текислигига перпендикуляр текислигида) ётадиган қилиб кесиб олинган  $P$  ясси-параллел пластинка  $P_1$  поляризатор ва  $A$  анализатор орасига жойлаштирилган. Ёруғликнинг асбоб орқали ўтиш хусусиятларини анализ қилиш учун 162- расмга мурожаат қиламиз. Бу ерда  $OE$  вектор тушувчи ёруғлик тўлқинининг электр майдон векторининг  $P$  кристалл пластинкада тебраниш йўналишини билдиради. Бу йўналиш  $P_1$  поляризатордаги (162- расм) электр майдон векторининг тебраниш текислиги ориентацияси билан берилади. Пластинка ичида  $P$  ёруғлик нури  $L_o$  ва  $L_e$  компоненталарга ажралади, улар электр майдонининг  $E_o$  ва  $E_e$  компоненталари орқали (44.6) тенглама билан аниқланади. Ҳар иккала  $L_o$  ва  $L_e$  компонента сўнгра  $A$  анализаторга тушади ва



165- расм.

ўз навбатида уларнинг ҳар бири иккита ўзаро перпендикуляр (анализатор тебраниш текислигига параллел ва унга перпендикуляр) йўналиш бўйича компоненталарга ажралади. Поляризатор ва анализаторнинг тебраниш текисликлари одатда бир-бирига ёки параллел, ёки перпендикуляр ориентирланади. Дастлаб биринчи ҳолни қараб чиқамиз. Унга 165- расмда тасвирланган электр майдон векторлари компоненталарининг ориентацияси схемаси мувофиқ келади. Бунда  $PP$  ва  $AA$  йўналишлар  $P_1$  поляризатор ва  $A$  анализатордаги ёруғлик тебранишлари содир бўладиган, яъни поляризатор ва анализатор

ўтказган ёруғлик тўлқинларининг тебраниш йўналишидир;  $OO'$  — кристалл пластинканинг оптикавий ўқи;  $pp$  — оптик ўққа перпендикуляр текислик йўналиши. Дастлаб поляриметрда тушадиган ёруғлик манбаи монохроматик ёруғлик тарқатади

ва бу ёруғликнинг электр майдони тебранишларини  $P$  пластинкага киришда

$$E = E^0 \sin \omega t \quad (45.1)$$

каби ёзиш мумкин деб фараз қиламиз.

$\vec{E}^0$  вектор  $PP$  га параллел деб ҳисоблаймиз. 165-расмда кристаллга кирувчи ёруғликка мос бу ёруғлик тебраниши  $\vec{E}$  билан белгиланган. Кристалл пластинкада у оптикавий ўқ бўйлаб  $\vec{E}_e$  ва унга перпендикуляр ( $PP$  бўйлаб)  $\vec{E}_o$  йўналишлардаги тебранишларга ажралади. Анализаторда бу компоненталар  $AA$  бўйлаб тегишли  $E'_e$  ва  $E'_o$  ташкил этувчиларга ва  $AA$  га перпендикуляр йўналишда тегишли  $E''_e$  ва  $E''_o$  ташкил этувчиларга ажралади. Биринчи компоненталарни анализатор ўтказади, иккинчиларини эса ўтказмайди.  $P$  пластинкадан чиққан  $E_e$  ва  $E_o$  компоненталар учун тегишли ифодаларни ёзамиз, бунда ёруғлик пластинкадан ўтишида  $\Phi_e$  ва  $\Phi_o$  қўшимча фазаларга эга бўлишини ҳисобга олиш керак:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_e &= \frac{2\pi}{\lambda} n_e d, \\ \Phi_o &= \frac{2\pi}{\lambda} n_o d, \end{aligned} \right\} \quad (45.2)$$

бу ерда  $n_e$  ва  $n_o$  — оддий бўлмаган ва оддий нурларнинг синдириш кўрсаткичлари;  $\lambda$  — ёруғликнинг вакуумдаги тўлқин узунлиги;  $d$  эса  $P$  пластинканинг қалинлиги. Бу қўшимча фазаларни назарда тутсак,  $E_e$  ва  $E_o$  учун тенгламаларни шундай ёзиш мумкин:

$$\left. \begin{aligned} E_e &= E^0 \cos \alpha \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_e d \right), \\ E_o &= E^0 \sin \alpha \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_o d \right). \end{aligned} \right\} \quad (45.3)$$

$E'_e$  ва  $E'_o$  компоненталар учун мос ҳолда ёзамиз:

$$\left. \begin{aligned} E'_e &= E_e \cos \alpha = E^0 \cos^2 \alpha \sin \Phi_e, \\ E'_o &= E_o \sin \alpha = E^0 \sin^2 \alpha \sin \Phi_o, \end{aligned} \right\} \quad (45.4)$$

бунда

$$\left. \begin{aligned} \Phi_e &= \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_e d, \\ \Phi_o &= \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_o d. \end{aligned} \right\} \quad (45.5)$$

Поляризатор ва анализатор параллел бўлганда  $E''_e$  ва  $E''_o$  компоненталарни анализатор ўтказмайди, шунинг учун бу ҳолда уларни қарашга зарурат йўқ. Натижавий ёруғлик тебраниши  $E'$

$$E' = E'_e + E'_o = E^0 \{ \cos^2 \alpha \sin \Phi_e + \sin^2 \alpha \sin \Phi_o \} \quad (45.6)$$

йиғинди кўринишида берилиши мумкин.  $\alpha = \frac{\pi}{4}$  бўлсин, у вақтда

$$\cos \alpha = \sin \alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Бундай ҳолда

$$E' = E^0 \cos \frac{\pi d}{\lambda} (n_o - n_e) \sin \left\{ \omega t - \frac{\pi d}{\lambda} (n_o + n_e) \right\} \quad (45.7)$$

Ёруғлик интенсивлиги амплитуда квадратига пропорционал эканлигидан

$$I = I^0 \cos^2 \frac{\pi d}{\lambda} (n_o - n_e), \quad (45.8)$$

бунда

$$\left. \begin{aligned} I &\sim \left\{ E^0 \cos \frac{\pi d}{\lambda} (n_o - n_e) \right\}^2, \\ I &\sim E^{02}, \end{aligned} \right\} \quad (45.9)$$

$E^0$  — тушувчи тўлқиннинг электр майдон кучланганлиги амплитудаси.

Агар  $\frac{\pi d}{\lambda} (n_o - n_e) = k\pi$  (бунда  $k$  — бутун сон) бўлса, у ҳолда  $I = I^0$ , яъни поляриметр орқали ўтувчи ёруғлик максимал интенсивликка эга бўлади. Бунда

$$d(n_o - n_e) = k\lambda, \quad (45.10)$$

яъни оддий ва оддий бўлмаган нурнинг йўл фарқи бутун тўлқин сонига тенг.

Агар (45.10) шарт бажарилмаса, у ҳолда ўтувчи ёруғлик ёки қисман, ёки тўлиқ сўнади. Қуйидаги

$$d(n_o - n_e) = \left( k + \frac{1}{2} \right) \lambda \quad (45.11)$$

шарт бажарилган тўлқинлар тўлиқ сўнади.

Агар пластинкага энди монохроматик эмас, балки оқ ёруғлик йўналтирилса, у ҳолда спектр айрим қисмларининг ютилиши (сўниши) туфайли ўтган ёруғлик энди оқ эмас, рангли бўлади.

Энди поляризатор ва анализаторни бир-бирига перпендикуляр қилиб жойлаштирамиз. Бундай ҳолда  $E'_o$  ва  $E'_e$  компоненталар ютилиб,  $E_o$  " ва  $E_e$  " компоненталар эса ўтади. Уларнинг қийматлари мос ҳолда:

$$\left. \begin{aligned} E''_e &= E_e \sin \alpha = E^0 \sin \alpha \cos \alpha \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_e d \right), \\ E''_o &= E_o \cos \alpha = E^0 \sin \alpha \cos \alpha \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_o d \right). \end{aligned} \right\} \quad (45.12)$$

Ҳар икки ифодани қўшамиз:

$$E'' = \frac{E^0}{2} \sin 2\alpha \left\{ \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_o d \right) - \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_e d \right) \right\} \quad (45.13)$$

(45.13) ни ўзгартирсак, шундай ифода келиб чиқади:

$$E'' = E^0 \sin 2\alpha \sin \frac{\pi d}{\lambda} (n_e - n_o) \cos \left[ \omega t - \frac{\pi d}{\lambda} (n_e + n_o) \right]. \quad (45.14)$$

Интенсивлик (45.8) сингари

$$I = I^0 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\pi d}{\lambda} (n_e - n_o) \quad (45.15)$$

кўринишда берилиши мумкин. Агар  $\alpha = \frac{\pi}{4}$  бўлса, у ҳолда

$$I = I^0 \sin^2 \frac{\pi d}{\lambda} (n_e - n_o). \quad (45.16)$$

Интенсивлик максимумлари учун

$$\frac{\pi d}{\lambda} (n_e - n_o) = \left( k + \frac{1}{2} \right) \pi \quad (45.17)$$

шарт бажарилиши керак. Бундан

$$d (n_e - n_o) = \left( k + \frac{1}{2} \right) \lambda \quad (45.18)$$

келиб чиқади.

Интенсивлик минимумлари (45.10) муносабатга мувофиқ келади. Шундай қилиб, бу ҳолда интерференция манзараси поляризатор ва анализатор параллел бўлгандаги манзарага қўшимча тарзда қаралиши мумкин. Демак, агар оқ ёруғлик билан ёритилса, поляризатор ва анализаторнинг ҳар икки ориентацияси учун интерференция полосаларининг ранги ҳам қўшимча бўлади.

Агар  $d$  пластинка қалинлиги доимий бўлмаса, у ҳолда (45.11) ва (45.18) шартлардан ўтувчи ёруғликнинг максимуми бутун пластинка бўйлаб бир вақтда бўлмаслиги келиб чиқади. Сирт бир текис ёритилмай, интерференцион полосалар системаси ҳосил бўлади. Понасимон пластинка бўлган ҳолида, интерференция полосалари, понадаги оддий интерференция сингари, пона қиррасига параллел тўғри чизиқли полоса кўринишида бўлади. Интерференция полосаларининг қалинлиги бошқа қонунга мувофиқ ўзгарганида  $d = \text{const}$  шартни қаноатлантирувчи фигуралар, яъни барабар қалинликдаги эгри чизиқ мос келади. Оқ ёруғлик билан ёритилганда полосалар  $k$  интерференция тартиби ортиши билан ўзгарадиган бирор ранга эга бўлади.

Юқорида таҳлил қилинганга ўхшаш ҳодисалар фақатгина ёруғлик кристалл пластинка орқали ўтгандагина эмас, балки поляризатор ва анализатор ўртасига нурнинг иккиланиб синишини юзага келтирувчи анизотроп моддалар жойлаштирилган барча ҳолларда юз беради. Бундай жисмларга, хусусан, тарангликка эга бўлган шиша буюмлар, механикавий кучланиш таъсирида бўлган турли шаффоф аморф моддалар ва бошқалар кириши мумкин. Бундай объектларни поляриметрда қараб ва қутбланган нурларнинг интерференцион манзарасини ўрганиб, шаффоф муҳитларда ҳосил бўлаётган

кичкинагина тарангликларни ҳам қайд қилиш мумкин. Бундай тарангликлар шишадан ишланган буюм ва бошқа шаффоф моддалар сифатини пасайтиргани туфайли бундай тарангликларни поляризация метод билан қайд қилиш ва уларни бартараф қилиш мумкин.

Қутбланган нурлар интерференцияси иншоотлар, машина деталлари конструкциялари моделларида эластик кучланишларнинг тақсимланишини ўрганишда ҳам муваффақиятли қўлланилади.

Биз кўрган ҳодисалар параллел нурларда содир бўлади. Йиғилувчи нурларда бу ҳодисалар мураккаблашади. Оптикавий ўққа параллел эмас, перпендикуляр қирқиб олинган бир ўқли кристалл пластинка йиғилувчи нурлар билан ёритилганда (II-а расм) интерференцион полосаларнинг қизиқ манзараси ҳосил бўлади. Интерференцион манзаранинг маркази тушувчи нурларнинг кристалл оптикавий ўқига параллел бўлган жойига мос келади. Интерференцион манзаранинг ўзи қора крест билан қирқилган концентрик ҳалқалар кўринишига эга. Крест шохларида ёруғлик ютилишининг сабаби шундаки, ёруғлик тарқалишининг бу йўналишларида кристаллдаги тебранишлар. поляризатор ёки анализатордаги параллел ёки перпендикуляр тебранишларнинг йўналишлари билан мос келади.

Поляризатор ва анализатор айқаштириб қўйилганда ясси-параллел пластинкада бўлгандаги сингари оддий ва оддий бўлмаган нурлар учун йўл фарқи бутун сонли тўлқинга тенг бўлганда қора ҳалқалар ҳосил бўлади. II-б расмда икки ўқли кристаллнинг оптикавий ўқлари орасидаги ўткир бурчак биссектрисасига перпендикуляр ҳолда қирқиб олинган кристалл пластинкани йиғилувчи нурлар билан ёритилганда ҳосил бўладиган интерференция манзараси келтирилган. Қора гиперболалар учи ёруғлик нури кристаллларнинг оптикавий ўқига параллел бўлган жойларга мувофиқ келади.

#### 46- §. Қутбланиш текислигининг айланиши

Кристалл жисмларда, шунингдек, баъзи изотроп суюқликларда нурнинг иккиланиб санишидан ташқари, *қутбланиш текислигининг айланиши* деб ном олган яна бир ҳодиса кузатилади. Бу ҳодиса биринчи бўлиб (1816 й.) француз физиклари Араго ва Френеллар томонидан кашф қилинди ва ўрганилди.

Қутбланиш текислигининг айланиш ҳодисаси шундай. Агар 163- расмда тасвирланган қурилмада поляризатор ва анализаторлар шундай ўрнатилсаки, уларнинг тебраниш текисликлари айқаштириб (айқаш николлар) қўйилса, у ҳолда  $P$  пластинка бўлмаганда  $I$  манбадан чиққан ёруғлик анализатор орқали ўтмайди. Агар  $P$  пластинка ўрнига кристалл кварцдан унинг оптикавий ўқига перпендикуляр қилиб қирқиб олинган худди шундай ясси-параллел пластинка қўйилса, анализаторнинг кўриш майдони ёришади. Сўнгра анализатор бирор бурчакка бурилса, у ҳолда анализаторнинг кўриш майдони яна қоронғи бўлиб қолади. Бундан поляризатор орқали



ўтган ёруғликнинг қутбланиш текислиги кварц пластинкада бирор бурчакка бурилади, деган хулоса чиқариш мумкин. Бу бурилиш катталиги анализатор орқали ўтган нурни сўниши учун анализатор бурилган қўшимча бурчак билан аниқланади. Кварцда икки хил структуравий модификация мавжуд бўлиб, улардан бири ёруғликнинг қутбланиш текислигини (нур бўйлаб тушувчи ёруғликка қарши қаралганда) ўнгга (соат стрелкаси бўйлаб) айлантиради, иккинчиси эса чапга айлантиради (соат стрелкасига қарши).

Қутбланиш текислигининг айланиши бурувчи қатлам қалинлигига тўғри пропорционал эканлигини тажриба кўрсатади:

$$\varphi = \alpha d, \quad (46.1)$$

бунда  $\varphi$  — қутбланиш текислигининг бурилиш бурчаги;  $d$  — ёруғлик нури ўтган модда қатламининг қалинлиги (пластинка қалинлиги);  $\alpha$  — бурилиш бурчаги, бу қаттиқ жисмлар учун қалинлиги 1 мм бўлган пластинканинг бурилиш бурчагига тенг. Кварц учун бу катталик:  $\lambda = 5890 \text{ \AA}$  (натрийнинг сариқ чизиғи) учун  $21,7^\circ$ ;  $\lambda = 4047 \text{ \AA}$  учун  $48,9^\circ$ ,  $\lambda = 2147 \text{ \AA}$  учун эса  $236^\circ$  ва ҳ. к. Бу катталиклар айлантериш қобилиятига эга бўлган дисперсия ўринли эканлигини кўрсатади.

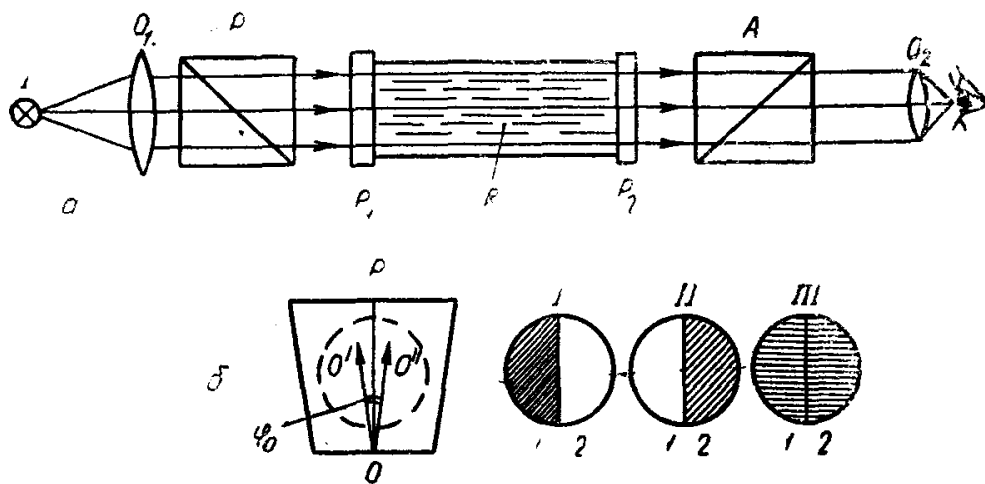
Қаттиқ моддалар билан бирга бир қатор тоза суюқликлар ва кўпгина моддаларнинг эритмалари ҳам ёруғликнинг қутбланиш текислигини айлантериш қобилиятига эга бўлади. Ўзига тушаётган ёруғликнинг қутбланиш текислигини айлантериш қобилиятига эга бўлган моддалар оптикавий жиҳатдан актив моддалар, қутбланиш текислигини айлантериш қобилияти эса оптикавий активлик деб аталади.

Эритмаларнинг айлантериш қобилияти эритма қатлами қалинлигига ва унинг концентрациясига тўғри пропорционал (Био қонуни)

$$\varphi = [\alpha] dc, \quad (46.2)$$

бунда  $[\alpha]$  — айлантериш доимийси;  $d$  — қатлам қалинлиги;  $c$  — эритма концентрацияси.

(46.2) формуладан агар  $[\alpha]$  қиймати маълум бўлса, у ҳолда берилган  $d$  қатлам қалинлигида қутбланиш текислигининг  $\varphi$  бурилиш бурчагини ўлчаб, эритмадаги модда концентрацияси аниқлаш мумкин. Қанд эритмасининг айлантериш қобилияти жуда катта, шунинг учун бу ҳодисадан эритмаларда қанднинг концентрациясини аниқлашда фойдаланиш мумкин. Бу мақсадда *сахариметр* деб ном олган махсус поляризация қурилмаларидан фойдаланилади. Уларнинг тузилиши 163- расмда тасвирланган асбобга ўхшаш. Фақат пластинка ўрнига ўз ўқига перпендикуляр тешиклари бўлган шиша трубка ўрнатилади. 166- а расмда сахариметр сифатида қўлланиладиган ярим сояли поляриметр схемаси тасвирланган. Ёруғлик  $I$  манбадан  $O$  линза орқали  $P$  поляризаторга йўналади. Поляризаторнинг тузилиши 166- б расмда кўрсатилган. Поляриза-



166-расм.

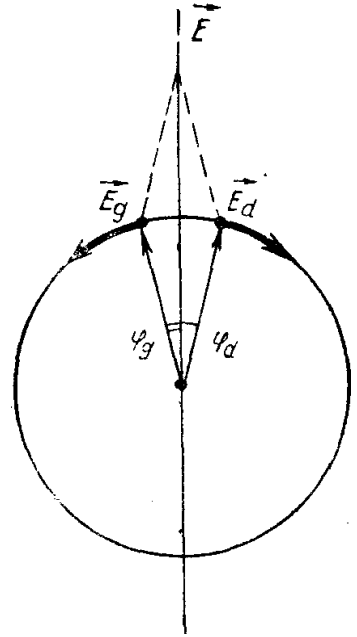
тор маълум бурчак остида ёпиштирилган икки қутбланувчи призмадан ташкил топган бўлиб, бундай ёпиштириш натижасида уларнинг бош текисликлари кичкина  $\varphi_0$  бурчак ҳосил қилиб  $OO'$  ва  $OO''$  бўйлаб йўналади. Шунга кўра поляриметрнинг кўриш майдони иккита (1 ва 2) ярим бўлакка ажралади (166-б расмнинг ўнгдагиси). Ҳар икки ярим бўлакда электр тебранишлар йўналиши жиҳатидан  $\varphi_0$  бурчакка фарқ қилгани ҳолда бир-бирига деярли параллел содир бўлади. Агар анализаторнинг тебранишлар текислиги  $OO'$  йўналишига перпендикуляр қўйилган бўлса, у ҳолда кўриш майдонининг чап томони (166-б расм — I) сўнади. Аксинча, агар анализаторнинг тебранишлар текислиги  $OO''$  га перпендикуляр ориентирланган бўлса, у ҳолда кўриш майдонининг ўнг томони сўнади (166-б расм — II). Агар анализаторнинг тебранишлар текислиги поляризатор ярим призмаларининг ажралиш чегарасига перпендикуляр бўлса, у ҳолда кўриш майдонининг ҳар иккала ярим бўлаги ярим соялар кўринишида бир текис ёритилади (166-б расм — III). Асбобнинг ярим сояли поляриметр деб аталишининг сабаби ҳам шу. Қурилма ярим сояга жуда сезгир бўлганидан, ўлчов ишлари жуда аниқ бажарилади.

Қўшалоқ поляризатордан чиқувчи ёруғлик ўрганилаётган эритма солинган  $R$  найча, сўнгра  $A$  анализатор орқали ўтади ва  $O_2$  лупа томонидан кузатувчининг кўзига йўналади. Эритмали  $R$  найча  $P_1$  ва  $P_2$  ясси-параллел шишалар билан махсус винт (расмда кўрсатилмаган) ёрдамида бураб бекитилади.

Қанд концентрацияси ўлчанганда найчага қанд эритмаси қуйилади ва уни анализатор ҳамда поляризатор орасига жойлаштирилади. Найчада эритма бўлмаганда анализаторнинг кўриш майдони ярим сояга қўйилган ҳолати қайд қилинади, сўнгра найчага қанд эритмаси тўлдирилганда ҳам шундай ҳолат аниқланиб, шундан сўнг қутбланиш текислигининг бурилиш бурчаги топилади. Сўнгра

(46.2) формула ёки олдиндан чизилган графикдан қанд концентрацияси аниқланади.

Моддада қутбланиш текислигининг айланиш назариясини Френель ривожлантирди. Бу назария оптикавий жиҳатдан актив (текислик айлантириладиган) моддаларда тарқалаётган ёруғлик тўлқинлари оптикавий актив бўлмаган моддалардаги сингари чизиқли эмас, балки доира бўйлаб қутбланади деб тасдиқлайди. Бу демак, оптикавий жиҳатдан актив моддага тушаётган нжтиёрий тўлқин бу моддада доира бўйлаб қутбланган икки тўлқинга ажралади, уларнинг амплитудаси тушувчи тўлқин амплитудасининг ярмига тенг, тарқалиш тезликлари турличадир:  $v_d$  — ўнгга айланувчи тўлқин учун,  $v_g$  — чапга айланувчи тўлқин учун. Тезликларига мос равишда бу тўлқинларнинг  $n_d$  ва  $n_g$  синдириш кўрсаткичлари ҳам турлича бўлади.



167- расм.

Чизиқли қутбланган тебранишнинг иккита доиравий тебранишларга ажралиши схематик ҳолда 167- расмда кўрсатилган. Бу ерда  $\vec{E}$  — моддага тушувчи тўлқиннинг электр майдон кучланганлиги;  $\vec{E}_g$  ва  $\vec{E}_d$  — тушувчи чизиқли-қутбланган тўлқиндан ҳосил бўлган иккита тўлқин электр майдонининг кучланганликлари. Ҳосил бўлган тўлқинлар доира бўйлаб:  $\vec{E}_g$  — чапга,  $\vec{E}_d$  — ўнгга қутбланган (расмда ҳар иккала тўлқин оптикавий жиҳатдан актив моддага киргандан маълум вақт ўтгандан кейинги ҳоли тасвирланган). Агар ёруғлик ўтган модда қатламининг қалинлиги  $d$  га тенг бўлса, у ҳолда ўнгга қутбланган тўлқин бу қатламда  $N_d$  марта жойлашади, бунда

$$N_d = \frac{n_d \cdot d}{\lambda}, \quad (46.3)$$

$\lambda$  — вакуумдаги тўлқин узунлик. Худди шунингдек, чапга қутбланган тўлқин учун

$$N_g = \frac{n_g d}{\lambda}. \quad (46.4)$$

Доиравий қутбланган ҳар бир тўлқинда электр кучланганлик вектори шундай сон (яъни  $N_d$  ва  $N_g$ ) марта айланади. Бу векторларнинг ҳосил қилган бурчақларини мос равишда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_d &= 2\pi N_d = \frac{2\pi}{\lambda} n_d d, \\ \varphi_g &= 2\pi N_g = \frac{2\pi}{\lambda} n_g d, \end{aligned} \right\} \quad (46.5)$$

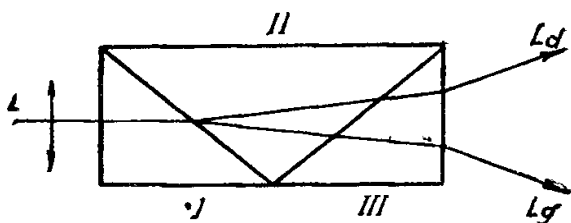
бундан бурчаклар фарқи:

$$\Delta\varphi = \varphi_d - \varphi_g = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_d - n_g). \quad (46.6)$$

Модда қатламидан чиққандан сўнг натижавий электр вектор кучланганлиги доиравий қутбланган тўлқинларнинг векторлари йиғиндисидан иборат бўлгани туфайли, натижавий вектор улар орасидаги  $\Delta\varphi$  бурчак биссектрисаси бўйлаб кетади. Демак, моддага кирган  $\vec{E}$  вектор йўналиши билан ундан чиқувчи вектор йўналиши орасидаги бурчак  $\frac{\Delta\varphi}{2}$  га тенг бўлади, яъни қутбланиш текислигининг  $\varphi$  айланиш бурчаги қуйидагига тенг бўлади:

$$\varphi = \frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{\pi d}{\lambda} (n_d - n_g). \quad (46.7)$$

Френель ўз назариясини тасдиқлаш учун актив моддага тушувчи ёруғлик нурини ўзаро перпендикуляр йўналишларда доиравий қутбланган икки нурга амалда ажратиш мумкинлигини кўрсатувчи тажриба ўтказди. Бу мақсад учун учта — I, II, III призмалардан ташкил топган мураккаб призма тайёрлади. I ва III призмалар ўнгга айлантирувчи кварцдан, II призма эса чапга айлантирувчи кварцдан тайёрланган. Чизиқли-қутбланган ёруғлик нури I призма сиртига нормал кирганлиги сабабли ўнг ва чап доира бўйлаб қутбланган нурларнинг синдириш кўрсаткичларида фарқ бўлишига қарамай, нурлар иккига ажралмайди. Ўнгга айлантирувчи кварцда  $n_d < n_g$ , чапга айлантирувчи кварцда эса  $n_d > n_g$ . Натижада ёруғлик нури I, II ва III призмаларнинг ажралиш чегарасига туши-



168- расм.

шида, шунингдек, призмадан ҳавога чиқишида иккиланиб (қўшалок) синади, шу туфайли  $L_d$  ва  $L_g$ , яъни ўнгга ва чапга айланувчи нурлар 168- расмда кўрсатилгани сингари тарқалади. Тажриба бу мулоҳазаларни тўлиқ тасдиқлайди; призмадан ҳавога чиқаётган  $L_d$  ва  $L_g$  нурлар доира бўйлаб:  $L_d$  — ўнг доира бўйлаб,  $L_g$  — чап доира бўйлаб қутбланган бўлиб қолади.

Қутбланиш текислигининг айланиши оптикавий жиҳатдан актив бўлмаган оддий моддаларни ташқи магнит майдонга жойлаштирганда ҳам содир бўлади. Бундай ҳолда оптикавий жиҳатдан сунъий активлик содир бўлади. Бу ҳол 66- § да бирмунча батафсилроқ ўрганилади.

## ҲАРАКАТЛАНУВЧИ ЖИСМЛАР ОПТИКАСИ

## 47-§. Ёруғлик тезлиги. Фазавий ва группавий тезликлар

Ёруғликнинг электромагнит тўлқин назариясидан, ёруғликнинг муҳитдаги  $c'$  тезлиги

$$c' = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (47.1)$$

формула билан аниқланиши келиб чиқади, бунда  $\epsilon$  ва  $\mu$  — муҳитнинг диэлектрик ва магнит синдирувчанлигидир;  $c$  — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги.

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} = \frac{c}{c'} \quad (47.2)$$

катталиқ муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичини билдиради.  $n$  нинг қиймати ёруғлик тебранишларининг частотаси (тўлқин узунлиги)га боғлиқ ва берилган муҳит учун идеал монохроматик ёруғлик тебранишларининг берилган частотасида ўзгармас деб ҳисобланиши мумкин. Бундай тўлқин

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \omega \left\{ t - \frac{(\vec{n} \vec{r})}{c'} \right\} \quad (47.3)$$

тарзида ифодаланиши мумкин, бунда  $\vec{E}$  ва  $\vec{E}_0$  — ёруғлик тўлқини майдон кучланганлигининг оний ва амплитуда қийматлари;  $\vec{n}$  — тўлқин сиртига ўтказилган нормалнинг бирлик вектори;  $\omega$  — ёруғлик тебранишларининг циклик частотаси;  $\vec{r}$  — координаталар бошидан тўлқиннинг текшириляётган нуқтасига ўтказилган радиус-вектор;  $c'$  — фазавий тезлик. Фазавий тезлик деганда идеал монохроматик тўлқиннинг, яъни вақт ва фазода  $-\infty$  дан  $+\infty$  гача чўзилдиган (давом этувчи) ўзгармас амплитуда, частота ва бошланғич фазали синусоидал тўлқин фазасининг тарқалиш тезлигини тушунамиз.

(47.3) ифодани

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \{ \omega t - (\vec{k} \vec{r}) \} \quad (47.4)$$

кўринишда ёзиш мумкин, бунда

$$\vec{k} = \frac{\omega}{c'} \vec{n} \quad (47.5)$$

тўлқин векторини ифодалайди ва

$$k = \frac{\omega}{c'} \quad (47.6)$$

катталиқ эса циклик тўлқин сони деб аталиб, муҳитдаги  $\lambda$  тўлқин узунлиги ва  $\nu$  частота орқали қуйидагича ифодаланади:

$$k = \frac{2\pi\nu}{c'} = \frac{2\pi}{Tc'} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (47.7)$$

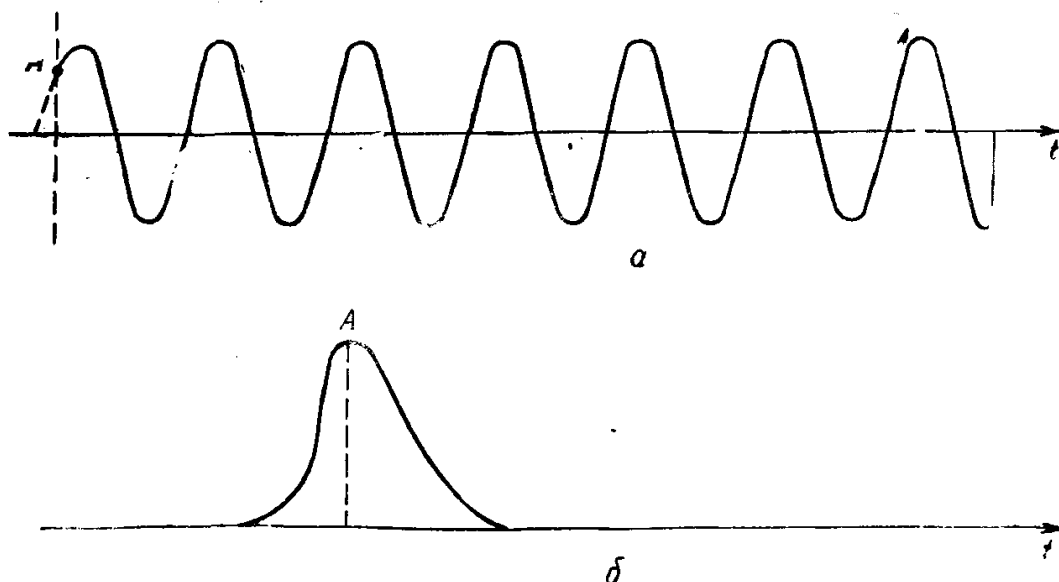
Амалда кузатиладиган ёруғлик тўлқинлари ҳеч вақт идеал монохроматик бўлмайди, чунки улар ҳамма вақт чекли вақт мобайнида давом этади. Бироқ Фурье теоремасига мувофиқ, бу тўлқинлар

$$\vec{E} = \sum_m \vec{E}_{0m} \cos \{ \omega_m t - (\vec{k}_m \vec{r}) \} \quad (47.8)$$

кўринишдаги идеал монохроматик тўлқинлар йиғиндиси (ёки лимитда интегралли) сифатида берилиши мумкин, бунда  $m$  индекс монохроматик тўлқинлар йиғиндисининг  $m$ -спектрал компоненти билдиради. (47.8) ифода монохроматик тўлқинларнинг дискрет йиғиндиси, яъни узлукли, чизиқли спектрдир. Реал нурланишлар фақат тахминий равишда (47.8) кўринишдаги йиғинди билан ифодаланиши мумкин, чунки  $E_{0m}$  амплитудалар вақт ўтиши билан ўзгариб туради. Шунга кўра, реал нурланишлар (бир ўлчамли ҳол учун) бирмунча изчилроқ шундай кўринишда ёзилиши мумкин:

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\omega) \cos \{ \omega t - kr \} d\omega, \quad (47.9)$$

бунда  $B(\omega) d\omega$  квазимонохроматик нурланиш «амплитудаси» бўлиб,  $\omega$  ва  $\omega + d\omega$  спектр интервалида ётади. Агар шундай мураккаб, монохроматик бўлмаган тўлқин тарқалаётган муҳит дисперсияга эга бўлса, унинг тарқалиш тезлиги (47.1) формуладаги  $c'$  катталиқ билан характерланиши мумкин бўлмай қолади, чунки (47.9) мураккаб тўлқиннинг турли синусоидал компонентлари турлича тезлик билан тарқалади ва мураккаб тўлқин шакли доимо ўзгариб



169- расм.

туради. Шунга қарамасдан синусоидал бўлмаган мураккаб тўлқинда ҳам шундай нуқталар (соҳалар)ни топиш мумкинки, уларнинг силжиши тўлқиннинг тарқалиш тезлигини характерлайди. Бу тезлик группавий тезлик деб аталади.

Агар гап узилган синусоидал тўлқин тизмасининг тарқалиши ҳақида борса (169-а расм), у ҳолда тизма олди фронтининг  $A$  нуқтаси шундай характерли нуқталар бўлиши мумкин. Агар тўлқин якка «чўққи» кўринишидаги алоҳида импульс тарзида бўлса (169-б расм), у ҳолда «чўққи» нинг максимум нуқтасини бундай нуқта сифатида олиш мумкин.

Группавий тезликни аниқлаш учун частоталарининг фарқи жуда ҳам кичик (ва демак, тўлқин узунликлари фарқи кичик) бўлган икки синусоидал тўлқиндан иборат энг оддий тўлқинлар группасини қараб чиқайлик:

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= E_0 \cos \omega_1 \left( t - \frac{r}{c_1} \right), \\ E_2 &= E_0 \cos \omega_2 \left( t - \frac{r}{c_2} \right), \end{aligned} \right\} \quad (47.10)$$

бунда

$$\omega_2 = \omega_1 + \Delta\omega, \quad c_2 = c_1 + \Delta c, \quad \lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda.$$

Бунда

$$\begin{aligned} \Delta\omega &\ll \omega_1, \quad \Delta c \ll c_1, \quad \Delta\lambda \ll \lambda_1; \\ \lambda_1 &= \frac{2\pi c_1}{\omega_1}, \quad \lambda_2 = \frac{2\pi c_2}{\omega_2}. \end{aligned}$$

Тўлқинлар чизикли муҳитда тарқалаётган бўлгани учун суперпозиция принципи ўринли бўлади ва натижавий тўлқин-группа  $E_1$  ва  $E_2$  тўлқинларнинг оддий алгебраик йиғиндисидан иборат, яъни  $E = E_1 + E_2$ . Агар  $\frac{\omega_1}{c_1} = k_1$ ,  $\frac{\omega_2}{c_2} = k_2$  алмаштириш қилсак (бунда  $k_1$  ва  $k_2$  циклик тўлқин сонлари) тўлқинлар группаси учун шундай ифодани ёзиш мумкин:

$$E = E_1 + E_2 = E_0 [\cos(\omega t - k_1 r) + \cos(\omega_2 t - k_2 r)] \quad (47.11)$$

Ушбу ифодани тригонометриянинг оддий қоидаларига мос равишда ўзгартирамиз:

$$E = 2E_0 \cos \left\{ \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t - \frac{k_1 + k_2}{2} r \right\} \cos \left\{ \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t - \frac{k_1 - k_2}{2} r \right\}. \quad (47.12)$$

Биринчи кўпайтувчи қўшилувчи тўлқинлар оралиғидаги частотаси, тўлқин сони ва тезлиги:

$$\begin{aligned} \bar{\omega} &= \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}, \\ \bar{k} &= \frac{k_1 + k_2}{2}, \\ \bar{c} &= \frac{\omega_1 + \omega_2}{k_1 + k_2} \end{aligned} \quad (47.13)$$

бўлган тўлқиннинг ҳаракатини билдиради.

Демак,  $\overline{c'}$  йиғинди тўлқиннинг фазавий тезлигини ифодалайди. Иккинчи кўпайтувчи тўлқин амплитудасининг ўзгаришини билдиради. Энди

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t - \frac{k_1 - k_2}{2} r = \text{const} \quad (47.14)$$

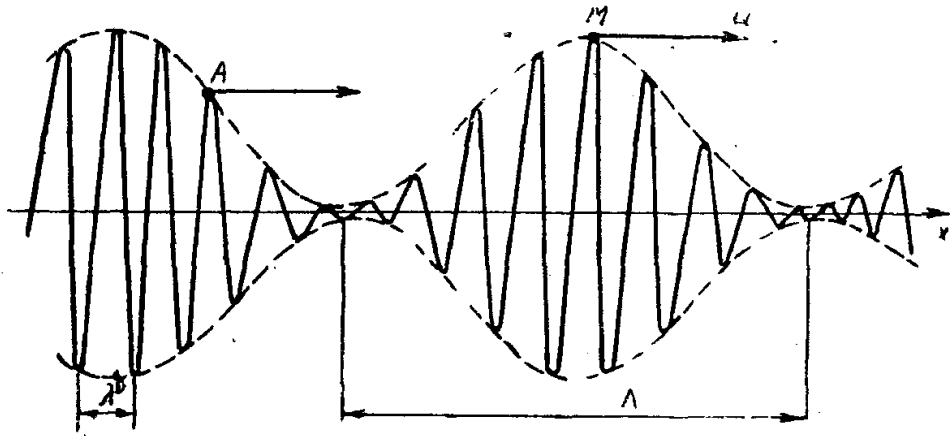
муносабатдан тўлқин амплитудаси тарқалиш тезлигини топамиз:

$$u = \frac{dr}{dt} = \frac{\omega_1 - \omega_2}{k_1 - k_2}. \quad (47.15)$$

Бунда  $\omega_2 \rightarrow \omega_1$  ва  $k_2 \rightarrow k_1$  интилган лимитларда

$$u = \frac{d\omega}{dk}. \quad (47.16)$$

Шундай қилиб, тўлқин амплитудасининг группавий тезликни ифодаловчи тарқалиш тезлиги (47.16) ифода билан аниқланади. 170-расмда  $x$  йўналиш ( $r$  ўрнида) бўйлаб тарқалувчи тўлқинлар группасининг кўриниши тасвирланган.



170- расм.

(47.16) формула  $u$  нинг  $c'$  ва  $\lambda$  лар билан боғланишини топишга имкон беради, бунда биз  $\omega$  ва  $k$  учун

$$\left. \begin{aligned} \omega &= \frac{2\pi c'}{\lambda}, \\ k &= \frac{2\pi}{\lambda} \end{aligned} \right\} \quad (47.17)$$

муносабатлардан фойдаланишимиз керак. Бунда даставвал  $d\omega$  ва  $dk$  ларнинг (47.17) даги ифодаларидан фойдаланиб,  $u$  учун шундай муносабатни ёзамиз:

$$u = c' - \lambda \frac{dc'}{d\lambda}. \quad (47.18)$$

Агар  $\frac{dc'}{d\lambda} > 0$  бўлса, у ҳолда нормал дисперсия бўлади. Бунда группавий тезлик фазавий тезликдан кичик ( $u < c'$ ). Агар  $\frac{dc'}{d\lambda} < 0$  бўл-



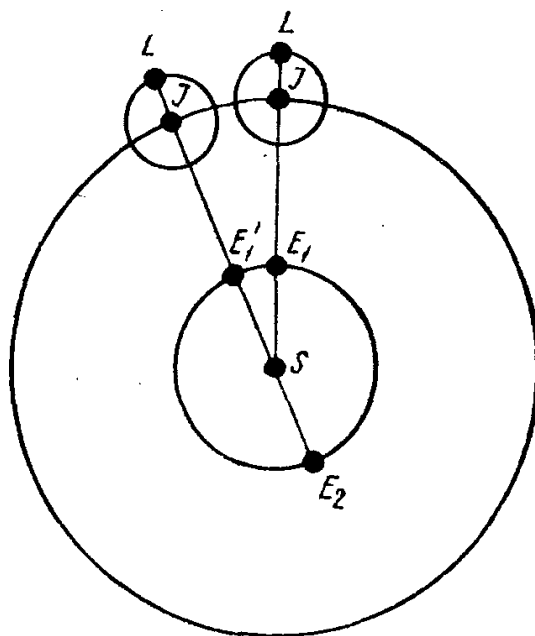
са, яъни муҳит аномал дисперсияга эга бўлса, у ҳолда группавий тезлик фазавий тезликдан катта бўлади ( $u > c'$ ). Бундай муҳит ўта-дисперсион муҳит дейилади.

Тажрибанинг кўрсатишича, вакуум учун  $\frac{dc'}{d\lambda} = 0$ , яъни вакуумда дисперсия бўлмайди: вакуумда группавий ва фазавий тезликлар бирдай бўлади. Бошқа муҳитларда группавий ва фазавий тезликлар бирдай бўлмайди. Биз бу ерда кўрган икки синусоидадан иборат тўлқин группасидан мураккаброқ тўлқинларни кўришда спектрнинг шундай қисмини танлаш керакки, унга тўлқин олиб ўтаётган барча энергиянинг максимуми мос келсин. У ҳолда спектрнинг ушбу қисми учун  $u$  ни (47.16) формулага мувофиқ ҳисоблаб, изланаётган группавий тезликни етарлича аниқликда топиш мумкин.

#### 48-§. Ёруғлик тезлигини ўлчаш методлари

1. **Рёмер методи.** Бу метод астрономик методлар қаторига киради. Дания астрономи Олаф Рёмер Юпитер планетаси йўлдошларининг тутилишини кузатиб (1675 й.), бу тутилишлар ёруғлик тезлигини гўё чексиз катта деб ҳисоблашда кутилганидек мунтазам даврий бўлмаслигини қайд қилди. Бундай даврий бўлмаслик ҳодисасининг сабабини Рёмер ёруғлик тезлигининг чекли қийматга эга эканлигида деб тўғри талқин қилди.

Ёруғлик тезлигини Рёмер методи билан ўлчашни тушунтириш учун 171-расмга мурожаат қиламиз.  $E_1$  — Ер ва  $J$  Юпитер энг яқин масофада бўлган (бирлашиш) вақтида Юпитер  $L$  йўлдошининг биринчи тутилиши кузатилади. Ер  $E_2$  вазиятга ўтиб  $J$  Юпитерга нисбатан энг узоқ масофада бўлганда (бу вазият қарши туриш деб аталиб, бирлашишдан 0,545 йилдан кейин юз беради) йўлдошнинг иккинчи тутилиши содир бўлади. Бу тутилишлар ўртасидаги вақт оралиғи ҳисоблашлар берган маълумотга қараганда  $1001,6 \pm 2,4$  сек ортиқ экан. Бундай кечикишнинг сабаби ёруғликнинг  $E_1'E_2$  Ер орбитаси диаметрини босиб ўтиши кераклиги билан тушунтирилади. Ердан Қуёшгача бўлган ўртача масофа 149 450 000 км га тенг.  $E_1'E_2$  Ердан Қуёшгача бўлган масофанинг иккиланганига тенг. Бинобарин, ёруғлик тезлиги  $c = 298\,000$  км/сек қийматга тенг бўлиши келиб



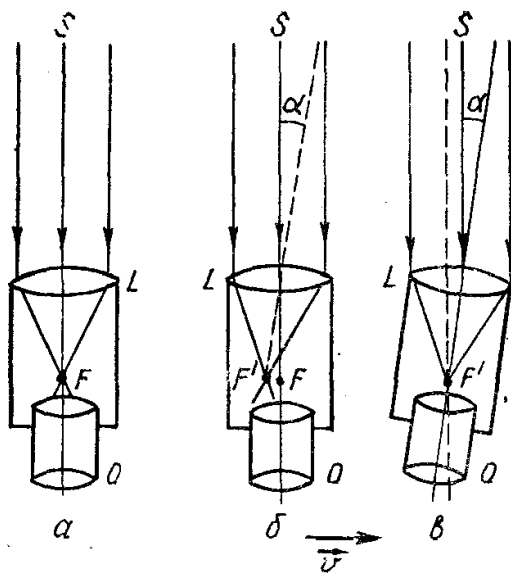
171- расм.

диаметрини босиб ўтиши кераклиги билан тушунтирилади. Ердан Қуёшгача бўлган ўртача масофа 149 450 000 км га тенг.  $E_1'E_2$  Ердан Қуёшгача бўлган масофанинг иккиланганига тенг. Бинобарин, ёруғлик тезлиги  $c = 298\,000$  км/сек қийматга тенг бўлиши келиб

чиқади. Рёмернинг ўзи унчалик аниқ натижа ололмади, унинг ҳисобига кўра ёруғлик тезлиги 215 000 км/сек.

2. Ёруғлик аберрацияси. Брайлей методи. Инглиз астрономи Жемс Брайлей (1718 й.) юлдузларни кузатиб, юлдузларнинг ўрни йил давомида 1 йил давр билан даврий равишда ўзгариб туришини қайд қилди. Юлдузларнинг ҳар бири эллиптик ҳаракат қилади. Бунда барча юлдузлар учун эллипс катта ярим ўқи 40,9" га тенг бурчак катталиқка эга. Эллипс шакли юлдузларнинг Ер орбитаси текислиги (эклиптика текислиги) га нисбатан вазиятига боғлиқ бўлади. Эклиптика текислигида жойлашган юлдузлар эклиптика текислигига параллел тўғри чизиқ бўйлаб 40,9" амплитуда билан даврий тебранма ҳаракат қилади. Эклиптика текислигига 90° бурчак остида жойлашган юлдузлар диаметри 40,9" бўлган айланалар чизади. Бу чегаравий вазиятлар ораллиғидаги юлдузлар улар эклиптика текислигига қанчалик яқин жойлашган бўлса, шунчалик чўзиқ эллипслар ҳосил қилади.

Бу ҳодисани Брайлей Ернинг Қуёш атрофида орбитал ҳаракати туфайли (Ер билан орбита бўйлаб ҳаракатланувчи координаталар системасида) ердаги буюмларга нисбатан ёруғлик тарқалиш йўналишининг оғиши билан тушунтирди. Ҳодиса ёруғлик аберрацияси деб аталди.



172- расм.

телескопнинг ўзи  $v$  ҳаракат йўналишида силжиб қолади ва юлдузнинг тасвири  $F'$  нуқтада бўлиб қолади (172- б расм).

Юлдузнинг тасвири ўқда бўлсин учун телескоп ўқини ҳаракат йўналишида  $\frac{FF'}{f}$  га тенг  $\alpha$  бурчакка энкайтириш керак, бунда  $f$  — телескоп объективининг фокус масофаси. Ер ўз орбитасининг қарама-қарши томонига ўтганида  $v$  тезлик —  $v$  га,  $\alpha$  бурчак —  $\alpha$  га ўзгаради. Демак, юлдуз тасвирининг тебраниши 40,9" га тенг  $2\alpha$

172- расм ушбу ҳодисанинг моҳиятини тушунтиради. Ёруғлик узоқдаги «қўзғалмас»  $S$  юлдуздан параллел даста кўринишида  $L$  телескоп объективига тушади ва ўқдаги  $F$  фокусда юлдузнинг тасвирини ҳосил қилади, бу тасвир  $O$  окуляр орқали кўрилади. Агар Ер қўзғалмас бўлганида эди, у ҳолда телескоп ўқининг йўналиши  $S$  юлдузга бўлган йўналиш билан мос тушар эди (172- а расм). Ҳақиқатда эса Ер Қуёш атрофида  $v$  тезлик билан орбитал ҳаракат қилади. Шунинг учун ёруғлик телескоп ичида  $L$  объективдан  $F$  фокусга етиб келгунга қадар,

бурчакни ташкил қилади. Ёруғликнинг  $L$  дан  $F$  гача бўлган ҳаракат вақти

$$\Delta t = \frac{l}{c}$$

эканини кўриш қийин эмас, бундан  $c$  — ёруғлик тезлиги.

Ушбу вақт мобайнида тасвир  $FF'$  катталikka силжийди. Демак,

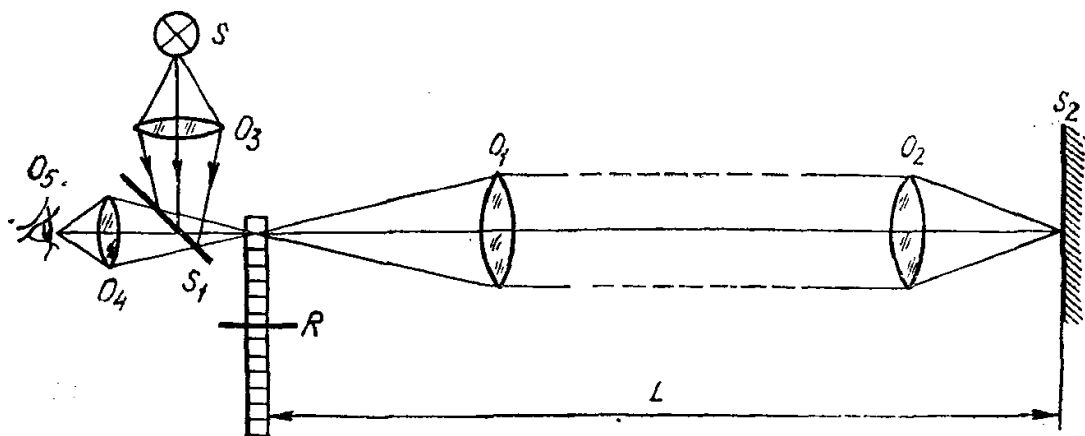
$$\frac{l}{c} = \frac{FF'}{v}$$

ёки

$$\alpha = \frac{FF'}{f} = \frac{v}{c}. \quad (48.1)$$

$\alpha$  катталик аберрация доимийси дейилади.  $\alpha$  нинг қийматини ўлчаб ва Ернинг орбита бўйлаб ҳаракат тезлиги  $v$  ни билган ҳолда,  $c$  ёруғлик тезлигининг қийматини топиш мумкин. Брадлей  $c$  учун 303 000 км/сек қийматни топди. Бу метод билан янада аниқ ўлчашлар  $c = 299\,640$  км/сек қийматни берди.

**3. Ер шароитида ёруғлик тезлигини ўлчаш методлари. Физо методи.** Француз физиги Физо (1849 й.) ер шароитида ёруғлик тезлигини аниқлаш бўйича биринчи муваффақиятли тажрибани амалга оширди. Илгари бундай тажриба ўтказишга Галилей уриниб кўрган, бироқ ўз ихтиёридаги экспериментал воситаларнинг мукамал бўлмагани туфайли унинг уринишлари беҳуда кетган эди. Физо методининг принципиал схемаси 173- расмда тасвирланган. Ёруғлик  $S$  манбадан  $O_3$  линза ва  $S_1$  ярим шаффоф кўзгу ёрдамида тез айланувчи  $R$  тишли ғилдиракнинг ариқчалари (тирқишлари)га йўналтирилади, шу туфайли ёруғлик тез-тез узилади. Бундай узук-узук (модуланган) ёруғлик дастаси сўнгра  $O_1$  ва  $O_2$  линза орқали  $S_2$  кўзгуга тушади ва орқасига ўша йўл билан қайтиб, айланаётган  $R$  ғилдиракка тушади. Агар ёруғлик дастаси  $R$  ва  $S_2$  оралиқни ўтиб, яна қайтишигача кетган вақт ичида ғилдиракнинг



173- расм.

ариқчаси ўрнига унинг тиши етиб улгурса, у ҳолда  $O_4$  линза ва  $S_1$  ярим шаффоф кўзгу орқали қайтиб келаётган нурни кузатаётган  $O_5$  кузатувчи учун кўриш майдони қоронғи кўринади. Аксинча, агар ёруғлик нурининг ўша йўлни ўтиши учун кетган вақтида филдиракнинг бошқа ариқчаси етиб улгурса, у ҳолда кўриш майдони кузатувчи учун ёруғ кўринади. Филдиракнинг айланиш тезлигини ўзгартириб ва кўриш майдонининг ёруғ ва қоронғи ҳолларининг алмашишини кузатиб, ёруғлик тезлигини аниқлаш мумкин. Битта тишнинг ўтиш вақти  $\Delta t$ :

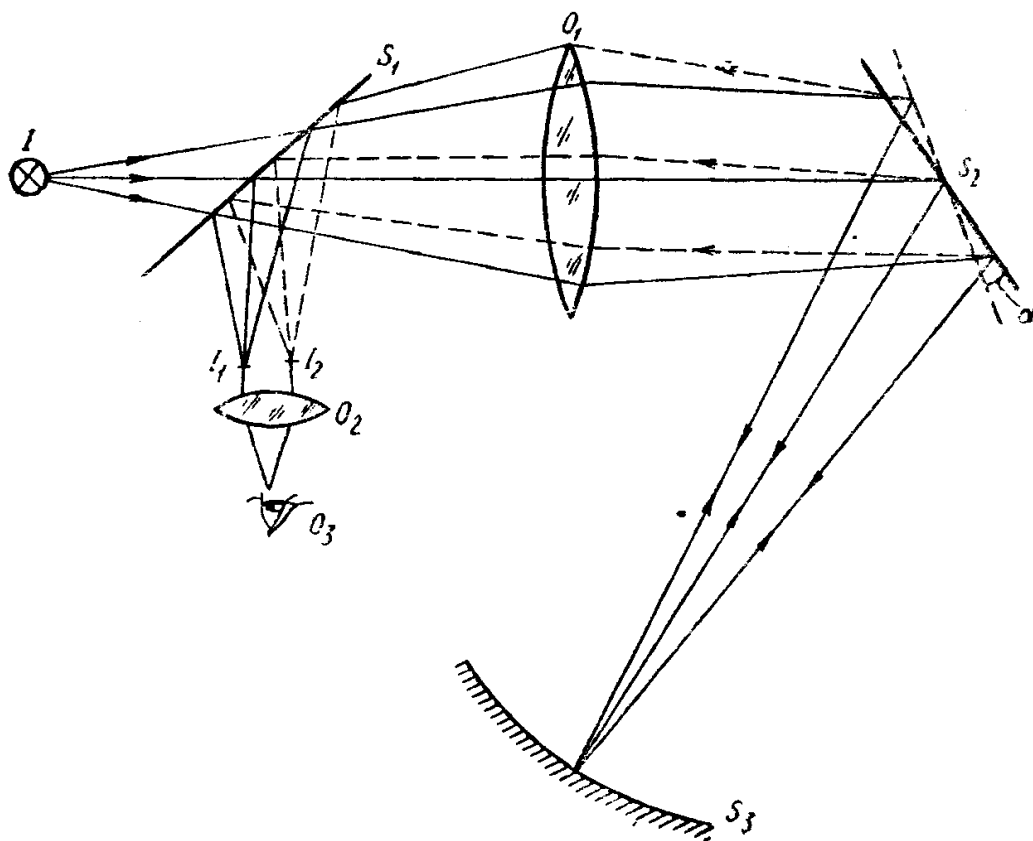
$$\Delta t = \frac{1}{2vn}, \quad (48.2)$$

бунда  $v$  — 1 секунддаги айланишлар сони;  $n$  — филдиракдаги тишлар сони (демак, ариқчаларнинг сони ҳам шунча, тишлар ва ариқчаларнинг йиғиндиси  $2n$  га тенг). Шу вақт мобайнида ёруғлик  $2L$  масофани босиб ўтади. Шунга кўра,  $c$  ёруғлик тезлиги

$$c = 4Lvn \quad (48.3)$$

га тенг бўлади.

Агар филдиракнинг айланиш тезлиги икки марта оширилса, у ҳолда кўриш майдонининг ёришиши, айланиш тезлиги уч марта оширилса, яна қоронғилашиши кузатилади. Физо қурилмасида  $R$  ва  $S_2$  ораллиғидаги масофа 7 км га тенг эди. Физо ёруғликнинг тезлиги учун



174- расм.

$c = 315\,000$  км/сек га тенг бўлган қиймат олди. 1902 йилда Перро-жен масофани  $L = 46$  км қилиб олиб,  $c$  учун  $299\,870 \pm 50$  км/сек қиймат олди.

4. Ёруғлик тезлигини лаборатория методи билан ўлчаш. Фуко методи. 1868 йилда француз физиги Фуко ўз замондоши Арагонинг ғояси бўйича лаборатория шароитида ёруғлик тезлигини ўлчаш тажрибасини ўтказди ва бу тажрибада  $n > 1$  муҳитларда ёруғлик тезлигини бевосита аниқлади.

Фуко қурилмасининг оптикавий схемаси 174- расмда келтирилган.\* $I$  ёруғлик манбаидан чиққан ёруғлик  $S_1$  ярим шаффоф кўзгу,  $O_1$  линза орқали ўтиб, айланувчи  $S_2$  кўзгуга тушади.  $S_2$  кўзгудан қайтгандан сўнг  $S_3$  кўзгуга тушади, сўнгра қайтиб айланувчи кўзгуга аввалги йўл бўйича қайтади. Ёруғлик нури  $S_2$  ва  $S_3$  кўзгулар орасини босиб ўтгунга қадар  $S_2$  кўзгу бирор  $\alpha$  бурчакка бурилиб улгуради. Натижада ундан қайтган ёруғлик дастаси қарама-қарши келаётган нурга нисбатан  $2\alpha$  бурчакка бурилади. Агар  $S_2$  кўзгу қўзғалмас бўлса ёки секин айланса, у ҳолда  $S_3$  дан қайтган ёруғлик нури амалда дастлабки манбадан  $S_2$  кўзгуга келган йўли бўйлаб қайтади. Қайтган нур  $S_1$  дан қайтгандан сўнг ёруғлик манбаининг  $I_1$  тасвири ҳосил бўлади. Агар кўзгу тез айланаётган бўлса, у ҳолда тасвир  $I_1$  нуқтадан  $I_2$  нуқтага силжийди. Тескари айланишда силжиш қарама-қарши томонга бўлади. Агар  $S_2$  дан  $S_3$  гача масофа  $L$  га,  $S_2$  кўзгунинг 1 секунддаги айланишлари сони  $\nu$  га тенг бўлса, у ҳолда ёруғликнинг  $2L$  масофани босиб ўтиши учун кетган вақт ичида  $S_2$  кўзгу қўйидаги

$$\alpha = 2\pi\nu \frac{2L}{c} = \frac{4\pi\nu L}{c} \quad (48.4)$$

бурчакка бурилади.

Агар  $O_1$  линзадан  $I_1$  ёки  $I_2$  тасвиргача бўлган масофа  $b$  га тенг, силжиш эса  $I_1I_2 = \Delta l$  бўлса, у ҳолда унинг қиймати қуйидагича ифодаланади:

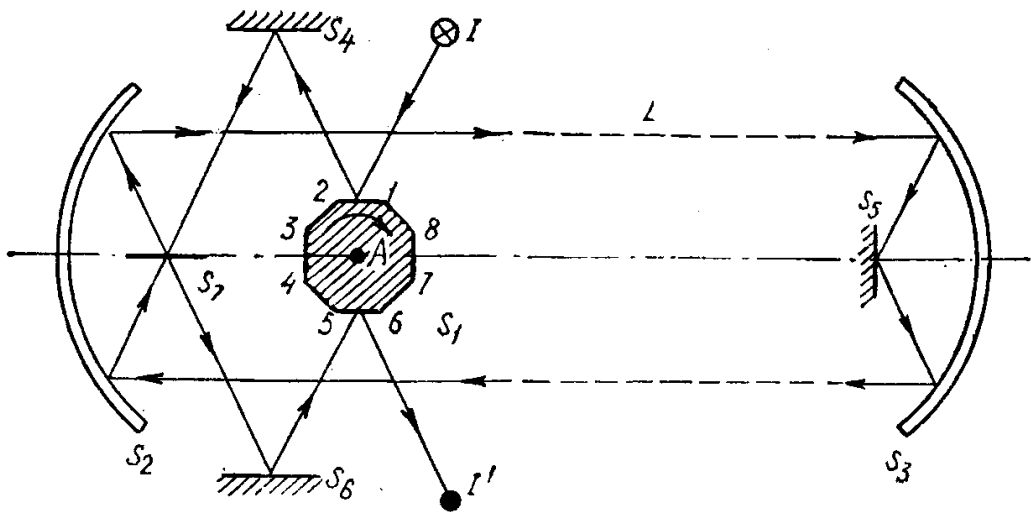
$$\Delta l = \frac{8\pi\nu Lb}{c} \quad (48.5)$$

Бундан

$$c = \frac{8\pi\nu Lb}{\Delta l} \quad (48.6)$$

экани келиб чиқади.

Фуко тажрибаларидан  $c$  учун  $298\,000 \pm 500$  км/сек қийматни топди. Тажрибаларни сувда ўтказиб ва ёруғликнинг сувдаги тезлигини ўлчаб, ёруғликнинг сувдаги тезлиги ҳаводаги (демак, вакуумдаги) тезлигидан кам эканини топди, бу хулоса ёруғликнинг тўлқин назариясига тўла мувофиқ келади. Кейинчалик  $n > 1$  бўлган моддаларда ёруғликнинг тезлигини бевосита ўлчашлардан яна бир муҳим нарса аниқланди. Майкельсон томонидан ёруғлик тезлигини айланувчи кўзгу методи бўйича углерод сульфидида ўлчаш ёруғликнинг вакуумдаги  $c$  тезлиги билан углерод сульфиддаги тезлиги ( $c'$ )



175- расм.

нисбатининг  $\frac{c}{c'} = 1,75$  га тенг эканини аниқлашга имкон берди, ҳолбуки синдириш кўрсаткичлари бўйича олинганда бу нисбат 1,64 га тенг. Бу факт жуда ҳам муҳим. Бундай фарқнинг моҳиятини Релей тушунтириб берди, яъни ёруғлик тезлиги Фуко методи билан (шунингдек, бошқа методлар билан ҳам) ўлчанганда ёруғлик тўлқинларининг группавий тезлиги аниқланади, синдириш кўрсаткичлари бўйича эса ёруғлик тўлқинларининг фазавий тезлиги аниқланади.

**5. Майкельсон методи.** Майкельсон айланувчи кўзгу методини анча такомиллаштирди. Майкельсон қурилмасининг схемаси 175-расмда келтирилган. Кўзгулар ўрни аниқ белгиланган ҳол учун ёруғлик нурининг қурилмадаги йўлини қараб чиқайлик. Ёруғлик нури  $I$  манбадан  $A$  ўқ атрофида катта тезлик билан айланаётган  $S_1$  кўзгу барабани (саккиз ёқли кўзгу) ёқларидан бири— $I$  га тушади. Бу ёқдан қайтгандан сўнг ёруғлик нури  $S_4$  кўзгуга, сўнгра  $S_7$  га ва  $S_2$  ботиқ кўзгуга боради.  $S_2$  дан қайтган ёруғлик нури  $S_2$  дан  $S_3$  кўзгуга қадар катта  $L$  масофани ўтади.  $S_3, S_5$  ва яна қайта  $S_3$  кўзгулардан қайтган нур  $S_2$  га қайтиб келади, сўнгра  $S_7$  кўзгунинг бошқа томонига тушади ва ундан қайтиб,  $S_4$  кўзгуга симметрик бўлган  $S_8$  кўзгуга боради, ниҳоят,  $S_1$  кўзгу барабанининг  $I$  томонига қарама-қарши бўлган  $5$  томонига боради. Кўзгу барабанидан қайтгандан сўнг ёруғлик нури манбанинг тасвирини  $I'$  нуқтада ҳосил қилади.  $S_1$  барабаннинг айланиш тезлигини шундай танлаш мумкинки, бунда ёруғлик нури  $I$  ва  $5$  кўзгулар оралигини ўтишга кетган вақт ичида барабан айлананинг  $1/8$  қисмига бурилиб  $5$  кўзгу ўрнида  $6$  кўзгу туришга улгурсин, ундан  $I'$  тасвирга борувчи нур қайтади. Бу ҳолда тасвир ўз ўрнида қолади.

Майкельсон тажрибасида  $S_2$  ва  $S_3$  кўзгулар орасидаги масофа  $35,4 \text{ км}$  га тенг икки тоғ чўққисига ўрнатилган. Майкельсон методи ниҳоятда аниқ методдир. Бу метод ёруғликнинг ҳаводаги тезлиги учун  $c = 299\,796 \pm 4 \text{ км/сек}$  қийматни беради. Кейинчалик (1932 й)

Майкельсон ёруғлик тезлигини сийраклаштирилган ҳавода ўлчади ва  $299\,774 \pm 2$  км/сек қийматни олди.

**6. Керр эффекти қўлланиладиган методлар.** Ёруғликни бирор аниқ масофага узлукли юбориш ва қайтиб кузатувчига узлукли тушириш учун айланувчи тишли ғилдирак ёки айланувчи кўзгу ўрнида Керр ячейкасидан фойдаланиш мумкин, бунда ячейкага юқори частотали ўзгарувчан кучланиш берилади. Ёруғлик дастасини бундай ячейка орқали тўғри ва тескари йўналишда ўтказиб, электр тебранишлар частотаси ва нурнинг ҳар икки томонга ўтишида босган йўлини билган ҳолда, ёруғлик тезлигини ўлчаш мумкин.

Бундай ўлчашлар 1928 йилда Каролюс ва Минтельштадт томонидан ўтказилди. Улар  $L$  базис (ёруғликнинг чиқариладиган нуқтадан қабул қилинадиган нуқтагача бўлган масофа) ни 15 м гача қисқартиришга эришдилар ва  $c$  учун  $299\,780 \pm 20$  км/сек қийматни олдилар. Андерсон (1937 й.) базисни 3 м гача камайтириш имкониятига эга бўлди. Ёруғлик модулятори сифатида Керр ячейкалари қўлланиладиган ўлчашлар ҳозирги вақтда жуда такомиллашган.

Кўплаб ўтказилган ўлчашлар натижасида ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги учун ҳозирги вақтда

$$c = 299\,792,50 \pm 0,10 \text{ км/сек}$$

қиймат қабул қилинган. Ўлчаш методларини такомиллаштириш бу муҳим физикавий константани топиш аниқлигини янада оширишга имкон беради.

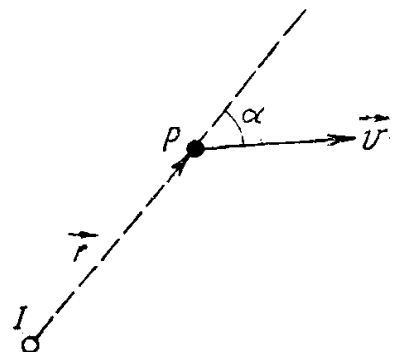
#### 49-§. Допплер эффекти

Юқорида ёруғлик тезлигини Брадлей методи билан ўлчашни қараб чиқаётганда кузатувчининг ёруғлик манбаига нисбатан ҳаракати билан боғлиқ бўлган бир ҳодисага дуч келган эдик. Энди кузатувчи ва манбанинг ўзаро ҳаракати билан боғлиқ бўлган яна бир ҳодисани кўрайлик.

176-расмда  $P$  кузатувчи  $I$  ёруғлик манбаига нисбатан  $\vec{v}$  тезлик билан ҳаракатланади. Кузатувчининг  $\vec{v}$  тезлиги  $I$  ёруғлик манбаи ва  $P$  кузатувчини туташтирувчи  $\vec{r}$  чизиққа  $\alpha$  бурчак остида йўналган,  $\vec{v}$  тезликнинг кузатувчи йўналишига бўлган проекцияси  $v' = v \cos \alpha$  га тенг. Кузатувчи ҳаракатланаётган бўлгани учун унинг  $I$  сек да қабул қиладиган тебранишлари сони  $\Delta v' = \frac{v'}{\lambda}$  га кам бўлади.

$\frac{1}{\lambda} = \frac{v_0}{c}$  бўлгани учун (бунда  $v_0$  катталик  $v = 0$  бўлгандаги ёруғлик тебранишлари сони)

$$\Delta v = v' \frac{v_0}{c} = v_0 \frac{v}{c} \cos \alpha. \quad (49.1)$$



176- расм.

Шундай қилиб, кузатувчи томонидан қабул қилинадиган ёруғлик тебранишларининг частотаси

$$v = v_0 - v_0 \frac{v}{c} \cos \alpha = v_0 \left( 1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right). \quad (49.2)$$

$\frac{v}{c}$  катталикини  $\beta$  билан белгиланади. Демак,

$$v = v_0 (1 - \beta \cos \alpha). \quad (49.2')$$

Кузатувчи қабул қиладиган ёруғлик тебранишларининг частотаси шундай ўзгаради. Агар кузатувчи билан ёруғлик манбаи бир-биридан узоқлашаётган бўлса,  $v$  тезлик мусбат ва аксинча, агар улар бир-бирига яқинлашаётган бўлса, манфий ҳисобланади. Батафсилроқ қилинган анализ (49.2') формула ҳодисаларни катта тезликларда ҳам тўғри тушунтириш учун умумлаштирилиши керак деган хулосага олиб келади. У ҳолда  $v$  учун

$$v = v_0 \frac{1 - \beta \cos \alpha}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (49.3)$$

ифода ёзилиши керак бўлади.

Агар  $\alpha = 0$ , яъни ҳаракат  $\vec{r}$  бўйлаб содир бўлса, у ҳолда

$$v = v_0 \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}. \quad (49.4)$$

Агар  $v$  тезлик унча катта бўлмаса, у ҳолда  $v$  катталикини Тейлор қатори билан қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$v = v_0 \left( 1 - \beta + \frac{\beta^2}{2} - \dots \right). \quad (49.5)$$

Биринчи тартибли ёйилишда

$$v = v_0 (1 - \beta). \quad (49.6)$$

га эга бўламиз. Агар  $\alpha = 0$  дейилса, (49.2) формулалардан ҳам худди шундай ифодани ҳосил қилиш мумкин.

(49.3) ифодадан, агар  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  деб олинса,

$$v = \frac{v_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (49.7)$$

келиб чиқади.

(49.7) формула кузатувчининг ҳаракат йўналиши кузатувчи билан манбаи бирлаштирувчи чизиққа перпендикуляр бўлганда кузатиладиган кўндаланг Допплер эффектини ифодалайди.

Допплер эффектини ёруғликнинг квант назариясидан ҳам келтириб чиқариш мумкин. Қўзғалмас манба ёруғлик тебранишларининг  $\nu_0$  частотасига мувофиқ келувчи фотон чиқаради. Бундай фотонларнинг импульси  $\frac{h \nu_0}{c}$  га, массаси эса  $m = \frac{h \nu}{c^2}$  га тенг.



Манба ҳаракатланганда нурланувчи молекула ёки атом фотонга  $mv = v \frac{h\nu_0}{c^2}$  га тенг қўшимча импульс беради. Демак, натижавий импульс (тезлик ишорасини ҳисобга олганда)

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu_0}{c} - v \frac{h\nu_0}{c^2} \quad (49.8)$$

га тенг бўлади, бундан

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right), \quad (49.9)$$

яъни (49.6) формулага эга бўлишимиз мумкин.

Допплернинг оптикавий эффекти атом, молекула ва бошқа зарраларни, шунингдек, космик жисмларни ўрганишда катта роль ўйнайди, чунки ёруғлик тебранишлари частотасининг силжишига қараб (бундай силжиш жисмлардан нурланаётган спектрал чизиқларнинг кенгайиши ёки силжиши сифатида намоён бўлади) ушбу параграфдаги формулалар ёрдамида нурловчи зарра ёки нурловчи жисмларнинг ҳаракати характерини аниқлаш мумкин. Ер шароитларида Допплер оптикавий эффекти улуғ рус астрофизиги А. А. Белопольский томонидан (1900 й.) қайд қилинди ва кейин бирмунча такомиллаштирилган қурилма воситасида таниқли рус физиги Б. Б. Голицин томонидан қайта ўлчанди. Кейинроқ эффект Фабри ва Перо томонидан ўрганилди.

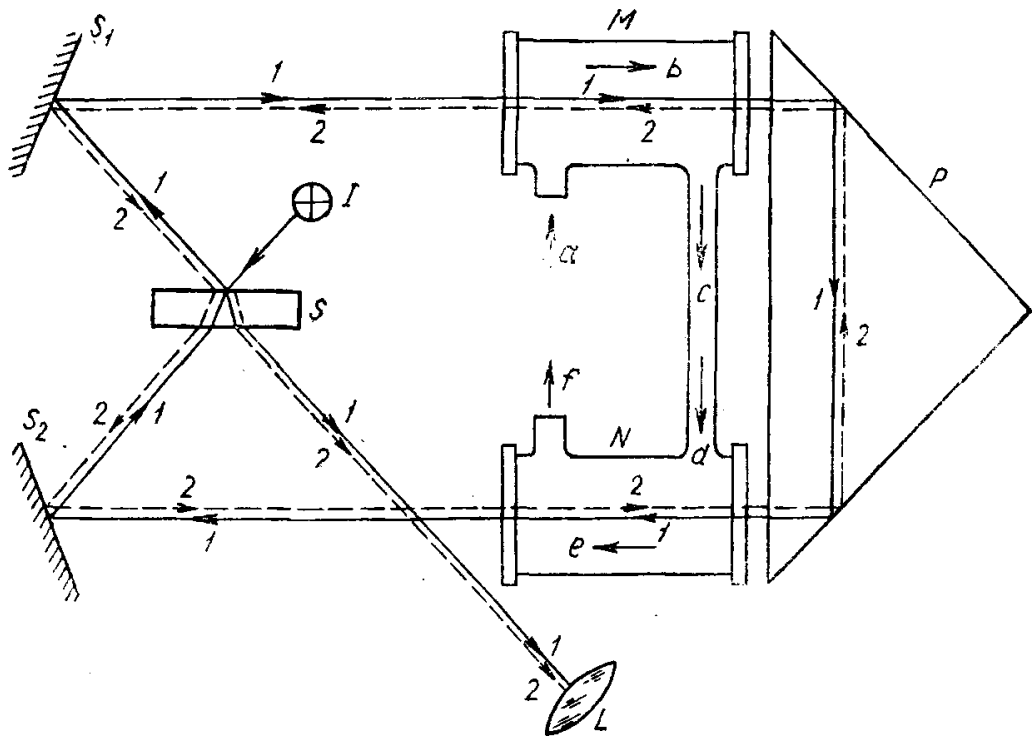
Ҳозирги вақтда Допплер оптикавий эффектидан нурланувчи манбалардаги атом ва молекулалар ҳаракати, шунингдек, космик жисмлар ва уларни ташкил қилган атомлар ҳаракатини ўрганишда кенг фойдаланилади. Допплер эффекти радиофизика ва радиотехникада, айниқса, ҳаракатланувчи объектларгача бўлган масофаларни радиолокация йўли билан ўлчашларда жуда муҳим аҳамият касб этади.

## 50-§. Муҳит ҳаракатининг ёруғлик тезлигига таъсири

Ёруғликнинг турли муҳитларда тарқалишини ўрганиш электромагнит тўлқинлар тарқалаётган муҳитнинг ҳаракатланаётган жисмлар, яъни ҳаракатдаги манба ва кузатувчилар билан ўзаро таъсири ҳақидаги масаланинг қўйилишига олиб келади. Бу масалани бирмунча бошқачароқ, яъни муҳитнинг ҳаракати ёруғлик тезлигига қандай таъсир қилади, деган тарзда қўйиш ҳам мумкин.

Ёруғлик тўлқин назариясини яратувчилар: Гук, Гюйгенс, кейинчалик Френель ва бошқалар даврдан бошлабоқ, ёруғлик бутун олам фазосини қоплаган жуда юпқа махсус материяда тарқалади, деган тасаввур ўрнашиб қолган эди. Бу муҳит эфир деб аталган.

Максвелл томонидан ёруғликнинг электромагнит назарияси яратилгандан сўнг эфир электромагнит тўлқинлар, хусусан, ёруғлик тўлқинлари тарқаладиган муҳитдан иборатдир, деб қабул қилинган эди.



177- расм.

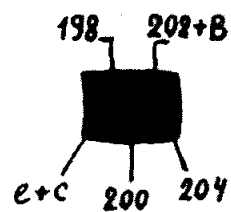
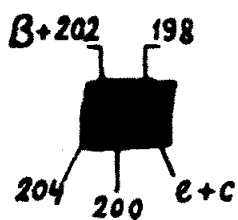
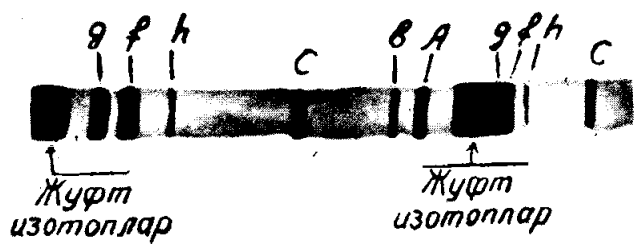
Френель эфир ҳаракатланувчи жисмларга илашмайди, балки улардан эркин паррон ўтади деб ҳисоблади. Жисмларда эфир жуда зич бўлгани учун, унинг жисм орқали ўтиши қийин ва эфир қисман илашиши мумкин, бироқ бундай илашиш ҳаракатдаги жисмдан чиққандан сўнг йўқолиб кетади, деб фараз қилинади.

Г. Герц эфир ҳаракатланувчи жисмларга тўлиқ илашади деган қарама-қарши фикрни илгари сурди. Лоренц электрон назарияни яратиб, эфир мутлақо қўзғалмас деган хулосага келади. Бу назариялардан қайси бири ҳақиқатга мувофиқ келади деган масалани фақатгина тажриба ҳал қилиши керак эди. Бу мақсаддаги биринчи тажриба 1851 й. Физо томонидан бажарилди. Физо тажрибаси бажарилган оптик қурилманинг принципитал схемаси 177- расмда келтирилган.

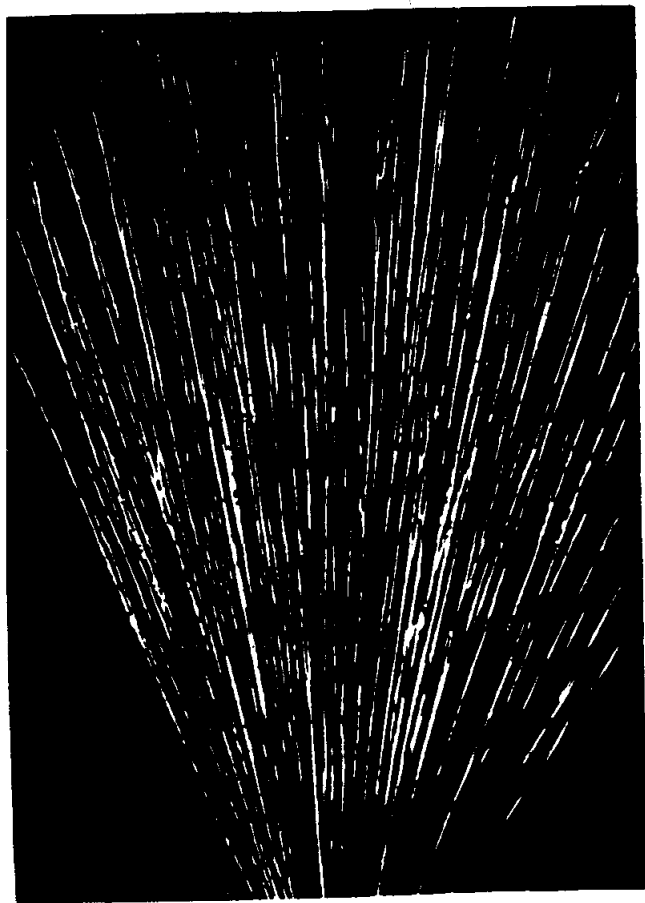
Ёруғлик  $I$  манбадан ёруғлик тақсимловчи  $S$  кўзгуга тушади, натижада  $1$  ва  $2$  иккита нурга ажралади. Бунда  $1$  нур  $S_1$  кўзгуга,  $2$  нур эса  $S_2$  кўзгуга боради. Бу кўзгулардан қайтгандан сўнг ҳар иккала нур ўз йўлидан бора туриб,  $M$  най  $P$  призма ва  $N$  найдан кетма-кет ўтади ( $2$  нур тескари йўналишда боради) ва  $S_1$  ҳамда  $S_2$  кўзгулардан яна бир марта қайтиб, шунингдек,  $S$  кўзгудан ўтиб ( $2$  нур) ёки қайтиб ( $1$  нур) кузатувчи қурилманинг  $L$  линзасига битта нур сифатида боради. Линзадан ўтиб нурлар интерференцион манзара ҳосил қилади. Умуман олганда  $L$  линза бўлиши шарт эмас, чунки интерференция бусиз ҳам кузатилиши мумкин.  $M$  ва  $N$  найлар орқали  $a, b, c, d, e, f$  стрелкалар билан кўрсатилган йўналишда



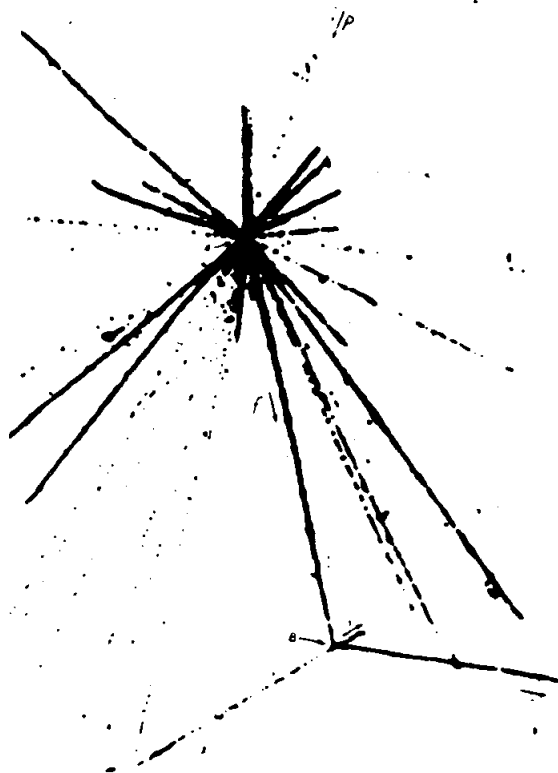
VI расм.



VII расм.



VIII расм.



сув айланиб туради. Натижада, 1 ёруғлик нури доимо сувнинг ҳаракати бўйлаб, 2 ёруғлик нури эса ҳар икки найда ҳам сув ҳаракатига тескари боради. Тажрибанинг кўрсатишича, сувнинг ҳаракати интерференция полосаларининг силжишини юзага келтиради, бу эса сув ҳаракатининг ёруғликнинг тарқалиш тезлигига таъсир қилишини билдиради.

Френель назарияси эфир ҳаракатланувчи модда орқали ўтаётганда ҳаракатланувчи моддага қисман илашади деган тасаввур асосида бу ҳодисани тушунтира олади.

Энди ҳодисани икки қарама-қарши назария нуқтаи-назаридан қараб чиқайлик. Биринчи навбатда Герц назарияси асосида ҳисоблаймиз. Фараз қилайлик, сувнинг синдириш кўрсаткичи  $n$  га тенг бўлсин. У ҳолда тинч турган сувда ёруғликнинг тезлиги  $c_1 = \frac{c}{n}$  га тенг. Герц назариясига мувофиқ, ҳаракатланувчи сувдаги ёруғлик тезлиги сувга нисбатан ўзгаришсиз қолади, чунки эфир сувга тўла илашуви керак. Бироқ қурилманинг қўзғалмас қисмларига, хусусан кўзгуга нисбатан, ёруғлик тезлиги сувнинг ҳаракат тезлиги катталигича ўзгариши керак. 1 нур учун  $c_1 + v$  га тенг, 2 нур учун эса  $c_1 - v$  га тенг. Энди сув оқими билан юзага келган қўшимча йўл фарқини ҳисоблаб чиқамиз.  $M$  ва  $N$  найларда ҳар бир нур  $2l$  йўлни босиб ўтади, бунда  $l$  — ҳар бир найнинг узунлиги. Тинч сувда бу йўлни босиб ўтиш вақти  $t = \frac{2l}{c_1}$  га тенг. Сув ҳаракатда бўлгани туфайли биринчи нур бу масофани  $t_1 = \frac{2l}{c_1 + v}$  вақтда, иккинчиси эса  $t_2 = \frac{2l}{c_1 - v}$  вақтда босиб ўтади. Вақт фарқи

$$\Delta t = t_2 - t_1 = 2l \left( \frac{1}{c_1 - v} - \frac{1}{c_1 + v} \right) = \frac{2lv}{c_1^2 - v^2} \approx \frac{4lv}{c_1^2} \quad (50.1)$$

га тенг бўлади.

Ҳаракат туфайли пайдо бўлган йўл фарқи  $\Delta y = c \cdot \Delta t$  бўлиши керак. Бунга  $\Delta t$  нинг қийматини қўйиб ва ўзгартириб шундай ёзамиз:

$$\Delta y = 4n^2 l \frac{v}{c}. \quad (50.2)$$

Физо қурилмасида найнинг узунлиги 1,5 м; сувнинг оқим тезлиги 7 м/сек. Полосаларнинг силжиши Герц назариясига мувофиқ (50.2) формуладан келиб чиқишига қараганда икки марта кам эканлиги кузатилган. Демак, Герцнинг, ҳаракатдаги жисмлар эфирни тўла илаштиради деган тахмини тўғри эмас.

Энди Френель назарияси асосида ҳисоблаймиз. Бу назарияга мувофиқ, жисмлардаги эфир зичлиги уларнинг синдириш кўрсаткичи билан

$$n = \frac{c}{c_1} \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho}} \quad (50.3)$$

формула орқали боғланган, бунда  $\rho$  ва  $\rho_1$  — эфирнинг вакуум ва моддадаги зичликлари. Френель назариясига мувофиқ, эфирнинг эластиклиги ўзгармас бўлишига қарамай  $\rho_1 > \rho$  бўлади. Шундай қилиб, жисмга унинг ҳаракатига қарама-қарши йўналишда кирган эфир зичлашади. Бинобарин, агар модда  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса, у ҳолда эфир модда ичида  $v$  тезлик билан ҳаракатланмайди ва аynи вақтда қўзғалмас ҳам эмас. Эфир учун узлуксизлик шарти

$$\rho_1 v_1 = \rho v$$

кўринишга эга, бунда  $\rho v$  — кўндаланг кесим юзи  $1 \text{ см}^2$  бўлган ҳаракатланувчи цилиндрга кирувчи эфир массаси;  $\rho_1 v_1$  — цилиндр ичида ҳаракатланаётган эфир массаси;  $v_1$  — эфирнинг цилиндр ичидаги тезлиги.

Демак,

$$v_1 = v \frac{\rho}{\rho_1} = \frac{v}{n^2},$$

яъни эфир сувда унинг ҳаракатига қарши кирганда сувга нисбатан  $v_1$  тезлик билан ҳаракатланади. Шундай қилиб, сувда ёруғлик оқим бўйлаб  $c_1 - v_1$  тезлик билан ва оқимга қарши  $c_1 + v$  тезлик билан тарқалади. Бу ҳаракатланаётган сувга нисбатан ёруғликнинг тарқалиш тезлиги бўлади. Сувнинг ўзи қурилмага нисбатан  $v$  тезлик билан ҳаракатлангани учун сув билан бир йўналишда ҳаракатланувчи ёруғликнинг қўзғалмас қурилмага нисбатан тарқалиш тезлиги

$$c' = c_1 - v_1 + v = c_1 + v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (50.4)$$

бўлади, сувнинг ҳаракатига қарши йўналган ёруғликнинг тезлиги эса

$$c'' = c_1 + v_1 - v = c_1 - v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (50.5)$$

га тенг бўлади.

Бу формулалардан эфир ҳаракатланувчи жисмлар билан қисман илашади ва

$$g = 1 - \frac{1}{n^2} \quad (50.6)$$

катталиқ илашиш коэффициентини билдиради, деган хулоса келиб чиқади.

$c'$  ва  $c''$  тезликлар қийматларини назарга олганда йўл фарқини ҳисобласак, унинг

$$\Delta \gamma = 4\pi n^2 l g \frac{v}{c} \quad (50.7)$$

га тенг экани келиб чиқади.

Физо тажрибасидан келиб чиқувчи натижалар (50.7) формула берадиган қийматларга мос келади. Шундай қилиб, эфир қўзғалмас деб

ҳисоблайдиган Френель назарияси тўғри бўлиб чиқди. Бироқ, эфирнинг жисмларга қисман илашуви нимани билдиради деган савол туғилади.

Бу саволни Лоренц электрон назарияси тушунтириб берди.  $g$  нинг (50.6) ифодасини шундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$g = 1 - \frac{1}{\epsilon} \quad (50.8)$$

Ёруғлик тўлқинининг электромагнит майдони муҳитда

$$\vec{P} = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \vec{E} = \frac{\epsilon - 1}{4\pi\epsilon} \vec{D}$$

формулага мувофиқ электр моменти ҳосил қилади. Бундан қуйидагига эга бўламиз:

$$\left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right) \vec{D} = \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \vec{D} = 4\pi \vec{P}, \quad (50.9)$$

ёки

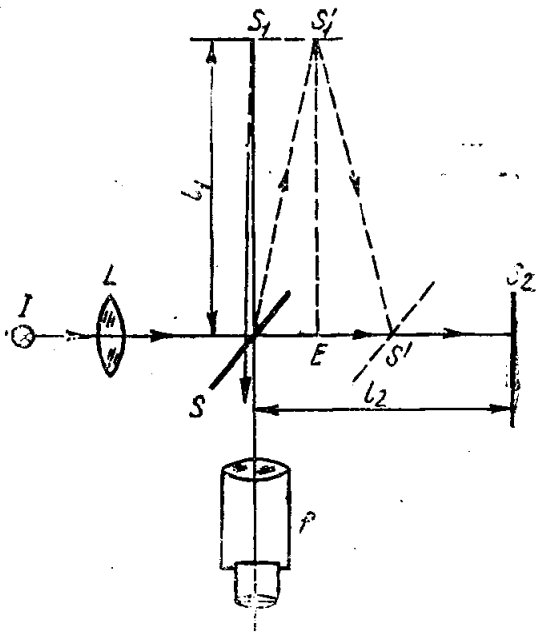
$$v \vec{D} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) = 4\pi \vec{P}v.$$

Бундан, (50.7) ёки (50.8) даги  $g$  коэффициент ёруғлик тўлқинининг электр майдони ҳаракатланувчи моддада ҳосил қилган диполларнинг  $v$  тезлик билан силжишидан бошқа нарсани билдирмайди, деган хулосани чиқариш мумкин. Агар эфир мавжуд деб ҳисобланганда ҳам у қўзғалмасдир. Ёруғлик тўлқинининг ҳосил қилган электр диполларининг ҳаракати Френель назариясидаги эфирнинг қисман илашуви деб назарда тутилган таъсирни берар экан.

Шундай қилиб, ушбу параграф натижаларидан, эфирнинг мавжудлиги реал бўлган чоғида ҳам барча жисмларнинг ҳар қандай ҳаракатида эфир мутлақо қўзғалмас қолади, деган хулоса келиб чиқади. Бундан, эфирни ёки бошқача айтганда, ёруғлик ташувчи ёки электромагнит эфирни, Ньютоннинг абсолют фазо ёки абсолют тинчликда бўлган абсолют координаталар системаси сингари тушуниш мумкин деган жуда муҳим хулоса келиб чиқади. Бундай хулоса ўз навбатида, Ернинг қўзғалмас эфирга нисбатан абсолют тезлигини аниқлашга имкон берувчи ёруғлик тўлқинлари билан ўтказиладиган тажрибаларни ўйлаб топиш мумкин деган натижага олиб келади.

## 51-§. Оптикавий методлар ёрдамида Ернинг абсолют ҳаракатини аниқлашга уриниш. Майкельсон тажрибаси

Майкельсон ўзининг машҳур интерферометри ёрдамида эфирда Ернинг абсолют ҳаракатини қайд қилишга уриниб кўрди. У икки ўзаро перпендикуляр йўналишларда ёруғлик тарқалиш тезлигини ўлчади. Бундай ўлчашлар ғоясини Максвелл илгари сурган эди. Биринчи тажрибани Майкельсон 1881 йилда ўтказди, сўнгра Май-



178- расм.

кельсон ва Морле 1887 йилда бу тажрибани катта аниқлик билан такрорладилар, кейинчалик бундай тажриба Майкельсоннинг ўзи ва бошқа физиклар томонидан бир неча бор такрорланди. Тажриба схемаси 178-расмда келтирилган.  $I$  ёруғлик манбаи Ер билан  $v$  йўналишда ҳаракатланаётган Майкельсон интерферометрига ёруғлик юборди. Агар интерферометр ёруғлик тўлқинлари тарқалапти деб тахмин қилинган эфирга нисбатан тинч турган бўлса эди, у ҳолда нурлар ёруғлик тақсимловчи  $S$  кўзгудан  $S_1$  ва  $S_2$  кўзгуларга тушар ва қайтадан кўзгуга қайтиб, ёруғлик интерференцияси кузатиладиган  $f$  кўриш трубасига йўналган бўлар эди.

Агар бутун қурилма эфирга нисбатан ҳаракатланса, у ҳолда  $v$  ҳаракат тезлигига перпендикуляр тарқалаётган нур  $SS_1'S'$  синиқ чизиқ бўйлаб,  $v$  ҳаракат бўйлаб борувчи нур эса аввалгидек,  $SS_2$  йўл билан боради ва тескарига қайтади.

Энди нурнинг  $SS_2$  ва  $SS_1'S'$  масофани ўтиш вақтини ҳисоблаб чиқамиз. Фараз қилайлик, кўзгалмас эфирга нисбатан ёруғлик тезлиги  $c$  бўлсин. У ҳолда  $S_2$  га томон ҳаракатланувчи нур учун ёруғлик тезлиги  $c - v_1$ , тескари йўналишда ҳаракатланувчи ёруғлик учун эса  $c + v$  бўлади. Демак, ёруғлик нурини  $SS_2$  кўзгулар орасидаги масофани ҳар икки томонга босиб ўтиши учун кетган вақт

$$t_2 = \frac{l_2}{c - v} + \frac{l_2}{c + v} = \frac{2l_2}{c} \frac{1}{1 - \beta^2}, \quad (51.1)$$

ёки

$$t_2 = \frac{2l_2}{c\eta^2}, \quad (51.2)$$

бунда

$$\eta^2 = 1 - \frac{v^2}{c^2} = 1 - \beta^2.$$

$SS_1'S'$  йўл бўйлаб ҳаракатланувчи нур учун қуйидаги тенгликни ёзиш мумкин:

$$c^2 t^2 - v^2 t^2 = l_1^2,$$

бунда  $t$  — нурнинг  $SS_1'$  ёки  $S_1'S'$  масофани босиб ўтиш вақти. Бундан  $t_1$  учун шундай ёзамиз:

$$t_1 = 2t = \frac{2l_1}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{2l_1}{c} \frac{1}{\eta}, \quad (51.3)$$



бунла  $t_1$  — ёруғлик нурининг  $SS_1S'$  йўлни ўтиш вақти. Соддалаштириш учун  $l_1 = l_2 = l$  деб оламиз. У ҳолда  $t_1 - t_2$  вақтлар фарқи

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \frac{2l}{c} \left( \frac{1}{\eta} - \frac{1}{\eta^2} \right) \quad (51.4)$$

бўлади.

Энди асбобни чизма текислигида  $90^\circ$  га бурсак (вертикал ўқ атрофида), у ҳолда нурлар ўз ўринларини алмаштиради: кечикувчи нур илгарилаб боради ва демак,  $\Delta t'$  нурларнинг юриш вақтлари фарқи  $\Delta t' = \frac{2l}{c} \left( \frac{1}{\eta^2} - \frac{1}{\eta} \right)$  катталикида бўлади.

Шундай қилиб, қурилма  $90^\circ$  га бурилганда юриш вақтлари фарқи  $\delta t$  га ўзгаради, у

$$\delta t = \Delta t' - \Delta t = \frac{4l}{c} \left( \frac{1}{\eta^2} - \frac{1}{\eta} \right) \quad (51.5)$$

тенг бўлади, бунинг натижасида интерференцион полосаларнинг силжиши рўй беради.

Агар  $\eta$  ни  $\beta^2$  даражалари бўйича қаторга ёйиб чиқсак ва  $\beta^2$  нинг юқори даражалари жуда кичик қийматга эга эканлигини назарда тутиб, ёйилманинг биринчи ҳади билан чегаралансак, у ҳолда  $\delta t$ .

$$\delta t = \frac{2l}{c} \beta^2 \quad (51.6)$$

га тенг бўлади.

Асбоб  $90^\circ$  га бурилганда йўл фарқининг ўзгариши  $c\delta t$  бўлади, интерференция манзараси силжиган интерференция полосалари сони

$$z = \frac{2l}{\lambda} \beta^2 \quad (51.7)$$

бўлади.

Бу мақсад учун мўлжалланган Майкельсон интерферометри қурилмаларидан бирида  $l$  масофа 12 м га тенг бўлган, бу эса  $v = 30$  км/сек қийматда (Ернинг орбитал тезлиги)  $z = 0,4$  полосани бериши керак эди. Майкельсон интерферометрида интерференция полосаларининг ўлчаш аниқлиги бундан деярли 100 марта кичик катталикларни ўлчашга имкон беради. Шундай бўлса-да, Майкельсон интерференция полосаларининг ҳеч қандай силжишини қайд қилолмади. Кутилмаган натижа ёруғлик ташувчи абсолют қўзғалмас эфир ҳақидаги тушунча тажрибада тасдиқланмаслигини ва бирмунча жиддийроқ қараб чиқишга муҳтож эканини кўрсатди. Демак, ёруғликни фазода тарқалиш «механизми» ёруғлик ташувчи эфирдаги оддий тўлқин ҳаракати бўлмай, бирмунча мураккаб жараёндр. Ҳозирги вақтда биз ёруғликнинг тарқалиш жараёни ҳақиқатан ҳам қўшалоқ жараён—тўлқин ва корпускуляр жараён эканлигини биламиз. Бу ҳол электромагнит табиатдаги ёруғлик тўлқинларининг, абсолют қўзғалмас эфирда тарқалиши ҳақидаги оддий фаразнинг тўғри эмаслигини кўрсатади. Ҳаракатдаги жисмлар оптикиси билан боғ-

лик бўлган ҳодисалар — Допплер эффекти, ёруғлик аберрацияси, ҳаракатланувчи шаффоф муҳитнинг ёруғликни қисман илаштириши (Физо тажрибаси), Майкельсон тажрибаларининг натижалари сингарии барча ҳодисалар тўпламини батафсил таҳлил қилиш туфайли Лоренц электродинамиканинг янги тенгламаларини аниқлади ва Лоренц алмаштиришлари деб аталувчи янги координаталар алмаштиришларини яратди. Бу алмаштиришлар асосида Эйнштейн (1905 й.) нисбийлик принципи деб аталувчи принципни кашф қилди. Оптик тажрибалардан ташқари бир қанча электромагнит тажрибалар: конвекция тоқларига оид Роуланд ва Эйхенвальд тажрибалари, ҳаракатланувчи координаталар системасида зарядланган конденсатор табиатини кузатишга оид Трутон ва Нобль тажрибалари ва шунга ўхшаш бошқа тажрибалар ҳам шундай хулосага олиб келди. Нисбийлик принципининг моҳияти навбатдаги параграфда баён этилади.

## 52- §. Нисбийлик принципи

Майкельсон ва бошқа физикларнинг эфирга нисбатан Ернинг абсолют тезлигини ўлчашга доир уринишлари муваффақиятли чиқмади. Шундай қилиб, бир қатор зиддиятлар юзага келдики, уларни бир неча йўллар билан ечишга ҳаракат қилинди. Майкельсон тажрибаларининг салбий натижалари эфир ҳаракатдаги жисмлар томонидан тўла равишда илаштирилади деган тасаввур асосида тушунтирилиши мумкин эди. Бироқ бундай тасаввур ёруғлик аберрацияси ҳодисасига ва ҳаракатдаги сувда ёруғлик тезлигини ўлчашга оид Физо тажрибасига зид келади, чунки ҳар икки тажриба ҳам қўзғалмас эфир ҳақидаги тушунчаларни тасдиқлайди. Ритц ҳаракатдаги жисмлар чиқараётган ёруғлик тезлиги манбанинг ҳаракат тезлигига боғлиқ бўлиб, у тинч турган манбадан чиқувчи ёруғлик тезлиги билан манбанинг ўзининг тезлиги йиғиндисига тенгдир деган гипотезани айтган. Агар ҳақиқатан ҳам шундай бўлганда эди, Майкельсон тажрибаси салбий натижани бериши керак эди. Бироқ Бонч-Бруевич ва Молчановлар ўтказган қўшалок юлдузларни кузатишларда (бу юлдузларда ҳар бир компонента ҳар хил ҳаракат тезлигига эга) ҳамда Қуёш дискининг ҳар хил четларидан келувчи ёруғлик тезликларини бевосита ўлчашларда (1956) ёруғлик тезлигининг манба тезлигига бундай боғланиши аниқланмаган. Шу сабабли Ритц гипотезаси рад этилди.

Фитцджеральд ҳамда Лоренц эфирга нисбатан ҳаракатдаги ҳар қандай жисм эфирда тинч турган худди шундай жисмдан қиеқароқ бўлади деган тасаввурни (1883) илгари сурдилар. Агар тинч турган жисмнинг чизиқли ўлчамлари  $l$ , ҳаракатдаги жисмники эса  $l'$  бўлса, у ҳолда Фитцджеральд—Лоренц тасаввурига кўра

$$l' = l\sqrt{1 - \beta^2}, \quad (52.1)$$

бунда

$$\beta = \frac{v}{c}$$

Бу ҳаракатдаги жисм электродинамикаси (ва оптикиси) проблемаларини ҳал қилишга қўйилган биринчи қадам бўлди. Лоренц ўз гипотезасини ривожлантириб, Физо, Майкельсон ва бошқалар тажрибалари натижасида юзага келувчи зиддиятларни ҳал қилиш учун, қўзғалмас координаталар системасидан бу координаталар системасига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлган координаталар системасига ўтишда координаталар алмаштиришнинг янги тенгламаларини киритиш керак деган хулосага келди. Шунга қадар физика Галилей координаталар алмаштиришларидан фойдаланар эди:

$$x' = x - vt, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t, \quad (52.2)$$

бунда  $x, y, z, t$ —биринчи саноқ системасининг координаталари,  $x', y', z', t'$  — иккинчи саноқ системасининг координаталаридир;  $v$  — иккинчи координаталар системасининг биринчисига нисбатан ҳаракат тезлиги (соддалаштириш мақсадида ҳаракат  $x$  ўқи бўйлаб қаралади).

Галилей алмаштиришлари бир-бирига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлган барча саноқ системалари учун Ньютон механикаси қонунларининг инвариантлигини акс эттиради. Галилей алмаштиришларидан бундай барча системаларда вақт бир хилда ўтади ва жисмлар ўз ўлчовларини ўзгармас сақлайди (масалан,  $x$  ўқи бўйлаб қўйилган масштаб учун  $(x_2 - x_1)^2 = (x_2' - x_1')^2$  ихтиёрий Галилей саноқ системасида ўзгаришсиз қолади) деган хулоса келиб чиқади.

Лоренц физикага янги координата алмаштиришлар системасини киритди:

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \\ y' &= y, \\ z' &= z, \\ t' &= \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\} \quad (52.3)$$

(тенгламалар бошланғич саноқ системасига нисбатан  $x$  ўқи бўйлаб  $v$  — ўзгармас тезлик билан ҳаракатланувчи система учун ёзилган).

Лоренц алмаштиришлари ҳар қандай ҳаракатланувчи саноқ системаси учун ўзининг  $t'$  маҳаллий вақтини киритади. Вақтнинг маълум  $t' = \text{const}$  пайти учун (52.3) формуладан тинч ва ҳаракатдаги жисмнинг  $l'$  ва  $l$  узунликлари ўртасида

$$l' = l \sqrt{1 - \beta^2} \quad (52.4)$$

муносабат мавжуд эканлиги келиб чиқади.

Маълум  $x$  нуқта учун қўзғалмас координаталар системасидаги  $\tau = t_2 - t_1$  вақт оралиғи билан қўзғалмас соатга нисбатан ҳаракатда бўлган системадаги  $\tau' = t'_2 - t'_1$  вақт оралиғи ўртасида

$$\tau' = \frac{\tau}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (52.5)$$

муносабат бўлади.

Лоренцнинг бу соҳадаги ишлари Эйнштейн томонидан давом эттирилди. 1905 йилда Эйнштейн махсус нисбийлик назариясининг постулатларини яратди: 1) бир-бирига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлган координаталар системасида барча физикавий ҳодисалар бир хилда ўтади, шунинг учун координаталарнинг бирор «абсолют системаси» ни танлаш мумкин эмас; 2) вакуумда ёруғликнинг тезлиги барча йўналишларда бир хил бўлиб, ёруғлик манбаи ҳамда кузатувчининг ҳаракатига боғлиқ бўлмайди.

Эйнштейннинг биринчи постулати эфирни қандайдир абсолют санақ системаси деб қаровчи эфир назариясига мутлақо мос келмайди. Демак, нисбийлик назарияси классик физикадаги ёруғлик ташувчи эфир тушунчасини мутлақо рад этади.

Нисбийлик назариясининг иккинчи постулати катта тезликларни қўшишга доир ажойиб қоидаларга олиб келади. Агар  $u$  ва  $v$  ҳаракат тезликлари бўлса (ҳар иккаласи  $x$  ўқи бўйлаб йўналган), у ҳолда нисбийлик назариясига кўра йиғинди тезлик қуйидагича ифодаланади:

$$u' = \frac{u+v}{1 + \frac{u \cdot v}{c^2}} \quad (52.7)$$

Ёруғлик тезлигига яқин тезликдаги икки ҳаракатда иштирок этувчи ( $u \approx v \approx c$ ) моддий объект учун  $u'$  йиғинди тезлик ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига тенг экан. Бундан, ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги барча инерциал санақ системаларида мумкин бўлган энг катта тезликдир, деган хулоса келиб чиқади.

Лоренц тенгламалари ҳаракатдаги муҳитлар электродинамикаси ва оптикасига доир барча фактлар тўпламини қарама-қаршиликсиз баён қилишга имкон берди.

## VIII боб

### ЁРУҒЛИКНИНГ НУРЛАНИШИ, ЮТИЛИШИ ВА ДИСПЕРСИЯСИ

#### 53-§. Ёруғлик нурланишининг классик назарияси

Оптикадаги муҳим процесслардан бири ёруғликнинг нурланиш процессидир. Ёруғлик табиатининг электромагнит тўлқинлар ва элементар зарралар оқими—фотонлар сифатидаги икки ёқлама ха-

рактиери ёруғлик нурланишларида намоён бўлади. Ҳақиқатан ҳам, умуман олганда қатор ҳолларда бу ҳодисалар ёруғликнинг электромагнит назарияси асосида жуда яхши тушунтирилади. Айниқса, тўлқин узунликлари атом ва молекула ўлчамларидан миллион марта катта бўлган узун электромагнит тўлқинлардаги ҳодисалар тўғрисида шундай дейиш мумкин. Бу тўлқинлар электромагнит тўлқинлар спектрида узунлиги 0,1 см тартибда тўлган қисқа радиотўлқинлар билан чегараланади ва макроскопик жисмлар томонидан нурланиши мумкин. Уларнинг нурланиш процесси фотонлар ва квантлар ҳақидаги тасаввурлардан фойдаланилмасдан туриб, яъни ёруғликнинг классик электромагнит назарияси асосида яхши тушунтирилади.

Классик назария<sup>1</sup> энергияси нурланувчи фотонлар энергиясига қараганда катта бўлган айрим электронлар ва бошқа зарраларнинг нурланишида, яъни

$$W \gg h\nu \quad (53.1)$$

бўлганда ҳам яхши қўлланилиши мумкин, бунда  $W$  — нурловчи зарра энергияси;  $\nu$  — нурланувчи электромагнит тўлқинларнинг тебранишлар частотаси,  $h$  — Планк доимийси.

(53.1) шартни қўйидагича ифодалаш мумкин: агар нурланувчи система энергияси нурланувчи фотон энергиясидан анча катта бўлса, у ҳолда ёруғлик нурланишининг электромагнит классик назариясини қўллаш мумкин. Агар бундай бўлмаса, классик назарияни нурланишнинг айрим хоссаларининг тафсилоти учун қўллаш мумкин, бироқ нурланишга тегишли барча ҳодисалар тўпламини тушунтириб бўлмайди.

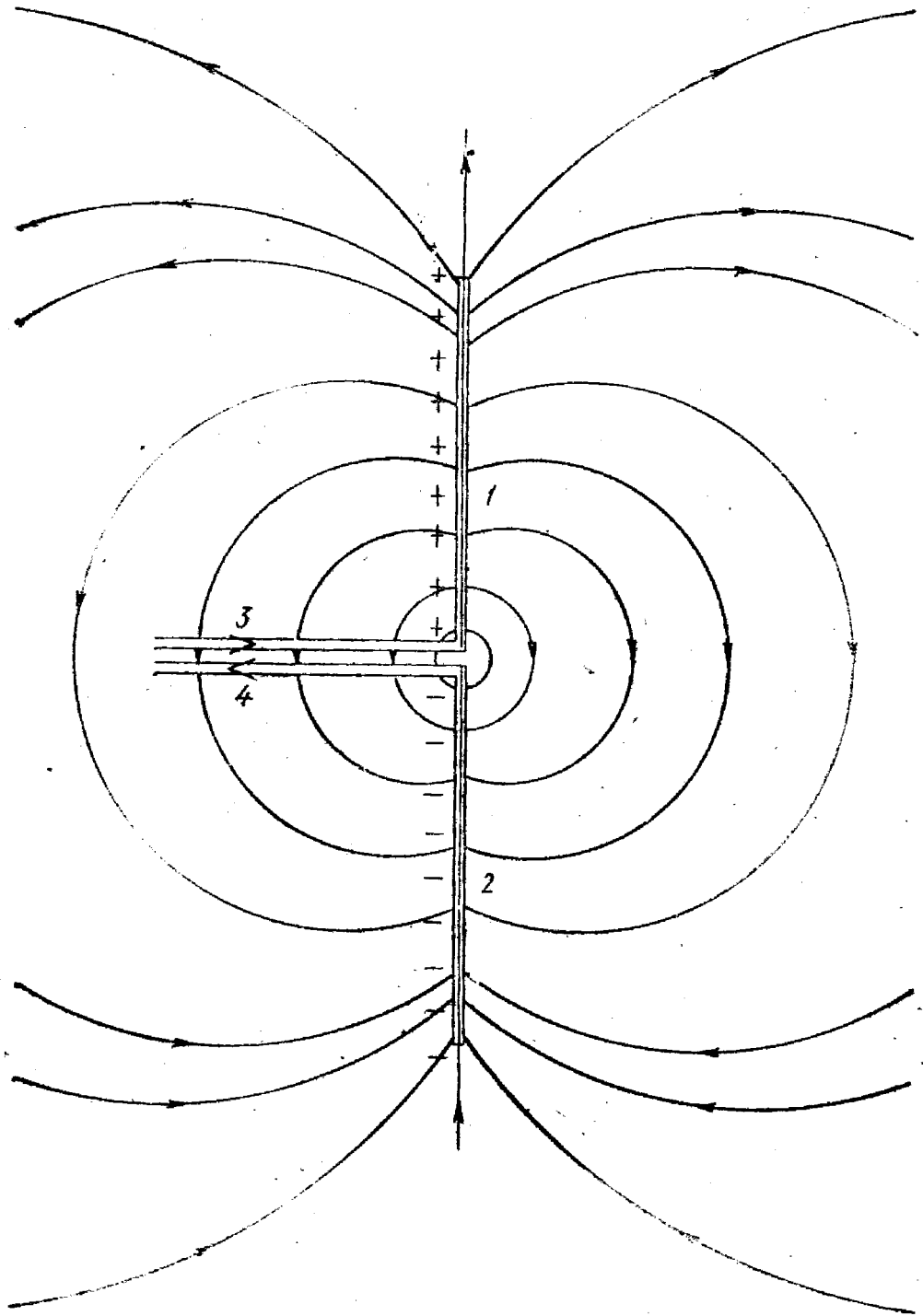
Нурловчи зарралар энергияси нурланувчи квант энергияси  $h\nu$  га яқин бўлса ( $W \approx h\nu$ ), у ҳолда ёруғлик нурланишини квант тасаввурлари асосида тўла баён этиш мумкин.

Баён қилинганлар асосида даставвал тебранишлар частотаси (кўринувчи нур частотасига нисбатан) кичик ва нурланиш квантларининг энергияси кичик бўлган қисқа радиотўлқинлар нурланишини кўрайлик. Бу нурланишнинг хусусиятларини аниқлаб, молекула, атом, электрон ва ҳ. к. элементар нурлатгичларнинг ёруғлик нурланиши ҳақидаги масалага ўтамиз.

Электр ҳақидаги таълимотдан маълумки, фазода электр зарядининг ўзгариши туфайли электр майдони ўзгаргандагина электромагнит тўлқинлар нурланади.

Бўш фазога қисқа радиотўлқинлар нурлаш учун одатда махсус симлар (ёки кабеллар) воситасида юқори частотали электр тебранишлари келтирилган махсус антенна - диполлардан фойдаланилади. 179- расмда жуда юқори частотада навбатма-навбат мусбат ва манфий зарядлар билан алмашилиб турувчи 1 ва 2 тўғри чизиқли симлардан иборат антенна - диполь тасвирланган. Юқори частотали

<sup>1</sup> *Классик назария* терминини квант назария эмас деган маънода тушуниш керак.



179- расм.

электр кучланиши махсус юқори частотали электр тебранишлари генераторидан 3, 4 симлар орқали антенна симларига келтирилади. Антенна 1 ва 2 симларининг умумий узунлиги нурланувчи радиотўлқинлар тўлқин узунлигининг ярмига тенг (ёки каррали) бўлиши керак.

Демак, агар  $L$  — 1 ва 2 симларнинг узунлиги бўлса, нурланувчи тўлқин узунлик  $2L$  га, генераторнинг тебраниш частотаси эса

$$\nu = \frac{c}{2L} \quad (53.2)$$

га тенг бўлиши керак.

Охирги тенгликдан антенна қанча қисқа бўлса, нурланувчи радиотўлқинлар частотаси шунча юқори бўлади деган хулоса келиб чиқади. Агар  $L = 0,5$  см бўлса, частота  $\nu = 3 \cdot 10^{10}$  гц бўлади. Бироқ антенна узунлиги қисқариб боргани сари у нурлаётган қувват пасайиб боради ва генерация қилиш ҳамда антеннага юқори частотали тебранишларни келтириш жуда ҳам қийинлашиб кетади.

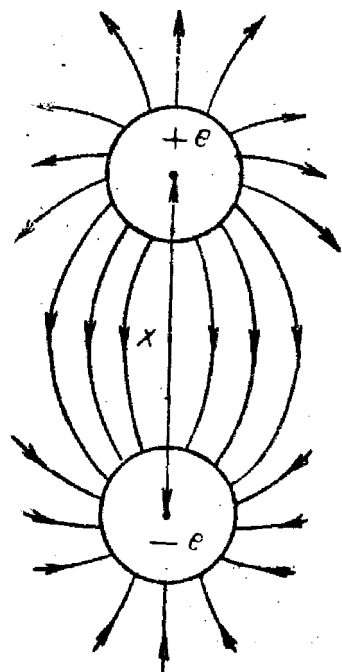
Улуғ рус физиги П. Н. Лебедев узунлиги 4 мм га яқин бўлган электромагнит тўлқинлар ҳосил қилишга муваффақ бўлган. 179-расмда тасвирланган сўнмас электр тебранишлар генераторидан озикланувчи антенна нурлаётган электромагнит тўлқинларидан фарқ қилиб, Лебедев осцилляторида сўнувчи электромагнит тўлқинлари нурланади.

Рус физиги Глаголева — Аркадьева П. Н. Лебедев ишларини ривожлантириб оммавий нурлагич методи билан ўта қисқа электромагнит тўлқинларини генерация қилди, бунда электр осцилляторлар сифатида суяқ диэлектрикда муаллақ турувчи металл қипиқлардан фойдаланилади. Бу осцилляторлар индукция ғалтаги разряди билан уйғотилади. Бу йўл билан 100 мкм дан қисқа бўлган электромагнит тўлқинлар ҳосил қилинди.

Электр диполь фақатгина ундаги зарядлар ўзгарганда эмас, балки заряд катталиклари ўзгармас бўлиб, улар орасидаги масофа ўзгаришида ҳам электромагнит тўлқинлари нурлаши мумкин. Диполь зарядларининг бундай ўзгарувчан ҳаракати уларни ўраб олган  $E$  электр майдонини ҳам ўзгартиради ва демак, атроф фазога электромагнит тўлқинлар нурлашини юзага келтиради. Бундай диполь-осциллятор атрофидаги электр майдонни куч чизиқларининг схемаси 180-расмда келтирилган. Бундай осциллятор зарядларининг орасидаги масофа ўзгарганида унинг атрофида статик майдондан ташқари, фазода ёруғлик тезлиги билан тарқалувчи уюрмали электр ва магнит майдонлари пайдо бўлади, булар электромагнит тўлқинлардир.

Осциллятор ўлчамларини камайтириш йўли билан атом ёки молекула ўлчамларига тенг ўлчамли осцилляторни кўз олдига келтириш мумкин.

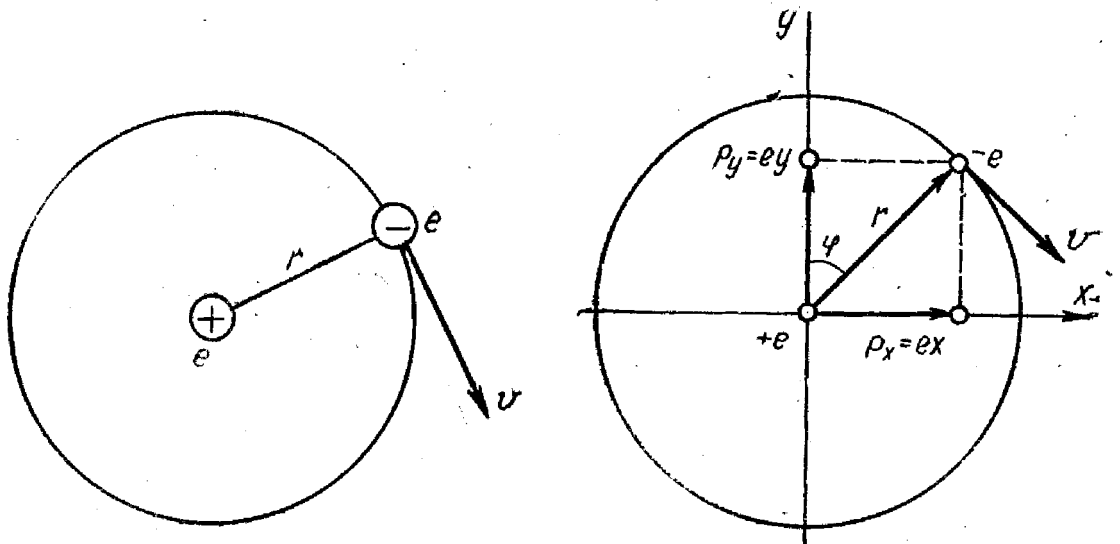
Энг оддий ҳолда бундай осциллятор сифатида турли ишорали элементар электр



180- расм.

зарядлар тўпламини, масалан, водород атоми сингари тўпламини қараш мумкин.

Атом тузилишининг содда моделларидан бирида атом планетар система сифатида қаралади. Атом марказида мусбат зарядланган ядро бўлиб, амалда атомнинг барча массаси унда мужассамлашгандир. Унинг чеккаларида турли орбиталар бўйлаб массаси водород атоми массасидан 1836 марта кичик, манфий зарядланган электронлар ҳаракатланади. 181- расмда бир электронли атом (водород атоми)



181- расм.

182- расм.

нинг схемаси тасвирланган: манфий электрон доиравий (ёки эллиптик) орбита бўйлаб мусбат ядро (протон) атрофида ҳаракатланади. Агар орбита доиравий деб ҳисобланса, у ҳолда бундай орбита бўйлаб ҳаракатни ўзаро перпендикуляр  $x$  ва  $y$  ўқлар бўйича (182- расм) икки гармоник тебранишларга эквивалент дейиш мумкин:

$$\left. \begin{aligned} x &= r \sin \varphi, \\ y &= r \cos \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (53.3)$$

бунда  $x$  ва  $y$  — электрон координаталарининг оний қийматларидир;  $r$  — электрон орбитасининг радиуси;  $\varphi$  — фаза бурчаги бўлиб, у электроннинг ядро атрофида айланиш сони орқали шундай ифодаланadi:

$$\varphi = 2\pi\nu t, \quad (53.4)$$

бунда  $\nu$  — 1 сек даги айланишлар сони;  $t$  — вақт.

(53.4) формуладан  $\varphi$  нинг қийматини (53.3) га қўямиз:

$$\left. \begin{aligned} x &= r \sin 2\pi\nu t, \\ y &= r \cos 2\pi\nu t. \end{aligned} \right\} \quad (53.5)$$



$x$  ва  $y$  ни ҳаракатланувчи заряд катталигига кўпайтириб, атомнинг  $x$  ва  $y$  ўқлар бўйлаб ўзгарувчан дипол моментлари қийматларини, яъни  $p_x$  ва  $p_y$  ни топамиз:

$$\left. \begin{aligned} p_x &= ex = er \sin 2\pi \nu t, \\ p_y &= ey = er \cos 2\pi \nu t \end{aligned} \right\} \quad (53.6)$$

Охирги ифодадан шу нарса кўриниб турибдики, электроннинг ядро атрофидаги доиравий ҳаракати икки ўзгарувчан электр осцилляторнинг икки ўзаро перпендикуляр йўналишларда бир хил амплитуда ва  $\pi/2$  фаза силжиши билан тебранишига эквивалентдир. Атом электр осцилляторларининг тез тебранишлари атроф фазода ёруғлик тезлиги билан тарқалувчи ўзгарувчан электромагнит майдонини, яъни ёруғлик нурланишларини юзага келтиради. Юқорида айтиб ўтилганидек, электроннинг доиравий ҳаракати икки электр осцилляторининг ўзаро перпендикуляр йўналишларда тебранишларига эквивалент, бинобарин, атом тебранишлар частотаси электронларнинг орбита бўйлаб айланиш частотасига тенг бўлган иккита чизиқлиқутбланган ёруғлик тўлқинини нурлайди.

Нурланишнинг умумий назариясидан ҳаракатланувчи  $e$  заряднинг электромагнит нурланиш қуввати:

$$P = \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{r}^2 \quad (53.7)$$

формула билан аниқланади. Бунда  $r$  — электрон траекториясининг радиус-вектори. Биз кўраётган ҳолда  $r$  ўрнига унинг (53.5) формула билан бериладиган  $x$  ва  $y$  ўқлар бўйлаб проекцияларини олиш мумкин. У ҳолда  $P$  нинг  $x$  ва  $y$  ўқлар бўйлаб компоненталари учун:

$$\left. \begin{aligned} P_x &= \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \omega^4 r^2 \sin^2 \omega t, \\ P_y &= \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \omega^4 r^2 \cos^2 \omega t, \end{aligned} \right\} \quad (53.8)$$

қийматларни ҳосил қиламиз; бунда

$$\omega = 2\pi\nu$$

$er = p_0$  кўпайтма  $p_x$  ва  $p_y$  диполь моментларининг тебранишлар амплитудасидир, шунинг учун нурланишнинг  $P = P_x + P_y$  тўлиқ қуввати учун

$$P = \frac{2}{3} \frac{p_0^2 \omega^4}{c^3} \quad (53.9)$$

ифодани оламиз. Биз кўриб ўтган қоидаларнинг энг муҳим натижаси шуки, атомнинг нурланиш қуввати (интенсивлиги) атомлардаги электронлар тебраниш частотасининг тўртинчи даражасига пропор-

ционал ва атом диполь моменти тебранишлари амплитудасининг квадратига пропорционал. Агар диполь моментининг тебранишлари сўнмас тебранишлар деб олинса, (53.9) формула ўринли бўлади. Бироқ кўп ҳолларда тебранишларни сўнмас деб бўлмайди, чунки нурланиш натижасида атомни  $W$  уйғотиш энергияси:

$$W = W_0 e^{-\gamma t} \quad (53.10)$$

қонун бўйича аста-секин сўниб боради, бунда  $W_0$  — катталик атомнинг  $t = 0$  пайтдаги уйғониш энергияси;  $\gamma$  — сўниш коэффициенти.

Маълумки, нурланиш қуввати:

$$P = -\frac{dW}{dt}, \quad (53.11)$$

ўрнига қўйсак:

$$P = \gamma W_0 e^{-\gamma t}. \quad (53.12)$$

$t = 0$  пайт учун (53.12) ва (53.9) ларни солиштириб, шундай ифодани келтириб чиқарамиз:

$$\gamma W_0 = \frac{2}{3} \frac{p_0^2 \omega^4}{c^3}. \quad (53.13)$$

Демак, сўнишни ҳисобга олганда

$$P = \frac{2}{3} \frac{p_0^2 \omega^4}{c^3} e^{-\gamma t}. \quad (53.14)$$

Атомдаги электроннинг тебранишлар энергиясининг ташкил этувчилари:

$$W_{ox} = W_{oy} = \frac{m\omega^2 r^2}{2} = \frac{m\omega^2 r^2 e^2}{2e^2} = \frac{m\omega^2 p_0^2}{2e^2}$$

кўринишда ифодаланиши мумкин.

Электрон тебранишларининг тўлиқ энергияси:

$$W_0 = W_{ox} + W_{oy} = \frac{m\omega^2 p_0^2}{e^2} \quad (53.15)$$

га тенг бўлади.

(53.15) ва (53.13) ларни солиштириб:

$$\gamma = \frac{2}{3} \frac{e^2 \omega^2}{mc^3} \quad (53.16)$$

ни ҳосил қиламиз.

(53.16) формуладан атомлардаги электронлар тебранишларининг сўниш коэффициенти тебраниш частотаси ортиши билан жуда тез ортиб боради, деган хулоса келиб чиқади. Сўниш туфайли орбита

радиуси ўзгармаслигича қолмайди, аксинча, орбита  $r = r_0 e^{-\frac{\gamma t}{2}}$  қонунига мувофиқ қисқариб боради ва шундай радиусли сўнувчи спиралга айланади.

Электромагнит тўлқинларнинг макроскопик нурлатгич хоссалари ҳақидаги тасаввурларни атом нурлатгичлар ҳақидаги тасаввурларга ўтказганда ёруғликнинг электромагнит назариясидан келиб чиқадиган бевосита натижалар ана шундан иборат.

#### 54-§. Ёруғлик нурланишининг квант назарияси

Сийраклаштирилган газларда атомлар амалда ўзаро таъсирлашмайдилар. Шунинг учун бундай газ ва буғларнинг нурланишини эркин атомларнинг нурланиши деб, ҳосил бўлган спектрларни эса атом спектрлари деб қараш мумкин.

Атомларни уйғотиш методлари ва сўнгра уларнинг ёруғлик нурланишларини, шунингдек, уйғонган атомлар ва улар чиқарган ёруғлигининг асосий хоссаларини кўриб чиқамиз.

Атомлар газларни қиздириш йўли билан, хусусан, газ алангаси билан уйғотилиши мумкин. Бироқ буғ ва газлар нурланишини уйғотишнинг энг самарали методлари — электр методлари, яъни газлардаги электр разрядларидир. Газлардаги электр разрядларига электр ёй разряди (электр ёйи), электр учқун разряди, паст босимли газ-разряд найларидаги электр разрядлари, сийраклаштирилган газлардаги электронлар дастаси ва бошқалар кирди.

Температураси  $2000^\circ \text{K}$  қийматга етадиган газ горелка алангасида уйғотилганда энг осон уйғонадиган элемент атомларигина нурлаши мумкин. Бундай элементлар қаторига ишқорий ( $\text{Li}$ ;  $\text{Na}$ ;  $\text{K}$ ;  $\text{Rb}$ ;  $\text{Cs}$ ) ишқорий-ер ( $\text{Be}$ ,  $\text{Mg}$ ,  $\text{Ca}$ ,  $\text{Ba}$ ,  $\text{Sr}$ ) ва баъзи бошқа элементлар кирди. Ҳақиқатан ҳам, атомларнинг уйғониш энергиясини уларнинг иссиқлик ҳаракати энергияси билан солиштириб кўрайлик. Кўринувчи спектрнинг ўрта қисми соҳасидаги спектраль чизиқларни уйғотиш учун 2 эв га яқин бўлган  $W$  энергия керак бўлади. Бу

$$W = h\nu$$

тенгламадан келиб чиқади, бунда тўлқин узунлиги  $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$  нурлар учун частота  $\nu = 5 \cdot 10^{14} \text{ гц}$  га тенг. Планк доимийси  $h = 6,62 \cdot 10^{-27} \text{ эрг.сек}$ , шунинг учун  $W = 3,3 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$ . Электрон-вольтларда ифодалаганда энергия  $2,07 \text{ эв}$  га тенг. Ҳолбуки, атомлар иссиқлик ҳаракатининг ҳар бир эркинлик даражасига тўғри келган ўртача  $\bar{W}$  кинетик энергияси

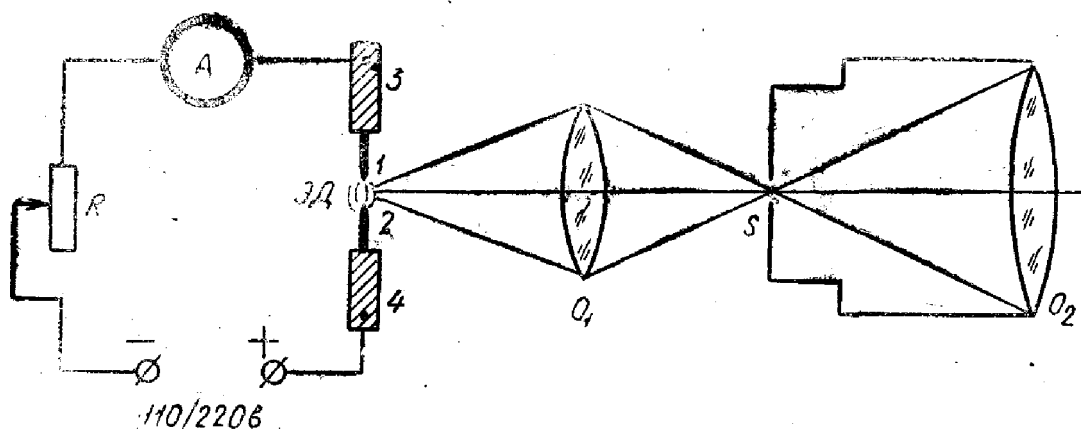
$$\bar{W} = \frac{kT}{2}, \quad (54.1)$$

бунда  $k$ —Больцман доимийси;  $T$ —абсолют температура. (54.1) дан кўринадики,  $T = 2000^\circ \text{K}$  учун  $\bar{W} = 0,274 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$ , яъни спектрнинг  $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$  соҳасидаги уйғониш энергиясидан 12 марта кичик.

Бироқ, шунга қарамасдан, алангада натрийнинг ўртача тўлқин узунлиги  $\lambda = 5893 \text{ \AA}$  га тенг бўлган сариқ чизиқларининг анча интенсив уйғониши бор эканлиги маълум. Алангада бундай нурланишни уйғотувчи катта энергияли зарралар қаердан пайдо бўлади,

деган савол туғилади. Агар газларда тезликларнинг максвеллча тақсимоти туфайли ўртача кинетик энергияси (54.1) ифодадаги қийматидан кўп марта катта бўлган маълум миқдорда атомлар мавжуд эканлиги эсга олинса, саволнинг жавоби ўз-ўзидан маълум. Масалан,  $2000^{\circ}\text{K}$  температурада атомлар умумий сонининг  $10^{-3}\%$  га яқин қисми  $2\varepsilon$  энергияга эга бўлади. Шу атомлар спектрнинг кўзга кўринадиган соҳасидаги нурланишни юзага келтиради. Бироқ келтирилган рақамлар аланга билан уйғотиш методининг, айниқса қийин уйғонувчи моддалар учун самарасиз эканлигини кўрсатади. Шунинг учун ҳам уйғотишнинг электр методлари кенг тарқалгандир.

183- расмда электр ёй ёрдамида олинган спектрни уйғотиш ва уни кузатиш схемаси келтирилган. 1 ва 2 кўмир электродлар 3 ва 4



183- расм.

тутқичларга маҳкамланган бўлиб, унга ўзгармас ток манбаидан реостат ва амперметр орқали электр кучланиши (110 ёки 220 в) берилади. Ток кучи одатда 2—20 а оралиғида ўзгариб туради. Ўрганилаётган кукунсимон модда ток манбаининг мусбат қутбига уланган кўмир электродда ўйилган кратерга жойлаштирилади. Электр ёй ёнганда мусбат электрод кратеридаги модда буғланади ва ёй разряд оралиғига ўтади, бу оралиқда буғланган модда атомлари интенсив равишда уйғониши юз беради. Электр ёй оралиғидаги разряд температураси  $T = 7000^{\circ}\text{K}$  га етиши мумкин. Кўпинча ўрганилаётган модданинг ўзи электрод бўлиб хизмат қилиши мумкин. Ёйнинг разряд оралиғи чиқараётган ёруғлик  $O_1$  конденсор линза ёрдамида спектраль аппаратнинг  $S$  тирқишида тўпланади ва унинг ёрдамида шу модданинг спектри ўрганилади.

Ёй разрядида барча атомлар спектрини ўрганиш мумкин.

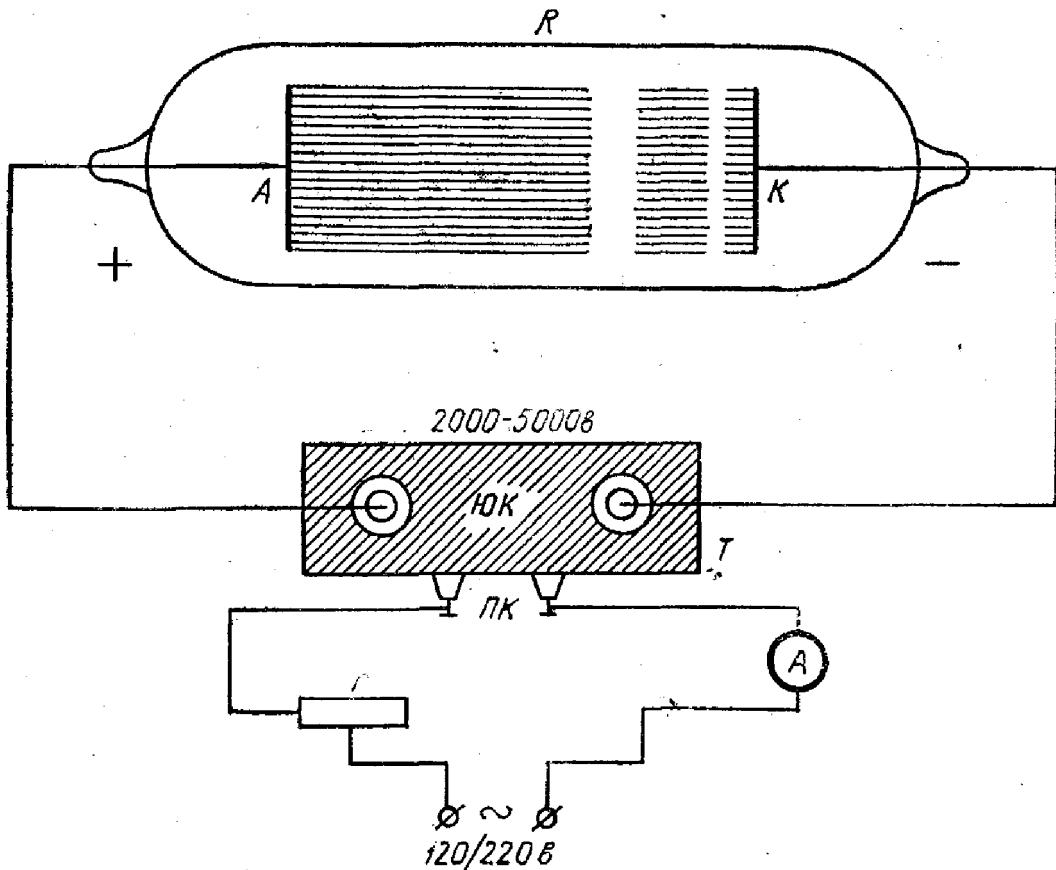
Қатор ҳолларда 1 ва 2 электродларга юқори кучланишли ўзгарувчан ток манбаидан энергия берилади. Бунда 1—2 оралиқда шу электродлар буғининг атом спектрини интенсив уйғотувчи даврий ўчқун разряд содир бўлади.

Ёй разрядда, ва айниқса, учқун разрядда уйғотувчи зарралар, айниқса, электронлар энергияси разрядда ўнларча электрон вольт-

га эришади, бунинг натижасида маълум бўлган барча атомларнинг спектри уйғониши мумкин.

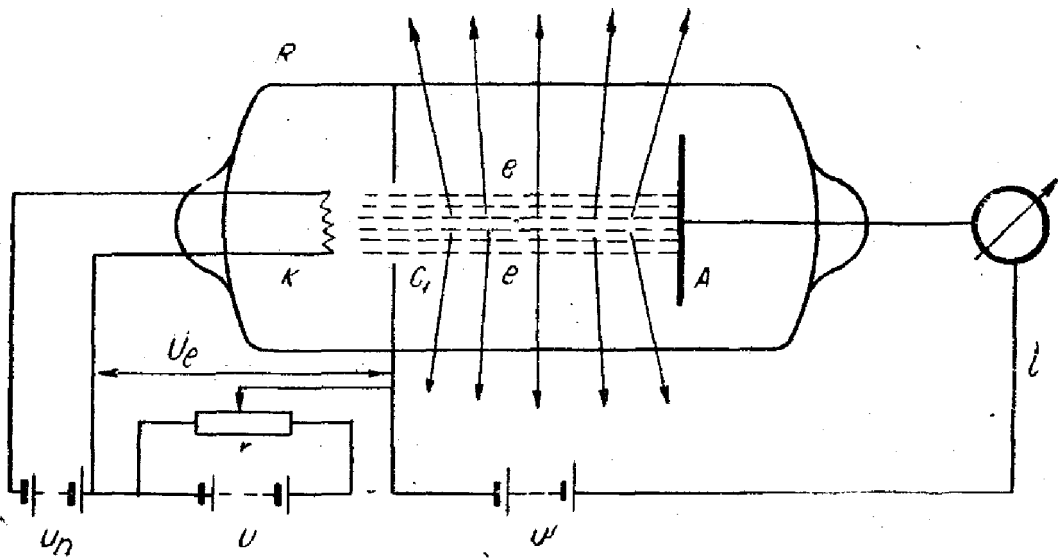
Газларнинг нурланишини уйғотиш учун кўпинча анча паст (бир неча миллиметрдан ўнлаб миллиметр симоб устунигача) босимдаги ўрганилаётган газ билан тўлдирилган кавшарланган газ-разрядли найчалар қўлланилади. Бундай разряд найчасининг схематик тасвири ва уни электр билан таъминлаш схемаси 184- расмда берилган. *R* шиша найчага *A* ва *K* металл электродлар кавшарланган бўлиб, унга *T* кучайтирувчи трансформаторнинг Ю. К. юқори кучланишли чулғамидан бир неча минг вольт кучланиш келтирилади. Трансформатор 120/220 в ли ўзгарувчан ток тармоғига реостат ва *A* амперметр орқали уланади. Бирламчи кучланиш *T* трансформаторнинг бирламчи чулғами клеммаларига берилади. *R* найчадаги газ вакуум насослари ёрдамида сўриб олинади, сўнгра ўрганилаётган газ билан тўлдирилиб, вакуум қурилмасидан кавшарлаб ажратилади.

*A* — *K* электродларда кучланиш маълум қийматга — ёқиш потенциалига етганида найда газ разряди чақнайди, натижада най орқали электр токи ўта бошлайди. Найдан ўтувчи ток кучи қанча катта бўлса, ундаги газ шунча интенсив нурланади. Найдан нурланиш тақсимоти ўзига хос характерда бўлади. Агар берилган вақтда *A* электрод—анод, *K* — катод бўлса, у ҳолда нурланиш 184- расмда кўрсатилгандек тақсимланади (штрихланган қисми ёруғланади).



184- расм.

Нурланувчи ёруғлик



185- расм.

Электродларнинг қутблари алмаштирилса, ёруғланувчи соҳалар ҳам ўз ўрнини ўзгартиради. Нурланиш спектри асосан  $R$  найчани тўлдирган газнинг спектрал чизиқларидан ташкил топади. Бундай найчалар илмий тадқиқотларда, шунингдек, реклама ёритишларида кенг қўлланилади.

Атомларнинг уйғониш механизмини батафсил текшириш учун электрон зарба методи энг қулай метод ҳисобланади. Электрон зарба методи билан бўладиган тажриба схемаси 185- расмда берилган.

$R$  шиша найчага  $K, C_1, A$  электродлар кавшарланган.  $K$  электрод чўғланиш толасидан иборат бўлиб, у  $U_n$  кучланишли чўғлантириш батареяси токи билан қиздирилади. Тола қаттиқ қизиганда ундан учиб чиққан электронлар  $K - C_1$  электродларга қўйилган  $U_e$  потенциаллар фарқи таъсирида тезлашади.  $R$  найча ичига ўрганилаётган модда буглари ёки газ тўлдирилган бўлади. Электр майдони билан тезлаштирилган ( $e, e$ ) электронлар газ (буғ) атомлари билан тўқнашади. Тажрибанинг кўрсатишича, тезланаётган электронлар энергияси маълум  $W_1, W_2, W_3 \dots, W_n, \dots$  дискрет қийматларга эргашгандагина, атомларнинг нурланиши содир бўлади, бунда электронлар энергияси орта борган сари янгидан-янги спектрал чизиқлар пайдо бўла боради.  $A$  электрод газ атомлари билан тўқнашган электронларни йўқотиш (олиб кетиш) учун хизмат қилади.

Биринчи бўлиб Франк ва Герц томонидан бошланган батафсил тадқиқотлар, янги спектрал чизиқнинг ҳосил бўлиши электронларнинг

$$W_n = h\nu_n \quad (54.2)$$

муносабатни қаноатлантирувчи  $W_n$  энергияга эришувига мос келишини кўрсатди, бунда  $\nu_n$  янги спектрал чизиқни характерловчи тебраниш частотаси.

Агар бу ҳол учун тезлатувчи потенциаллар фарқи  $U_e = U_n$  бўлса, у ҳолда

$$W_n = eU_n \quad (54.3)$$

бўлади. Демак,  $h\nu_n = eU_n$  деб ёзиш мумкин, агар  $\nu_n$  ни  $\lambda_n = \frac{c}{\nu_n}$  орқали алмаштирсак,

$$\lambda_n = \frac{12405}{U_n} \quad (54.4)$$

эканлиги келиб чиқади, бунда  $\nu_n$  — ангстремларда,  $U_n$  — вольтларда ифодаланган.

Бу тажрибалар натижаларидан қуйидаги хулосалар келиб чиқади:

а) атомлар бирор спектрал чизиқларга мос келувчи нурланиши (ёруғлик чиқариши) учун уларга аниқ қийматлардаги энергия бериш керак бўлади. Энергиянинг бундай қийматлари дискрет қаторлар ҳосил қилади. Демак, атомлар энергияни фақат дискрет порциялар, энергия квантлари тарзида қабул қилиши (шунингдек, бериши) мумкин;

б) атомнинг турли энергияларига электронларнинг турли орбиталари мувофиқ келади, бинобарин, электронлар атомларда фақатгина дискрет қийматга эга бўлган радиусли маълум стационар орбиталар бўйлаб ҳаракатланиши мумкин. Электронлар энергияларининг стационар орбиталардаги  $W_1, W_2, \dots, W_n, \dots$  қийматлари атом энергиясининг сатҳлари номини олган. Бу қоидаларни даниялик олим Бор қуйидагича ифодалади:

1) атом  $W_1, W_2, \dots, W_n, \dots$ , энергияли аниқ барқарор ҳолатларга эга бўлиб, бу ҳолатларда у ёруғлик нурламайди;

2) атом ( $W_n$ ) катта энергияли бирор барқарор ҳолатдан ( $W_{n'}$ ) кичик энергияли бошқа барқарор ҳолатга ўтганда частотаси

$$\nu_{nn'} = \frac{W_n - W_{n'}}{h} \quad (54.5)$$

шарт билан аниқланувчи (абсолют қиймати жиҳатдан) монохроматик ёруғлик нурлайди.

Бунда

$$\Delta W = W_n - W_{n'} = h\nu_{nn'} \quad (54.6)$$

катталиқ энергия кванти деб аталади.

Агар ўтиш аксинча йўналишда рўй берса, у ҳолда ёруғликнинг ютилиши рўй беради.

Шундай қилиб, бундай қарашларга (концепцияга) мувофиқ, атомларнинг ёруғлик нурлаши ёки ютиши уларнинг бир энергетик сатҳдан бошқасига оний ўтиш йўли билан дискрет актлар тарзида рўй беради.

Демак, атомнинг ҳар бир энергетик сатҳига электроннинг маълум бир орбитада бўлиши мос келади, шунинг учун электроннинг

бир стационар орбитадан бошқасига сакраб ўтишида ёруғлик нурланиши ва ютилиши рўй беради.

Электроннинг бундай сакраб ўтишида атом

$$\Delta W = h\nu_{nn'} \quad (54.7)$$

энергияли ва

$$m = \frac{h\nu_{nn'}}{c^2} \quad (54.8)$$

массали фотон чиқаради.

Шу билан бирга, биринчи бўлимда айтиб ўтилганидек, фотон ўзи билан:

$$\begin{aligned} |\vec{p}_\phi| &= \frac{h\nu}{c}, \\ |\vec{l}| &= \frac{h}{2\pi} \end{aligned} \quad (54.9)$$

импульс ва ҳаракат миқдори моментини олиб кетади.

Бу қоидаларда ёруғлик нурланиши квант назариясининг моҳияти ифодаланган. Олдинги параграфда баён этилган классик тасавурларга қарама-қарши ўлароқ, бу ерда нурланиш процесси узлуксиз равишда электромагнит тўлқинларнинг чиқарилиши ва демак, энергиянинг узлуксиз нурланиши сифатида эмас, балки ёруғлик зарраларининг сакрашсимон узлукли чиқиш процесси деб тушунилади, бу ёруғлик зарралари — фотонларнинг массаси, энергияси, импульси ва импульс моментлари (54.7), (54.8) ва (54.9) формулалардан аниқланади.

### 55-§. Атом ва молекулаларнинг нурланиш спектрлари

Водород, бир марта ионланган гелий, ишқорий элементлар каби энг оддий элементлар атомларининг нурланиш спектрларини экспериментал ва сўнгра назарий жиҳатдан ўрганиш стационар орбиталар энергияларининг қийматлари

$$W_n = - \frac{(Z-a)^2 \cdot W_1}{n^2} \quad (55.1)$$

формула билан ифодаланиши мўмкинлигини кўрсатди, бунда  $n = 1, 2, 3 \dots$  мазкур орбитанинг бош квант сони,  $Z$  — атом ядросининг заряди,  $u$   $e$  электрон заряди бирликларида ифодаланган;  $a$  — ўзгармас сон (экранлаш доимийси);  $W_1$  — уйғонмаган водород атомидаги электрон энергиясининг абсолют қиймати. Бу энергиянинг ифодаси

$$W_1 = Rhc, \quad (55.2)$$

бунда  $R$  — Ридберг доимийси, унинг сон қиймати



$R = 109677,53 \text{ см}^{-1}$  га тенг;  $h$  — Планк доимийси;  $c$  — ёруклик тезлиги. (55.1 формуланинг батафсил тавсифи XIII бобда берилади.)

Водород атоми учун  $a = 0$ ,  $z = 1$ , демак,

$$W_n = -\frac{Rhc}{n^2}. \quad (55.3)$$

(55.3) ва (54.5) формудаларнинг комбинацияси, водород атоми спектрал чизиқлари частотасини назарий аниқлашга имкон беради. Ҳақиқатан ҳам, бу формулалардан

$$\nu_{nn'} = Rc \left( \frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (55.4)$$

экани келиб чиқади.

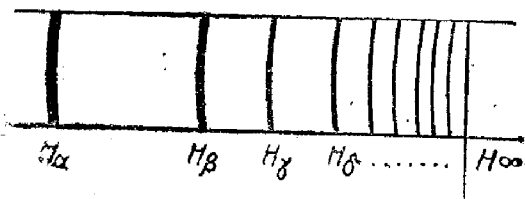
Топилган формула (нозик структура назарда тутилмаганда) водороднинг ва бор-йўғи биттагина электрони бўлиб, қолганлари ажратиб олинган барча ионларнинг спектр тузилишини ниҳоятда аниқ ифодалайди. Ионлар учун (55.4) ифодани фақат  $Z^2$  га кўпайтириш керак холос.

(55.4) формуладан атомларнинг спектрлари сериал структурага эга эканлиги келиб чиқади. Агар (55.4) формулада  $n$  ва  $n'$  квант сонларига қиймат берилса, у ҳолда водороднинг қуйидаги спектрал серияларини ҳосил қилиш мумкин:

- 1)  $n' = 1$ ,  $n = 2, 3, 4 \dots$  — Лайман серияси;
- 2)  $n' = 2$ ,  $n = 3, 4, 5 \dots$  — Бальмер серияси;
- 3)  $n' = 3$ ,  $n = 4, 5, 6 \dots$  — Ритц — Пашен серияси;
- 4)  $n' = 4$ ,  $n = 5, 6, 7 \dots$  — Брэкет серияси ва ҳ. к.

Сериаларнинг номлари шу спектрал чизиқлар серияларини тажрибада топган олимларнинг номига қўйилган.

186- расмда Бальмер серияси спектрал чизиқларининг тасвири келтирилган. Расмдан  $n = \infty$  қийматга мувофиқ келувчи бирор  $H_\infty$  чегарада спектрнинг тобора қуюқлашиб бориши кўриниб турибди. Бу чегара Бальмер сериясининг

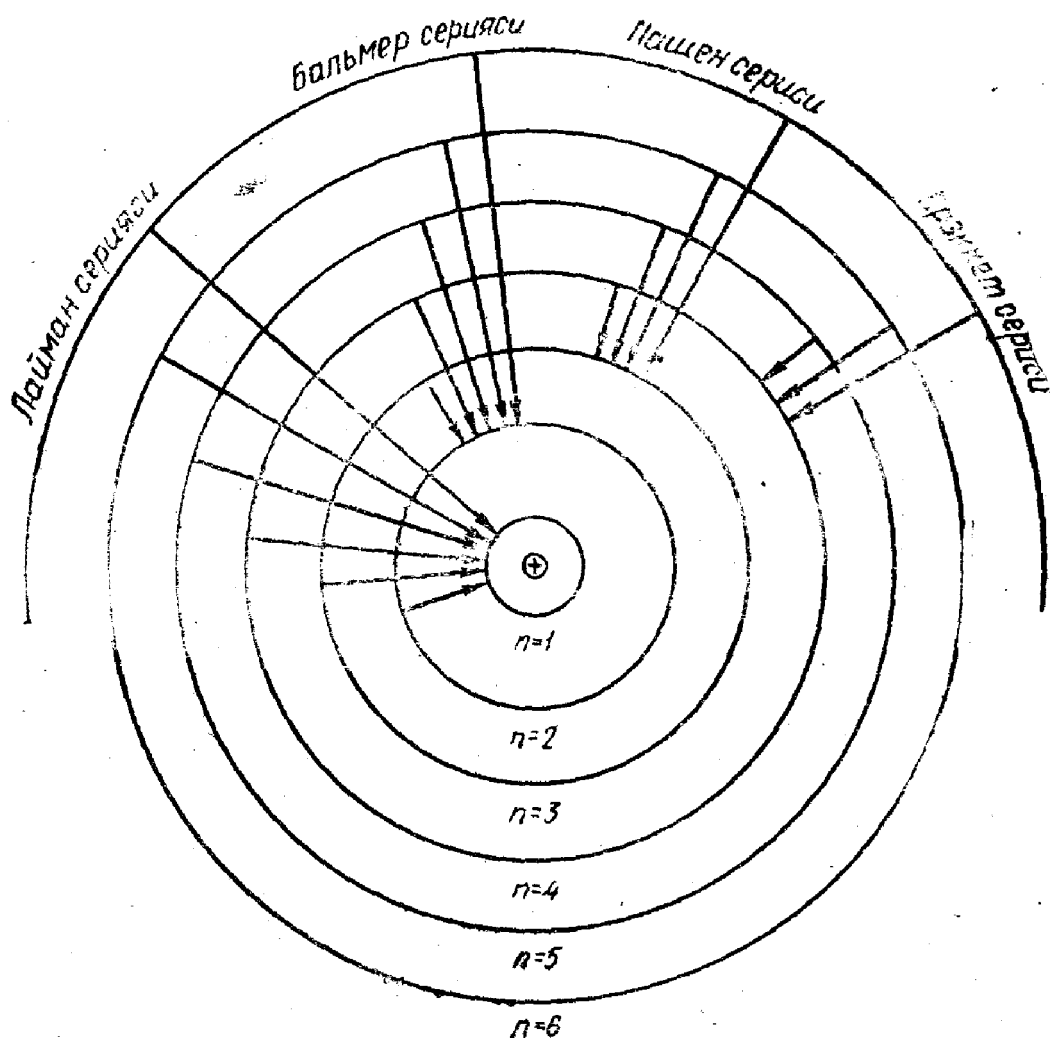


186- расм.

чегарасини билдиради, унинг частотаси  $\frac{Rc}{4}$  қийматдан аниқланади.

$H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  ва ҳ. к. символлар Бальмер сериясидаги водород чизиқларининг белгилари ҳисобланади. Бальмер сериясининг бош чизиғи ( $H_\alpha$ )  $\lambda = 6563 \text{ \AA}$  тўлқин узунликка мувофиқ келади. Демак, у кўзга кўринувчи спектрнинг қизил қисмида ётади.

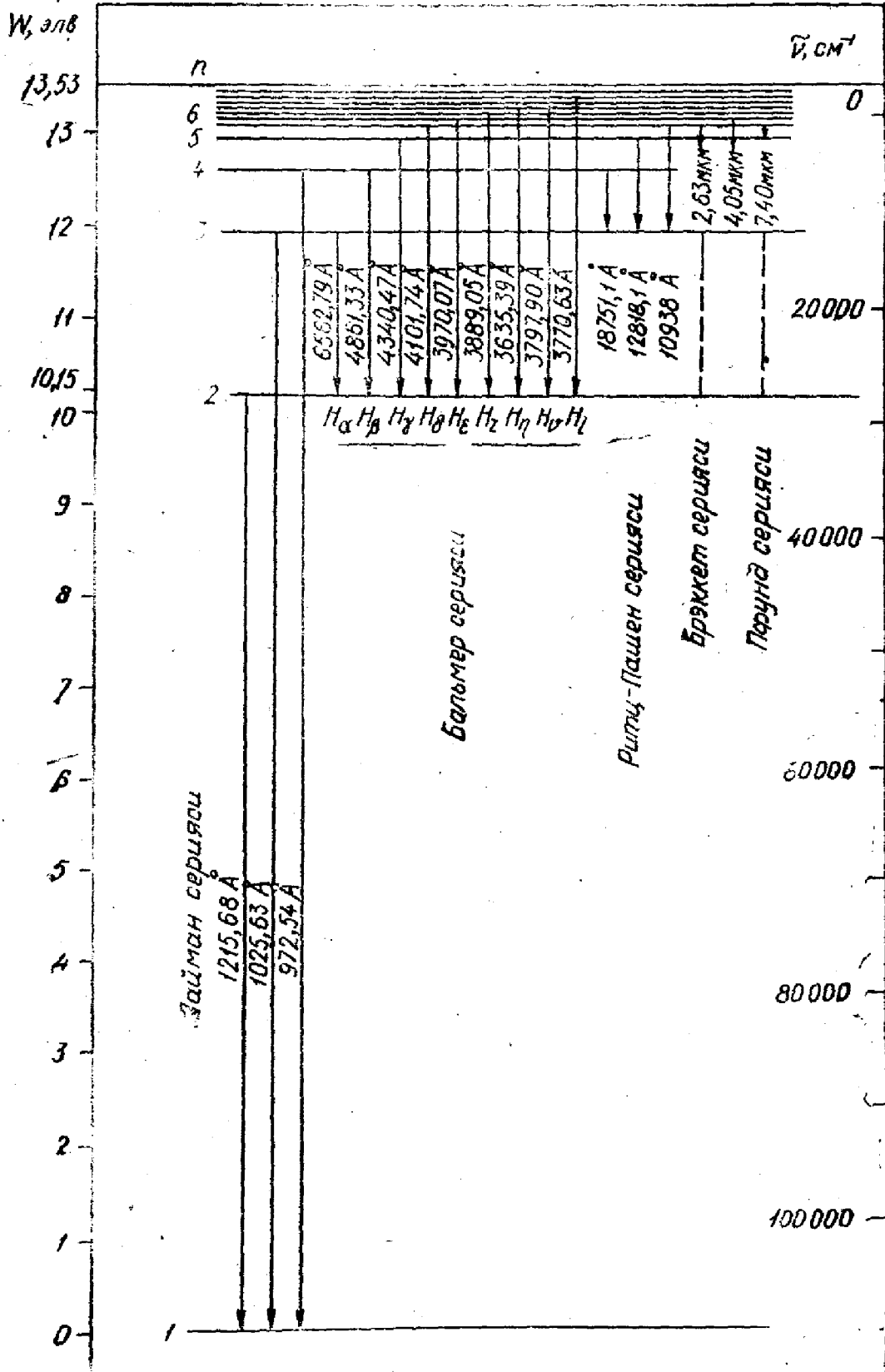
Атомларнинг энергия сатҳлари системасини график тасвирлаш мумкин.



187- расм.

187- расмда водород атомидаги электронларнинг стационар орбиталари ва бу орбиталар орасидаги ўтишлар, яъни тегишли сериялардаги спектрал чизиқларни юзага келтирувчи ўтишлар схематик тасвирланган. Ўтишлар орбиталараро ўтказилган стрелкалар билан тасвирланган.  $n = 1, n = 2, \dots$  ҳ. к. сонлар тегишли орбиталарнинг бош квант сонларини ифодалайди.

Орбиталар ўрнида символик ҳолда энергия сатҳларини тасвирловчи диаграммалар кенг тарқалган; бу диаграммаларда нурланиш ва ютилиш содир бўлган ўтишлар ҳам сатҳлараро стрелкалар кўринишида чизилади. 188- расмда водород атоми энергия сатҳининг шундай схемаси келтирилган. Энергия сатҳлари горизонтал чизиқлар билан тасвирланиб, унинг ёнига ушбу сатҳларни характерловчи  $n = 1, 2, 3, \dots$  бош квант сонларининг қийматлари қўйилган. Энергия шкаласи электрон-вольтларда ифодаланган. Ёруғликнинг нурланишига олиб келувчи ўтишлар 188- расмда сатҳлар орасидаги вертикал чизиқлар билан белгиланган.



188- расм.

Бу ерда ривожлантирилган назария турли химиявий элементларнинг атом спектрларидаги спектрал чизиқларнинг жойланишига оид кўп сонли экспериментларда топилган қонуниятларни яхши тушунтириб беради. Назариянинг кейинги такомиллашуви атом спектрларининг мураккаб ёки нозик деб аталган структурасини ва мос ҳолда энергия сатҳларининг нозик структурасини тушунтиришга имкон берди.

Атомлар энергия сатҳларининг нозик структураси атомдаги электронларнинг ўзаро таъсири билан тушунтирилади. Бундай ўзаро таъсирларнинг сабаби электронларнинг орбитал магнит моментлари ва хусусий (спин) магнит моментлари мавжудлиги билан асосланади. Электронларнинг ўзаро таъсири туфайли кўп электронли атомларда энергия сатҳлари системаси водородсимон атомларнинг юқорида баён этилган сатҳлар системасига қараганда бир мунча мураккаб эканлиги аниқланди. Атомнинг электрон қобиғидаги электронларнинг сони қанча кўп бўлса, система шунча мураккаб бўлади. Темир, вольфрам, нодир-ер металлари, уран ва бошқа элементларнинг спектрларида жуда кўп сонли чизиқлар бўлади.

Молекулаларнинг спектрларини қарашга ўтишдан аввал атом ядро заряди ва атомдаги электронлар сонининг ортиши билан атомлар спектрлари структурасининг қанчалик мураккаблашиб боришини қараб чиқиш мақсадга мувофиқдир.

Водород атоми учун атомнинг барқарор ҳолатлари энергияси

$$W_n = - \frac{Rhc}{n^2}$$

ифода билан аниқланади, бунда  $R$  — Ридберг доимийси;  $n$  — квант сони (аниқроғи, бош квант сони). Шундай қилиб, атом энергияси  $n$  соннинг дискрет қатори функцияси ҳисобланади. Атомда бир эмас, бир неча электрон бўлган ҳолда унинг энергияси барча алоҳида электронларнинг ҳолатига ва уларнинг ўзаро таъсирига боғлиқ бўлади. Атомнинг барқарор ҳолатлари энергияси бу ҳолда алоҳида электронларнинг  $n_1, n_2, \dots, n_i, \dots$  бош квант сонларига боғлиқ бўлади. Бундан ташқари, барқарор ҳолатлар энергияси бир қатор бошқа квант сонларига<sup>1</sup>: а) ҳар бир электроннинг орбитадаги ҳаракат миқдори моментини характерловчи  $l_1, l_2, \dots, l_i, \dots$  орбитал квант сонлари; б) ташқи қобиғидаги электронларнинг барча орбитал моментлари йиғиндисининг квант сони  $L$ ; в) барча электронлар ҳаракат миқдорининг тўлиқ орбитал momenti  $\vec{L}$  ва тўлиқ спин momenti  $\vec{S}$  йиғиндисидан иборат бўлган тўла ҳаракат миқдори моментининг  $J$  квант сони; г) электрон қобиғининг магнит momenti билан ташқи магнит майдоннинг ўзаро таъсирини характерловчи  $m$  магнит квант сони ва ҳ. к. ларга ҳам боғлиқдир.

<sup>1</sup> Ушбу параграфдаги қатор масалалар «Атом ва ядро физикаси» бўлимида бирмунча батафсилроқ қаралади.

Атом энергия сатҳи учун бу барча квант сонларининг функцияси сифатидаги аниқ ифодасини ёзиш жуда мураккаб. Биз бу ерда фақат умумий функционал боғланишининггина ёзамиз:

$$W = W(n_1, n_2, \dots, n_i, \dots, l_1, l_2, \dots, l_i, L, J, m \dots) \quad (55.5)$$

Атом бир ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтганда унинг энергияси ўзгаради ва бунда частотаси

$$\nu = \frac{W - W'}{h} \quad (55.6)$$

формула билан аниқланувчи электромагнит нурланиш (фотон) чиқарилади, бунда  $W$  катталиқ (55.5) ифодадан топилади,  $W'$  эса қуйидагича аниқланади:

$$W' = W(n'_1, n'_2, \dots, n', l'_1, l'_2, \dots, l'_i, L', J', m', \dots)$$

Бош квант сонларининг ўзгаришига бирор бир чегара қўйилмайди, демак, улар исталган бутун сонга ўзгариши мумкин.

$l_i$  сонлари

$$\Delta l_i = \pm 1 \quad (55.7)$$

қоидага мувофиқ ўзгаради.

Ўз навбатида  $L, J$  ва  $m$  сонлар умумий ҳолда:

$$\begin{aligned} \Delta L &= 0, \pm 1 \\ \Delta J &= 0, \pm 1 \\ \Delta m &= 0, \pm 1 \end{aligned} \quad (55.8)$$

қоидага бўйсунди.

Элементар нурланиш акти одатда фақат биттагина электроннинг квант ўтиши билан боғлиқдир, демак, бундай ўтишда фақат унинг квант сони, шунингдек  $L, J, m$  йиғинди моментларнинг квант сонлари ўзгаради. Шундай қилиб, кўп электронли атомларнинг энергия сатҳлари ва уларнинг спектрлари системаси анча мураккаблашувини кўрамиз. Спектрдаги чизиқлар сони жуда ортиб кетади, чизиқларнинг ўзи эса мураккаб нозик (мультиплет) структурага эга бўлиб, иккиланган (дублетлар), учланган (триплетлар) ва ҳ. к. ларга айланади. Нодир-ер элементлари ва уран оиласидаги элементларнинг чиқариш спектрлари айниқса мураккаб.

Ёруғлик манбаи магнит ёки электр майдонига киритилса, атом спектрлари яна ҳам мураккаблашади.

Молекулаларнинг энергия сатҳлари атомларнинг энергия сатҳларига қараганда мураккаб бўлади, чунки молекулага бирлашган атомлар бир-бирига ўзларининг электр майдон кучлари билан таъсир қилади. Бунинг натижасида молекулалар таркибига кирувчи атомларнинг энергия сатҳлари қатор янги сатҳларга ажралади ва энергетик сатҳларининг умумий манзараси анча мураккаблашади. Агар молекулаларнинг абсолют ноль температурадаги энергия сатҳлари кўриляётган бўлса, яъни молекуланинг айланиш энергияси ва ундаги атомларнинг тебранишлар энергияси ҳисобга олин-

маса, у ҳолда уларнинг ҳолати электронларнинг  $W_e$  энергияси, яъни молекула электрон қобиғи энергияси билан аниқланади.

Ҳақиқатда эса иссиқлик ҳаракати туфайли молекулаларда атомлар тебранади ва молекулалар айланиб туради. Ҳаракатнинг атомларда бўлмаган бу икки янги кўриниши туфайли молекулаларда қўшимча иккита янги энергия:  $W_v$  — атомларнинг тебраниш энергияси, ва  $W_r$  — молекулаларнинг айланиш энергияси бўлади. Биринчи яқинлашишда энергиянинг бу уч хили:  $W_e$  — электрон қобиқ энергияси,  $W_v$  — тебраниш энергияси ва  $W_r$  — айланиш энергияси аддитив қўшилади. Икки атомли молекула учун

$$W = W_e + W_v + W_r \quad (55.9)$$

деб ёзиш мумкин. Ҳодисани батафсил ўрганилганда молекуланинг тебраниши ва айланиши электрон энергиясига таъсир қилиши аён бўлади. Ўз навбатида айланиш тебраниш энергиясига таъсир қилади ва ҳ. к. Бироқ кўп ҳолларда бу ўзаро таъсирни иккинчи даражали кичик эффект деб қараш ва (55.9) формуладан фойдаланавериш мумкин. Назариянинг кўрсатишича, тебраниш энергияси:

$$W_v = h\nu \left\{ \left( v + \frac{1}{2} \right) - b \left( v + \frac{1}{2} \right)^2 \right\} \quad (55.10)$$

га тенг, бунда  $v$  — тебраниш квант сони, 0, 1, 2, 3, . . . , қийматлар қабул қилади;  $b$  — тебранишларнинг ангармониклик константаси.

Икки атомли молекулаларнинг айланиш энергияси

$$W_r = \frac{h^2}{8\pi^2 I_0} J(J+1) \quad (55.11)$$

билан ифодаланади, бунда  $I_0$  — молекуланинг инерция моменти,  $J$  — айланиш квант сони бўлиб, 0, 1, 2, 3, . . . , қийматларни қабул қилади. Атом нурланишида бўлгани сингари, молекула ҳам юқори энергияли сатҳдан паст энергияли сатҳга квант ўтишида ёруғлик нурлайди, аксинча ўтишда эса ёруғлик ютади. Молекуланинг юқори сатҳ энергиясини  $W'$  билан, пастки сатҳ энергиясини  $W''$  билан белгилаймиз, у ҳолда  $\nu$  — нурланиш частотаси:

$$\nu = \frac{W' - W''}{h} = \frac{W'_{e'} - W''_{e''}}{h} + \frac{W'_{v'} - W''_{v''}}{h} + \frac{W'_{r'} - W''_{r''}}{h} \quad (55.12)$$

формула билан аниқланади.

Агар қуйидаги белгилашлар киритилса:

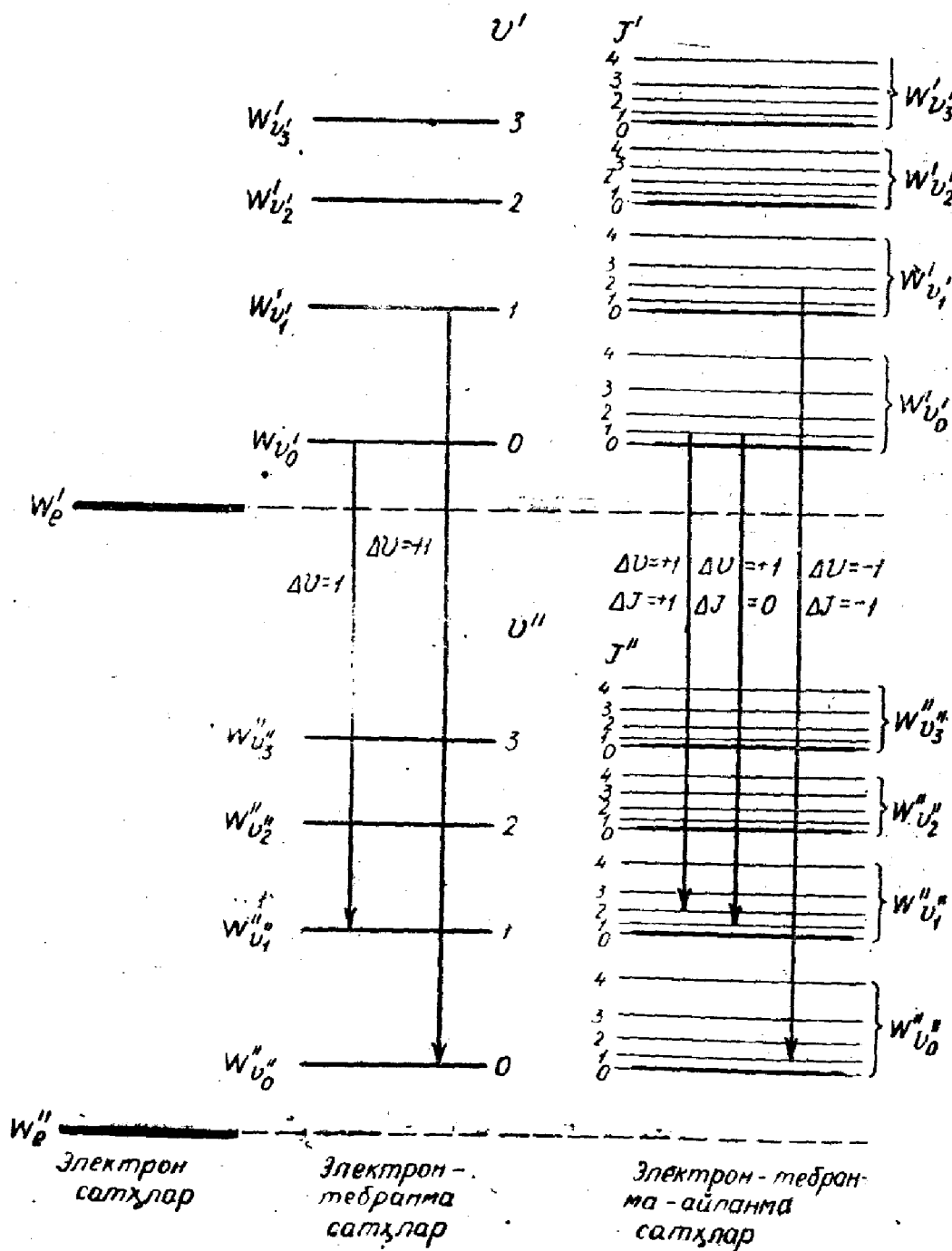
$$\left. \begin{aligned} 1) \nu_e &= \frac{W'_{e'} - W''_{e''}}{h}; \\ 2) \nu_v &= \frac{W'_{v'} - W''_{v''}}{h}; \\ 3) \nu_r &= \frac{W'_{r'} - W''_{r''}}{h}; \end{aligned} \right\} \quad (55.13)$$

у ҳолда нурланувчи частота учун

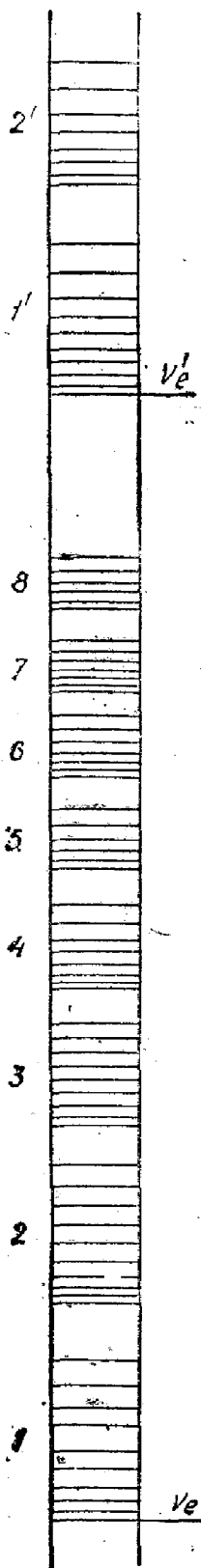
$$\nu = \nu_e + \nu_o + \nu_r \quad (55.14)$$

деб ёзиш мумкин.

Электрон ўтишлар частотаси  $\nu_e$  одатда спектрнинг энг яқин инфрақизил, кўзга кўринувчи ва ультрабинафша (тўлқин узунлиги 1—0,1 мкм) соҳаларида ётади;  $\nu_o$  спектрнинг инфрақизил соҳасига яқин бўлган соҳага мувофиқ келувчи частотани (тўлқин узунлиги 1—50 мкм) ифодалайди,  $\nu_r$  спектрнинг узоқ инфрақизил (тўлқин узунлиги 50—2000 мкм) соҳасига мувофиқ келади. 189- расмда икки



189- расм.



атомли молекулаларнинг энергия сатҳлари ва баъзи сатҳлар ўртасидаги ўтишлар схемаси тасвирланган. Чап томонда молекуладаги атомларнинг иссиқлик тебранишлари ва молекуланинг айланиши бўлмаганда молекулалар электрон қобилининг энергия сатҳлари кўрсатилган. Расмнинг ўрта қисмида сатҳларнинг электрон сатҳлари ва тебранишлар кичик сатҳлари тасвирланган схемаси келтирилган. Ниҳоят, ўнг томонда сатҳларнинг атомлар тебранишлари ва молекулаларнинг айланишини ҳисобга олгандаги тўлиқ системаси тасвирланган.

190- расмда икки атомли молекуланинг турли электрон ҳолатлари орасидаги ўтишда ҳосил бўлган спектри схематик ҳолда тасвирланган. Бундай анча оддий бўлган молекуляр полосалар системаси одатда энг қуйи сатҳдан юқори сатҳларга ўтгандаги ютилиш спектрларида ҳосил бўлади. Нурланиш спектрларида полосалар системаси мураккабланиши. Полосаларнинг уч хили пайдо бўлади:  $J' - J'' = -1$  бўлган ҳолдаги ўтишларга мувофиқ келувчи  $P$ -шоҳобчага тегишли полосалар,  $J' - J'' = 0$  бўлгандаги  $Q$ -шоҳобчага тегишли полосалар ва  $J' - J'' = 1$  бўлгандаги  $R$ -шоҳобчага тегишли полосалар (189- расмга қ.) Барча полосалар системаси бир-бирига қўшилади, натижада, спектрнинг кўриниши 190- расмдагига қараганда мураккаброқ бўлади. Иккита  $W''$  ва  $W'$  электрон ҳолатлари орасидаги ўтишга 1, 2, 3, 4, 5, . . . , полосалар группаси мувофиқ келади, бунинг сабаби  $W'_{e'}$  ва  $W''_{e'}$  энергиядан ташқари тебранишлар ва айланиш сатҳларининг ҳам мавжудлигидир. Бошқа электрон ҳолатлар орасидаги ўтишларга 1, 2, . . . ва ҳ. к. полосалар группаси мувофиқ келади.

Бундай характердаги чизиқли-полосали спектрлар нисбатан сийраклаштирилган молекуляр газ ёки буғларда кузатилади. Зичлиги катта бўлган газ ва буғларда, шунингдек, суюқлик ва қаттиқ жисмларда полосалар чизиқли структурасиз туташ спектрларга айланади.

Мураккаб молекулаларнинг тебранишлар эркинлик даражаси кўп бўлади, шу туфайли бундай молекулаларда тебраниш сатҳларининг структураси яна ҳам мураккаб бўлади. Бундан ташқари, спектрда молекуланинг бир неча ўқ атрофида айланиш имконияти ҳам акс этади. Бундай мураккаб молекулаларда кўпинча электрон-тебраниш-айланиш полосаларига хос структура йўқолади ва янада мураккаб структура пайдо бўлади, ҳатто туташ полоса систе-

190- расм.



масига айланиши ҳам мумкин. Ҳозирги вақтда полимерлар физикаси, химияси ва техникасининг ривожланиши муносабати билан даврий такрорланиб турувчи группали катта молекулалар яратилди ва ўрганилди. Бу молекулаларнинг спектри катта амалий қизиқиш туғдиради. Бир неча ўйлаб ва ундан ҳам кўпроқ атомли молекулалар маълум маънода конденсацияланган модда ҳисобланади, ва уларнинг спектрлари конденсацияланган модда спектрига яқин бўлади.

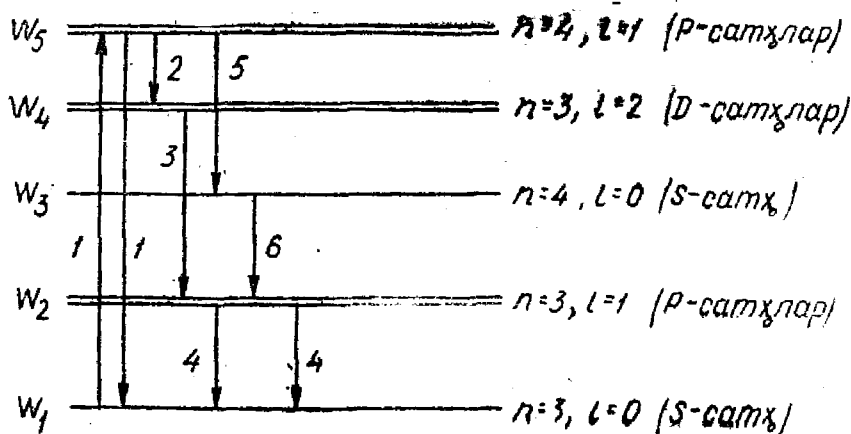
Кўп атомли молекулалар тебранишлар спектри назарияси тебраниш назариясининг умумий проблемасини ташкил қилади. Бу соҳадаги ишларнинг кўп бўлишига қарамасдан, мураккаб молекулалар назарияси ҳали етарлича ишлаб чиқилган эмас. Кўп атомли молекулаларнинг электрон спектрларини таҳлил қилиш уларнинг электрон қобиклари мураккаб бўлгани туфайли анча қийиндир.

Атом ва молекулаларнинг (шунингдек, конденсацияланган моддаларнинг) ёруғлик ёрдамида уйғотилгандаги ёруғлик нурлаши оптикавий нурланишнинг *флюоресценция* деб аталувчи специфик формасидир.

Атом ва молекулаларнинг флюоресценциясини кузатиш учун уларни жуда ҳам сийраклашган газ ва буғ кўринишида олиш керак. Дастлаб атом флюоресценциясини кўрайлик. Бирор модда атомини фақат шу модда атоми чиқара оладиган частоталардаги нурланишлар ёрдамида уйғотиш мумкин. Масалан, агар натрий буғларининг нурланишини кузатмоқчи бўлсак, уларни натрий буғи ёки шундай частотали бошқа нурланиш билан уйғотиш керак.

191- расмда натрий атомларининг бир неча қуйи энергия сатҳларининг схемаси, шунингдек, фотонлар (ёруғлик) нурлаш билан бўладиган квант ўтишлар тасвирланган, бу нурланиш флюоресценциядир.

Нейтрал натрий атомининг уйғонмаган ҳолати унинг ташқи электронининг бош квант сони  $n = 3$  ва мазкур ҳолатдаги электроннинг ҳаракат миқдори моментининг қиймати (у нолга тенг) билан характерланади. Шунга асосан орбитал квант сони  $l = 0$  қийматга эга бўлади. Ташқи электрон қобикларининг орбитал



191- расм.

моментлари  $0, \frac{h}{2\pi}, 2 \frac{h}{2\pi}, 3 \frac{h}{2\pi}$  яъни орбитал квант сонлари  $l = 0, 1, 2, 3$  ва ҳ. к. бўлган атомларнинг энергия сатҳлари символлик ҳолда  $S, P, D, F^1$  ва ҳ. к. ҳарфлар билан белгиланади. Атомлар ёруғлик нурлаган ёки ютганида  $l$  квант сонлари  $\Delta l = \pm 1$  катталиқка ўзгаради. Шундай қилиб,  $S, P, D, F$  ҳарфлар  $l$  сонининг қийматига боғлиқ бўлган тегишли энергия сатҳларининг символларидир.

191-расмда ўнг томонда ўрганилаётган энергия сатҳларининг бош ва орбитал квант сонлари, шунингдек, уларнинг  $S, P, D$  спектрал символлари кўрсатилган. Атомлар энергия квантлари

$$h\nu_1 = W_5 - W_1$$

катталиқда бўлган ёруғлик нурланиши ёрдамида уйғотилади.  $W_5$  уйғонган сатҳнинг аксинча нурлаши худди шу йўл билан, фақат тескари тартибда бориши мумкин. Бундай ҳолда худди ўша  $\nu_1$  частотанинг ўзи нурланади. Бироқ бу атом ютган энергиясини нурлашининг ягона йўли эмас. Натрий атоми учун атомнинг нормал (уйғонмаган)  $W_1$  ҳолатга мумкин бўлган ўтиши босқичма-босқич рўй бериши мумкин: бу босқич энергия квантлари

$$h\nu_2 = W_5 - W_4,$$

$$h\nu_3 = W_4 - W_2,$$

$$h\nu_4 = W_4 - W_1,$$

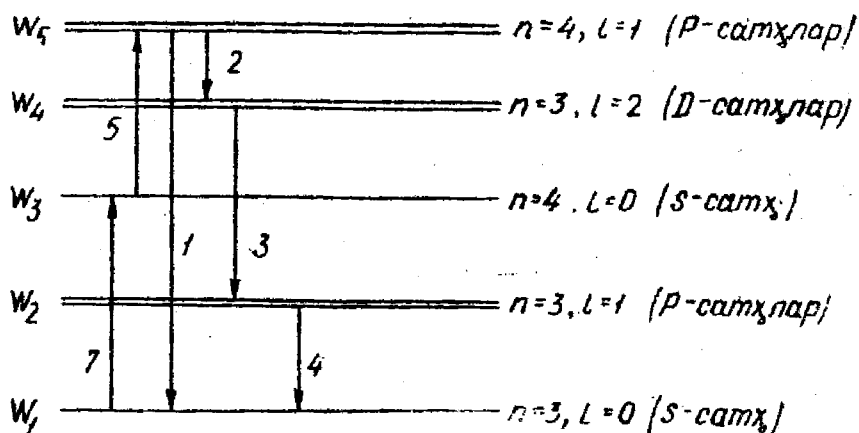
бўлган фотонлар нурлаш билан 2, 3, 4 ўтишлардан иборат бўлади.

Фотон нурлаш билан ҳамда сатҳларнинг бошқа комбинацияси йўли билан амалга ошадиган ўтишлар ҳам мавжуд, бунинг натижасида натрий атомини энергия кванти  $h\nu_1$  катталиқдаги ёруғлик билан уйғотишда барабарига олти хил монохроматик нурланиш юзага келади, бу нурланишларнинг фақат биттасининг частотасидан бошқа барчасининг частоталари нурланиш уйғотилаётган частотадан кичик бўлади. Модданинг ёруғлик таъсирида бундай бошқа (мазкур ҳолда бирмунча кичик) частотада нурланиши флюоресценция ёки умумийроқ номи *люминесценция* деб аталади. 191- ва 192-расмларда келтирилган сатҳлар нозик дублет структурага эга: ҳар бир сатҳ икки ёки учта компонентага эга бўлиб, нурланиш спектрларида кучли спектроскопда қайд қилиниши мумкин.

Флюоресценция вақтида чиқарилаётган ёруғлик частотасининг уйғотувчи ёруғлик частотасига нисбатан ўзгаришини биринчи марта Стокс аниқлаган бўлиб, уни Стокс қондаси деб аталади. Бу қонда-

<sup>1</sup> Ташқи электрон қобикларида бир неча электронлари бўлган атомлар учун  $S, P, D, F, \dots$  сатҳлар, барча электронларнинг  $|\vec{L}| = L \frac{h}{2\pi}$  кўринишда

ёзилиши мумкин бўлган  $\vec{L}$  йиғинди орбитал моментларига мос келади, бунда  $L$  — барча электронлар орбитал моментининг квант сонидир.



192- расм.

га мувофиқ флюоресценция спектри ютилиш спектрига нисбатан узун тўлқинлар томонга бирмунча силжиган бўлади.

Агар аниқроқ айтганда флюоресценция спектрида уйғотувчи ёруғлик частотасидаги нурланишлар билан бирга кичик частотали (тўлқин узунлиги катта бўлган) нурланишлар ҳам бўлади. Кейинги кузатишларнинг кўрсатишича, Стокс қоидасига бирмунча аниқлик киритиш керак бўлиб қолди. Маълум шароитларда флюоресценция спектрида бирмунча юқори частоталар ҳам кузатилади ва бу Стокс қоидасига зид келади. Флюоресценциянинг юқорироқ частотали бу компоненти Стокс компоненталари деб аталувчи паст частотали нурланишлардан фарқли ўлароқ, антистокс компоненталари номини олди.

Антистокс компоненталарининг пайдо бўлиш сабабини 192- расмда келтирилган ўтиш схемаларидан тушуниш мумкин. Агар электрон зарбаси таъсирида уйғотилганда кўп миқдордаги атомлар  $W_3$  сатҳга ўтса (7 ўтиш), у ҳолда атомлар юқори сатҳлардан  $W_3$  сатҳга ўтишларда юзага келадиган частотадаги нурланишларни, хусусан,

$$\nu_5 = \frac{W_5 - W_3}{h}$$

ўтишга мос келувчи частотани юта олади.

$W_5$  сатҳ уйғотилгандан сўнг қуйидаги ўтишлар мумкин бўлиб қолади.

$$h\nu_1 = W_5 - W_1$$

$$h\nu_2 = W_5 - W_4$$

$$h\nu_3 = W_4 - W_2$$

$$h\nu_4 = W_2 - W_1 \quad \text{ва җ. к.}$$

Бунда  $\nu_2$  ва  $\nu_4$  частоталар стокс частоталари,  $\nu_1$  ва  $\nu_3$  частоталар эса антистокс частоталари.

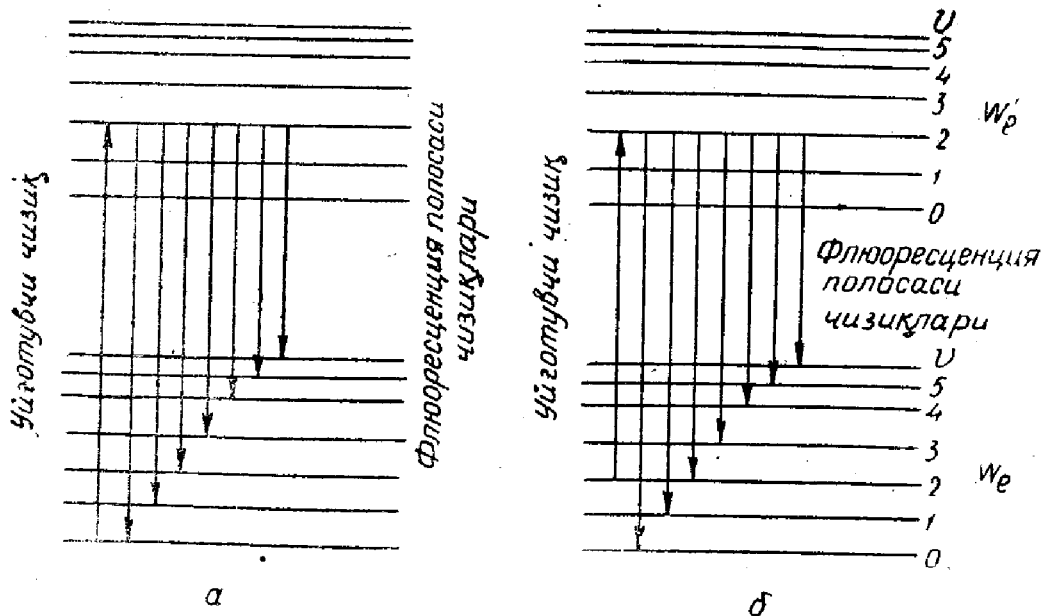
Атомларда нормал сатҳга энг яқин бўлган  $W_2$  сатҳни уйғотишда фақат биттагина ўтиш

$$h\nu_4 = W_2 - W_1$$

борки, бунда нурланган ёруғлик частотаси уйғотувчи ёруғлик частотасига тенг бўлади. Бу ҳодиса оптикавий резонанс деб аталади. Бунда ютилувчи ва чиқарилувчи нурланиш резонанс нурланиши, унга тегишли энергия сатҳи резонанс сатҳ деб, спектрал чизиқ эса резонанс чизиғи деб юритилади. Оптикавий резонансни ишқорий элементлар буғларида, биринчи галда натрий буғларида кузатиш қулай. Айнан натрий буғларида, биринчи марта оптикавий резонанс очилган эди (Вуд, 1905 й.). Уни кузатиш учун буғларни жуда кичик зичликда ( $\rho \approx 10^{-3} - 10^{-4}$  мм сим. уст) олиш ва уларни худди шундай элемент буғларининг ёруғлиги билан бошқа манбадан фойдаланиб ёритиш керак. У ҳолда сийракланган буғларда юқори монохроматик резонанс нурланиши пайдо бўлади.

Молекулалардан ташкил топган буғларда ҳам атом флюоресценциясига ўхшаш флюоресценция кузатилади. Молекулаларда стоке ва антистокс компоненталарининг пайдо бўлиш энергетик схемаси 193- а ва б расмларда келтирилган. Бу расмда молекуланинг қўшимча тебраниш сатҳлари бўлган  $W_e$  ва  $W_e'$  электрон сатҳлари тасвирланган (тебраниш квант сонининг қийматлари  $\nu = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ ). Чапда юқорига йўналган стрелка билан уйғотувчи оптикавий нурланиш ютилганда амалга ошувчи ўтишлар кўрсатилган. Сатҳлар системасидан ўнгга энергия сатҳларининг тебраниш квант сонлари келтирилган.

а) ҳолда уйғотиш тебраниш сонининг  $\nu = 0$  қиймати билан характерланувчи энг қуйи қўшимча сатҳдан бошлаб амалга ошади. Аксинча (тескари) ўтишларда стоке компоненталарига мувофиқ келувчи спектрал чизиқ полосалари нурланади, б) ҳолда уйғотиш энг қуйи қўшимча сатҳдан бошланмайди. Бундай ҳол бўлиши учун пастки системанинг бирор қўшимча сатҳи даставвал, масалан, молекулаларнинг иссеқлик ҳаракати ҳисобига уйғотилган бўлиши керак.



193- расм.

У ҳолда антистокс компоненталарининг, яъни уйғотувчи нурланиш частотасига нисбатан катта частотали компоненталар нурланиши мумкин, 193-б расмда тасвирланган (уйғотувчи ўтишга қўшни бўлган) икки ўтиш антистокс компоненталарга тегишлидир.

Модда ҳолати конденсацияланган ҳолда энергия сатҳларининг чизиқли полосалари ва флюоресценция чизиқли полосалари сатҳ ва чизиқларнинг кенгайиши туфайли туташ полосаларга айланиб кетади.

## 56-§. Ёруғликнинг спонтан ва индукцион нурланиши

Квант назариясида ёруғликнинг нурланиш процесси уйғонган нурловчи системалар (атом, молекула, магнит майдонида айланувчи электронлар ва ҳ. к.) нинг бу системалар юқори энергия сатҳидан қуйи энергия сатҳига ўтишида фотонлар чиқариши деб тушунилади. Бунда фотон нурлашдан иборат элементар акт амалда оний процесс деб қаралади. Бундан, квант назарияси бу элементар актнинг, яъни нурловчи (ютувчи) системанинг бир энергия сатҳидан бошқасига ўтишининг вақт давомидаги тафсилотини бермайди, деган хулоса чиқади. Нурланишнинг квант назариясига мувофиқ, атом (молекула ва ҳ. к.) уйғониб, юқори энергия сатҳига ўтгандан сўнг атом маълум вақт давомида шу энергия сатҳида уйғонган ҳолда бўлади, сўнгра пастки энергия сатҳига ўтади ва бунда фотон чиқаради. Агар атомларга бирор ташқи таъсир, жумладан, ташқи электромагнит майдон таъсири кўрсатилмаса, у ҳолда юқори ҳолатдан пастки ҳолатга ўтиш ўз-ўзидан ёки бошқача айтганда спонтан ҳолда амалга ошади. Бундай нурланиш процесси — *спонтан нурланиш* дейилади. Бунда чиқарилган ёруғликнинг ўзи ҳам шундай номланади.

Атомнинг уйғонган ҳолда бўлиш вақти аниқ катталиқ эмас, шунга кўра нурланувчи зарраларнинг спонтан ўтишлари тасодифан, хаотик, турли-туман муддатларда амалга ошади. Демак, фотонларнинг спонтан нурланиш процесси соф статистик жараёндир, шунинг учун спонтан нурланиш мутлақо когерент бўлмаган нурланишдир, яъни нурланувчи ёруғлик доимо хаотик ҳолда фазасини, қутбланишини ва нурланиш йўналишини ўзгартириб туради.

Фотоннинг спонтан нурланиши учун нурланувчи зарранинг (системанинг) бир ҳолатдан бошқасига ўтиши қанча вақтдан кейин содир бўлишини кўрсатиш мумкин эмас. Бироқ нурланувчи зарранинг  $W_n$  энергияли уйғонган ҳолатда бўлишининг ўртача давомийлиги ҳақида тасаввур қилиш мумкин. Агар нурланувчи зарра нурланиши биланоқ қайтадан  $W_n$  уйғонган сатҳга ўтказилса, у ҳолда 1 сек давомида  $W_n$  сатҳдан  $W_m$  сатҳга ўртача ўтишлар сони  $A_{nm}$ :

$$A_{nm} = \frac{1}{\tau_{nm}} \quad (56.1)$$

га тенг бўлади.  $A_{nm}$  сони *спонтан нурланиш учун вақт бирлиги ичида ўтиш эҳтимоллиги* деб аталади.

Битта зарранинг спонтан нурланиш қуввати

$$P_{nm}^s = A_{nm} \hbar \omega_{nm} \quad (56.2)$$

ифода билан аниқланади,

сунда

$$\omega_{nm} = \frac{|W_m - W_n|}{\hbar}. \quad (56.3)$$

Бу ерда  $\omega_{nm}$  абсолют катталиги бўйича олинган, ҳолбуки келгусида ёруғлик нурланадими ёки ютиладими, яъни  $W_n \rightarrow W_m$  ўтиш ёки  $W_m \rightarrow W_n$  ўтиш бўлишига қараб,  $\omega_{nm}$  нинг олдидаги ишорани ҳисобга олиш керак бўлади.

Агар  $1 \text{ см}^3$  ҳажмда  $N_n$  та уйғонган зарра мавжуд бўлса, у ҳолда спонтан нурланиш қуввати

$$P^s = N_n A_{nm} \hbar \omega_{nm} \quad (56.4)$$

га тенг бўлади.

Нурланишнинг классик назарияси берадиган қувват билан квант тасаввурлардан келиб чиқадиган қувватни тенглаштириб,  $A_{nm}$  нинг қийматини топиш мумкин. Умумий ҳолда нурланувчи заррани диполь, яъни бир эркинлик даражасига эга бўлган чизиқли тебранувчи система деб қараб, унинг нурланиш қуввати учун (53.8) формуланинг бирига, масалан, биринчисига мувофиқ қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$P = \frac{2}{3} \frac{\omega_{nm}^4 p_0^2}{c^3} \sin^2 \omega_{nm} t. \quad (56.5)$$

Вақт давомидаги ўртача катталикни оламиз:

$$P^0 = \frac{\omega_{nm}^4 p_0^2}{3c^3} \quad (56.5')$$

Бу катталикни (56.2) формула билан берилган катталикка тенглаштириб,

$$A_{nm} = \frac{\omega_{nm}^3 p_0^2}{3\hbar c^3} \quad (56.6)$$

тенгликни ҳосил қиламиз.

Демак, нурланишнинг квант назариясидаги муҳим катталик — спонтан нурланиш учун вақт бирлиги ичидаги ўтиш эҳтимоллилиги катталиги ифодасини топдик.

Электромагнит майдоннинг квант назарияси  $A_{nm}$  катталик учун

$$A_{nm} = \frac{4 \omega_{nm}^3 D_{nm}^2}{3\hbar c^3} \quad (56.7)$$

ифодани беради, бунда  $D_{nm}$  — нурланувчи зарранинг квант диполь моменти амплитудаси.

Шундай қилиб, нурланишнинг квант назарияси классик назария берган натижани беради, бунинг учун  $\rho_0$  — классик диполь амплитудасининг катталиги учун

$$\rho_0 = 2D_{nm} \quad (56.8)$$

катталикини олиш керак.

$D_{nm}$  катталик квант механикаси методлари билан ҳисобланади ёки тажрибадан олинади. Классик назарияда уйғонган ҳолатнинг  $\tau$  давомлилик катталиги  $\gamma$  билан  $\frac{1}{\tau} = \gamma$  муносабатда боғланган. Квант назариясида уйғонган ҳолатнинг  $\tau_{nm}$  давомлилиги учун ҳам ўша муносабат ўринлидир:

$$\frac{1}{\tau_{nm}} = \gamma_{nm} = A_{nm}. \quad (56.9)$$

Агар  $\gamma_{nm}$  ва  $\gamma$  катталикларни солиштирсак, у ҳолда уларнинг тенг бўлиши учун

$$\gamma_{nm} = f_{nm} \gamma \quad (56.10)$$

катталикини қўйиш керак бўлади, бунда

$$f_{nm} = \frac{2m \omega_{nm} D_{nm}^2}{e^2 \hbar}. \quad (56.11)$$

Осцилляторнинг кучи деб аталувчи бу катталик ёруғликнинг нурланиши, ютилиши, дисперсияси ва тарқалиши назариясида, яъни модда заррасининг ташқи майдон нурланиши билан ўзаро таъсири мавжуд бўлган барча ҳолларда катта роль ўйнайди.

Унинг физикавий маъносини аниқлаймиз. Нурланиш рўй берганда зарра (атом, молекула ва ҳ. к.) да радиацион сўниш ҳодисаси бўлади ва шу сабабли эркин тебранувчи заряднинг ҳаракат тенгламаси қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$m\ddot{x} + m\gamma\dot{x} + m\omega_{nm}^2 x = 0 \quad (56.12)$$

ёки

$$m\ddot{x} + m\omega_{nm}^2 x = -m\gamma\dot{x}. \quad (56.12')$$

(56.12') тенгламанинг ҳар икки томонини  $\dot{x}$  га кўпайтириб ва уни ўзгартириб ёзамиз:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m\dot{x}^2}{2} + \frac{m\omega_{nm}^2 x^2}{2} \right) = -m\gamma\dot{x}^2. \quad (56.13)$$

Чапда қавс ичида нурланувчи зарранинг  $W$  тўлиқ энергияси, ўнг томонда эса қарама-қарши ишорали нурланиш қуввати, яъни нурланувчи зарранинг 1 сек давомида йўқотган энергияси турибди.

$$F_t = m \dot{\gamma} x \quad (56.14)$$

катталиқ нурланаётган электромагнит майдон томонидан электронга таъсир этувчи радиацион ишқаланиш кучини билдиради,  $x$  — электроннинг ҳаракат тезлигидир. Демак,  $F_t$  нинг  $x$  га кўпайтмаси нурланиш қувватини билдиради, яъни

$$P = - \frac{dW}{dt} = F_t \dot{x} = m \dot{\gamma} x^2. \quad (56.15)$$

Бундан ташқари, (53.12) формуладан

$$P = - \frac{dW}{dt} = \gamma W \quad (56.15^1)$$

эканлиги келиб чиқади.

(56.15) ва (56.15<sup>1</sup>) ларнинг ўхшашлигидан квант назариясига кўра битта зарранинг нурланиш қуввати учун шундай ёзиш мумкин:

$$P_{nm} = \gamma_{nm} W = f_{nm} \gamma W = f_{nm} F_t x = F f_{nm} x_{кл}. \quad (56.16)$$

Тезликнинг квант қиймати катталиги учун

$$x_{кв} = f_{nm} x_{кл} \quad (56.17)$$

деб ёзиш мумкин.

( $x_{кв}$  — тезликнинг квант катталиги,  $x_{кл}$  — тезликнинг классик катталиги.)

Юқорида баён этилганлардан шу нарса келиб чиқадики, нурланиш назариясида барча ҳисоблашларни электр зарядларнинг тебранишига оид классик назария асосида олиб бориш мумкин, бунда зарядга таъсир қилувчи куч катталиги учун унинг классик ифодасини, заряд ҳаракатининг координатаси учун унинг классик координатасининг осциллятор кучига кўпайтмасини олиш керак.

Энди қуйидагиларни қайд қилиб ўтамыз. Нурланиш ва ютилиш билан бўладиган ўтишлар частотасининг аниқ ифодаси қуйидаги кўринишда ёзилади:

а) нурланиш

$$\omega_{nm} = \frac{W_m - W_n}{\hbar} = - |\omega_{nm}|; \quad (56.18)$$

б) ютилиш

$$\omega_{nm} = \frac{W_n - W_m}{\hbar} = |\omega_{nm}|, \quad (56.19)$$

бунда

$$W_n > W_m.$$

Мос равишда нурланиш ва ютилиш билан боғлиқ бўлган ўтишлар учун осцилляторларнинг кучлари қуйидагига тенг бўлади:



$$f_{nm} = - \frac{2m |\omega_{nm}| D_{nm}^2}{e^2 \hbar}, \quad (56.20)$$

$$f_{mn} = \frac{2m |\omega_{nm}| D_{mn}^2}{e^2 \hbar}. \quad (56.21)$$

(56.20) ва (56.21) формулалар  $W_n$  ва  $W_m$  оддий сатҳлар ўртасидаги квант ўтишлар ҳоли учун ўринли бўлади. Агар бу сатҳлар карралиги айланиш карралиги) мос равишда  $g_n$  ва  $g_m$  га тенг бўлган ( $g_n$  ва  $g_m$  — сатҳларнинг статистик катталиги) бир неча қўшилиб кетувчи сатҳлар («айниган» сатҳлар) дан ташкил топган мураккаб кўринишда бўлса, у ҳолда  $f_{nm}$  ва  $f_{mn}$  қуйидаги

$$f_{nm} = - \frac{2m |\omega_{nm}| |D_{nm}|^2}{e^2 \hbar g_n}, \quad (56.20')$$

$$f_{mn} = \frac{2m |\omega_{nm}| |D_{nm}|^2}{e^2 \hbar g_m}. \quad (56.21')$$

формулалар билан аниқланади, бунда  $[D_{nm}]$  — *чизик кучи* деб юритилади.

Демак, нурланишда осциллятор кучлари ҳар вақт манфий (система энергия йўқотади ва уни электромагнит майдонга беради), ютилишда осциллятор кучлари ҳар вақт мусбат (система электромагнит майдондан энергия олади).

Энди индукцион нурланиш ҳодисаларини, яъни ташқи нурланиш майдони таъсирида бўладиган нурланиш ҳодисаларини ўрганишга, шунингдек ёруғликнинг ютилиш процессларини ўрганишга ўтамиз.

Агар моддага  $E = E_0 \cos(\omega t - kz)$  тенглама билан ифодаланувчи ясси ёруғлик тўлқини тушаётган бўлса, у ҳолда модда осцилляторларидаги электр зарядлари:

$$m\ddot{x} + m\gamma\dot{x} + m\omega_{nm}^2 x = eE_0 \cos \omega t \quad (56.22)$$

қонунга мувофиқ мажбурий тебранма ҳаракат қилади. (56.22 формулада осон бўлсин учун  $z = 0$  деб олдик, бу ҳол фикрнинг умумийлигини ўзгартирмайди).

Мажбурий тебранишлар учун ечим

$$x = \frac{eE_0}{m} \frac{\cos(\omega t - \varphi)}{Z} \quad (56.23)$$

кўринишга эга бўлади, бунда

$$Z = \sqrt{(\omega_{nm}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2}, \quad \text{tg } \varphi = \frac{\omega \gamma}{\omega_{nm}^2 - \omega^2}. \quad (56.24)$$

Бу ечим квант назариясига мос келиши учун процесснинг  $W_n \rightarrow W_m$  ўтишга ёки  $W_m \rightarrow W_n$  ўтишга тегишли эканига қараб  $x$  ўрнига  $x_{\text{КВ}} = f_{nm} x$  ёки  $x'_{\text{КВ}} = f_{mn} x$  ни олиш керак.

Осцилляторнинг тўлқин билан алмашинадиган қувватини шундай ёзиш мумкин:

$$P = Fx_{\text{кв}}f, \quad (56.25)$$

бунда  $F = eE_0 \cos \omega t$ ,  $f$  эса ёки  $f_{nm}$ , ёки  $f_{mn}$  қийматларни қабул қилиши мумкин.  $F$  ва  $x$  ни (56.25) га қўйиб ва уни ўзгартириб

$$P = \frac{\omega e^2 E_0^2 f}{mZ} \sin \varphi \cos^2 \omega t - \frac{\omega e^2 E_0^2 f}{2mZ} \cos \varphi \sin 2\omega t \quad (56.25')$$

га эга бўламиз.

$\sin \varphi$  ни  $\text{tg } \varphi$  нинг (56.24) даги  $\sin \varphi = \frac{\omega \gamma}{Z}$  ва  $\cos^2 \omega t = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos 2\omega t$  қиймати билан алмаштириб, шундай ёзамиз:

$$P = \frac{\omega^2 e^2 \gamma E_0^2 f}{2mZ^2} - \frac{\omega e^2 E_0^2 f}{2mZ} \sin(2\omega t - \varphi). \quad (56.26)$$

(56.25') даги биринчи ҳад актив қувват, яъни тўлқинга бериладиган ёки тўлқиндан ютиладиган қувватни ифодалайди. Иккинчи ҳад, реактив қувват, яъни гоҳ муҳитдан тўлқинга, гоҳ аксинча, тўлқиндан муҳитга ўтиб турувчи қувватни билдиради.

Агар муҳит зарралари  $W_n$  сатҳга қўзғотилган бўлса, у ҳолда  $1 \text{ см}^3$  модданинг мажбурий нурланиш қуввати қуйидагига тенг бўлади:

$$P' = \frac{\omega^2 e^2 \gamma E_0^2 f_{nm} N_n}{2mZ^2} - \frac{\omega e^2 E_0 f_{nm} N_n}{2mZ} \sin(2\omega t - \varphi), \quad (56.27)$$

бунда  $N_n$  катталиқ  $1 \text{ см}^3$  даги уйғонган зарралар сони.

Агар шу моддада  $W_m$  сатҳда  $N_m$  зарра мавжуд бўлса, у ҳолда қуввати

$$P'' = \frac{\omega^2 e^2 \gamma E_0^2 f_{nm} N_m}{2mZ^2} - \frac{\omega^2 e^2 E_0^2 f_{mn} N_m}{2mZ} \sin(2\omega t - \varphi) \quad (56.27')$$

ифода билан аниқланувчи ютилиш ҳодисаси ўринли бўлади. Натижавий қувват  $P'$  ва  $P''$  ларнинг йиғиндисига тенг бўлади. Энди муҳитнинг  $1 \text{ см}^3$  дан нурланувчи қувватнинг фақат  $P_{nm}$  билан белгиланган актив қисмини кўриб чиқамиз. Бу қувватнинг вақт бўйича ўртачаси

$$P_{nm} = \frac{\omega^2 e^2 \gamma E_0^2}{2mZ} (f_{nm} N_n + f_{mn} N_m) \quad (56.27'')$$

га тенг. (56.27'') га  $f_{nm}$  ва  $f_{mn}$  ларнинг қийматларини қўямиз ва

$$P_{nm} = \frac{\omega^2 \gamma | \omega_{nm} | E_0^2 | D_{nm} |^2}{\hbar Z^2} \left\{ \frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n} \right\} \quad (56.28)$$

ифодани ҳосил қиламиз.

Умумий ҳолда  $\vec{E}$  ва  $\vec{D}$  лар параллел эмас. У ҳолда  $P_{nm}$  учун олинган формулага  $(E_0 \cdot |D_{nm}|)^2$  эмас, балки  $(\vec{E}_0 \cdot \vec{D}_{nm})^2 = E_0^2 \cdot |D_{nm}|^2 \times \cos^2 \vartheta$  скаляр кўпайтманинг квадрати киради (бунда  $\vartheta$  — бурчак  $\vec{E}_0$  ва  $\vec{D}_{nm}$  орасидаги бурчак), шунинг учун  $P_{nm}$  нинг ифодасини шундай ёзамиз:

$$P_{nm} = \frac{\omega^2 \gamma |\omega_{nm}| E_0^2 |D_{nm}|^2}{\hbar Z^2} \left\{ \frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n} \right\} \cos^2 \vartheta. \quad (56.29)$$

$\omega \rightarrow \omega_{nm}$  бўлганда нурланиш ёки ютилишнинг қуввати сезиларли бўлади. Бу ҳолда  $Z^2 = \omega \gamma$ , бундан  $P_{nm}$  нинг формуласи эса

$$P_{nm} = \frac{|\omega_{nm}| |D_{nm}|^2 E_0^2}{\hbar \gamma} \left\{ \frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n} \right\} \cos^2 \vartheta \quad (56.30)$$

кўринишга келади.

Электромагнит энергиянинг вақт бўйича ўртача ҳажмий зичлиги

$$u(\nu) = \frac{E_0^2}{8\pi} \quad (56.31)$$

формула билан ифодаланади. Фотоннинг энергияси  $\hbar |\omega_{nm}|$  га тенг. У ҳолда (56.30) га ушбу катталикларни киритиб, қуйидагини оламиз:

$$P_{nm} = \frac{32\pi^3 |D_{nm}|^2 u(\nu) \hbar |\omega_{nm}|}{h^2 \gamma} \left\{ \frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n} \right\} \cos^2 \vartheta. \quad (56.32)$$

Нисбатан унча катта бўлмаган  $\Delta\Omega$  фазовий бурчак учун нурланиш қуввати шундай бўлади, бунда нурланувчи зарралар диполи доимо  $\vec{E}_0$  га  $\vartheta$  бурчак остида ориентирланган бўлиши керак. Агар диполлар фазо бўйлаб хаотик тарқалган бўлса, у ҳолда  $\vec{E}_0$  йўналишга  $|D_{nm}|^2$  ташкил этувчиси ўртача квадратининг  $1/3$  қисмига тенг улуши тўғри келади, чунки

$$|D_{nm}|^2 = |D_{nm}|_x^2 + |D_{nm}|_y^2 + |D_{nm}|_z^2. \quad (56.33)$$

Бунда ўнг томондаги барча квадратлар ўзаро тенгдир. Бу ҳол учун  $P_{nm}$  қувват шундай формула билан ифодаланади:

$$P_{nm} = \frac{32\pi^3 |D_{nm}|^2}{3h^2 \gamma} u(\nu) \hbar |\omega_{nm}| \left\{ \frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n} \right\}. \quad (56.33')$$

Бундаги

$$\left. \begin{aligned} B_{nm} &= \frac{8\pi^3 |D_{nm}|^2}{3h^2 g_n}, \\ B_{mn} &= \frac{8\pi^3 |D_{nm}|^2}{3h^2 g_m} \end{aligned} \right\} \quad (56.34)$$

катталиклар, мос ҳолда индукцион нурланиш ва ютилиш учун *Эйнштейн коэффициентлари* дейилади.

$P_{nm}$  нинг формуласи  $B_{nm}$  ва  $B_{mn}$  ларнинг киритилиши муносабати билан шундай кўринишда ёзилади:

$$P_{nm} = \frac{4}{\gamma} \{B_{mn} N_m - B_{nm} N_n\} u(\nu) \hbar |\omega_{nm}|. \quad (56.35)$$

Агар

$$B_{mn} N_m - B_{nm} N_n > 0 \quad (56.36)$$

бўлса, у ҳолда ёруғлик ютилган бўлади. Агар

$$B_{mn} N_m - B_{nm} N_n < 0 \quad (56.37)$$

бўлса, у ҳолда индукцион нурланиш юз беради (уни бошқача манфий ютилиш ҳам дейилади).

(56.37) ифода соддалаштирилиши ва қуйидаги кўринишга келтирилиши мумкин:

$$\frac{N_n}{g_n} - \frac{N_m}{g_m} > 0. \quad (56.38)$$

Ҳосил қилинган бу муносабат *инверсли жойланиш* (банд этиш) шарти деб юритилади.

(56.35) формула ўқлари фазода хаотик тақсимланган осцилляторлар ансамблининг бу ансамблга квант ўтиш частотасидаги биттагина чизиқли қутбланган монохроматик ёруғлик тўлқини таъсирлашаётгандаги нурланиш қувватини билдиради.

(56.23) формуладан модданинг индукцион нурланиши тушаётган  $E = E_0 \cos(\omega t - kz)$  ёруғлик тўлқини билан ўзгармас фазавий муносабатларда бўлади ва тушаётган тўлқин билан бир хил қутбланиш ва бирдай нурланиш йўналишига эга бўлиши керак. Барча осцилляторлар тушаётган тўлқин билан синхрон тебраниши туфайли, индукцион нурланиш юқори даражада когерент ва шу билан бирга, тушаётган тўлқин билан когерент бўлади.

Энди модданинг туташ спектрли чизиқли - қутбланган ясси ёруғлик тўлқини билан ўзаро таъсирини қараб чиқамиз. (56.29) формулада  $Z^2$  ни

$$\begin{aligned} Z^2 &= (\omega_{nm}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2 = \{(\omega_{nm} - \omega)(\omega_{nm} + \omega)\}^2 + \omega^2 \gamma^2 \approx \\ &\approx 4\omega^2 \left\{ (\omega_{nm} - \omega)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (56.39)$$

кўринишга келтириш мумкин. Бу ҳолда индукцион нурланиш (ютилиш) қуввати қуйидагига тенг бўлади:

$$P = \int_0^\infty P_{nm} d\nu + \frac{\gamma |\omega_{nm}| E_0^2 |D_{nm}|^2 \cos^2 \vartheta}{4\hbar} \left\{ \frac{N_m}{g_m} - \right.$$

$$-\frac{N_n}{g_m} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{(\omega_{nm} - \omega)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \right. \quad (56.40)$$

(56.40) формуланинг ўнг томонидаги интегрални ҳисоблаймиз,

$$\int_0^{\infty} \frac{d\omega}{(\omega_{nm} - \omega)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} = \frac{2\pi}{\gamma}. \quad (56.41)$$

Энди  $u(\nu) = \frac{E_0^2}{8\pi}$  белгилашни киритиб,

$$P = \frac{8\pi^3 |D_{nm}|^2}{h^2} u(\nu) \hbar |\omega_{nm}| \left\{ \frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n} \right\} \cos^2 \vartheta \quad (56.42)$$

ни ҳосил қиламиз. Хаотик равишда ориентирланган осцилляторлар бўлган ҳолда

$$P = \frac{8\pi^3 |D_{nm}|^2}{3h^2} u(\nu) \hbar |\omega_{nm}| \left\{ \frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n} \right\}. \quad (56.43)$$

Агар яна Эйнштейн коэффициентларини киритсак, у ҳолда шундай ёзиш мумкин:

$$P = (B_{mn} N_m - B_{nm} N_n) u(\nu) \hbar |\omega_{nm}|. \quad (56.44)$$

Спонтан нурланиш ҳисобга олинганда нурланишнинг тўлиқ қуввати

$$P = \{A_{nm} N_n + (B_{nm} N_n - B_{mn} N_m) u(\nu)\} \hbar |\omega_{nm}| \quad (56.45)$$

га тенг бўлади. Бу ерда нурланишнинг когерент қисми қарама-қарши ишорада олинган. Демак, (56.27) — (56.44) формулалардан фарқли равишда бу қисмнинг мусбат қийматларига индукцион нурланиш, манфий қийматларига эса ютилиш мувофиқ келади. Қуйидаги

$$A_{nm} = \frac{64\pi^4 \nu_{nm}^3 |D_{nm}|^2}{3hc^3 g_n}, \quad (56.46)$$

$$\omega_{nm} = B_{nm} u(\nu) = \frac{8\pi^3 |D_{nm}|^2}{3h^2 g_n} u(\nu), \quad (56.47)$$

$$\omega_{mn} = B_{mn} u(\nu) = \frac{8\pi^3 |D_{nm}|^2}{3h^2 g_m} u(\nu) \quad (56.48)$$

катталиклар мос ҳолда вақт бирлиги ичида спонтан нурланиш, индукцион нурланиш ва ютилиш билан ўтишнинг эҳтимоллигини белгилайди. Ҳар томонлама қутбланмаган ёруғлик билан ёритилганда  $u(\nu) = u^{is}(\nu)$  катталик учун (исботсиз келтираемиз) мувозанатли нурланишда

$$u^{is} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} N_{\Phi} \quad (56.49)$$

формула хизмат қилади, бунда  $N_\phi$  — битта «радиацион осциллятор» га тўғри келадиган бирлик ҳажмдаги фотонлар сони.

$\nu$  ва  $\nu + 1$  спектр интервалида  $1 \text{ см}^3$  даги осцилляторларнинг сони қуйидагига тенг:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi \nu^3}{c^3}. \quad (56.50)$$

Бундай ҳолда ҳажм бирлигидан нурланишнинг  $P$  тўлиқ қуввати қуйидагига тенг бўлади:

$$P = \frac{64\pi^4 \nu^4}{3c^3 g_n} |D_{nm}|^2 \left\{ N_n + N_\phi \left( N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \right) \right\}. \quad (56.51)$$

Юқорида келтирилган барча формулалардан нурланиш қуввати турли  $W_m, \dots, W_n, \dots$  энергия сатҳларидаги нурловчи зарралар сони  $N_m, \dots, N_n, \dots$  га юксак даражада боғлиқ эканлиги келиб чиқади.

Термодинамик мувозанат ҳолида  $N_m$  ва  $N_n$  учун Больцман формуласини ишлатиш мумкин:

$$N_m = N_1 \frac{g_m}{g_1} e^{-\frac{W_m - W_1}{kT}}, \quad (56.52)$$

$$N_n = N_1 \frac{g_n}{g_1} e^{-\frac{W_n - W_1}{kT}}, \quad (56.53)$$

бунда  $N_1$  ва  $W_1$  — энг қуйи сатҳдаги зарралар сони ва энергия;  $W_m$  ва  $W_n$  — нурланиш ёки ютилиш юз берадиган ўтишларнинг энергия сатҳлари;  $g_1, g_m, g_n$  — тегишли статистик катталиклар;  $N_m$  ва  $N_n$  эса  $W_m$  ва  $W_n$  сатҳларда  $1 \text{ см}^3$  ҳажмдаги зарралар сони.

Агар барча энергия сатҳларидаги зарраларнинг тўлиқ сони  $N$  бўлса, у ҳолда  $W_1$  сатҳдаги зарралар сони қуйидаги формула билан аниқланади.

$$N_1 = \frac{N}{\sum_k \frac{g_k}{g_1} e^{-\frac{W_k - W_1}{kT}}}. \quad (56.54)$$

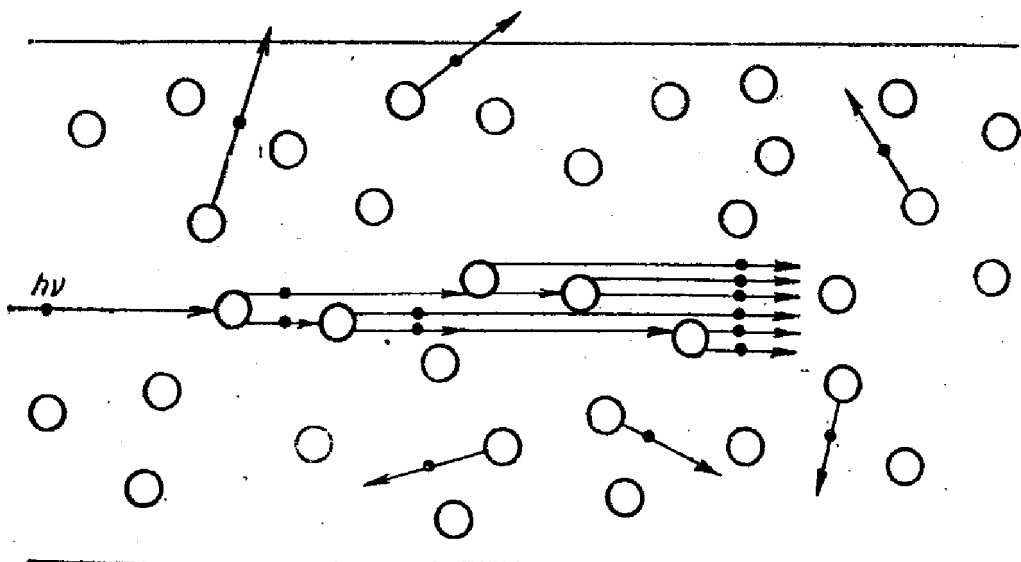
Шундай қилиб,  $T$  — температура, барча сатҳлар энергиялари ва статистик катталиклари қийматларини билган ҳолда  $N_1$  ва унга мувофиқ ҳолда  $N_m$  ва  $N_n$  ларни топиш мумкин.

Агар системада термодинамик мувозанат бўлмаса, у ҳолда тегишли энергия сатҳлари бўйлаб зарралар тақсимотини топиш жуда ҳам мураккаб иш ҳисобланади. Бу ҳолда кўпинча  $N_1, \dots, N_m, \dots, N_n$  ларни ёки тажриба йўли билан, ёки ярим эмпирик муносабатлар ва баъзи бир экспериментал маълумотларни жалб қилган ҳолда жуда мураккаб ҳисоблашлар ёрдамида аниқланади.

## 57- §. Когерент ёруғлик генераторлари ва кучайтиргичлари — лазерлар

Уйғонган зарралар — атомлар, молекулалар, ионлар ва ҳ. к. уларга тушаётган ёруғлик тўлқинининг электромагнит майдони билан ўзаро таъсирлашганда мажбурий электромагнит тебранишлари нурлайди, бу нарса ёруғликнинг оптикавий когерент генераторларини яратишга имкон беради. Бундай қурилмани *лазерлар* деб аталади. Бу ном инглизча: «light amplification by stimulated emission of radiation» ифоданинг бош ҳарфлари йиғиндисидан олинган бўлиб, унинг таржимаси «ёруғликни нурланишни радиация ёрдамида стимуляция қилиш билан кучайтириш» демакдир. *Л а з е р* сўзи ўрнида кўпинча ОКГ — *оптикавий квант генератори* термини ишлатилади. Барча нурланиш жараёнлари квант процессдир, шунинг учун ҳар қандай электромагнит тўлқинлар манбаини *квант генератори* номи билан аташ мумкин эканлигини таъкидлаб ўтиш зарур. Демак, *лазер* номи ишлатишга қулайроқ.

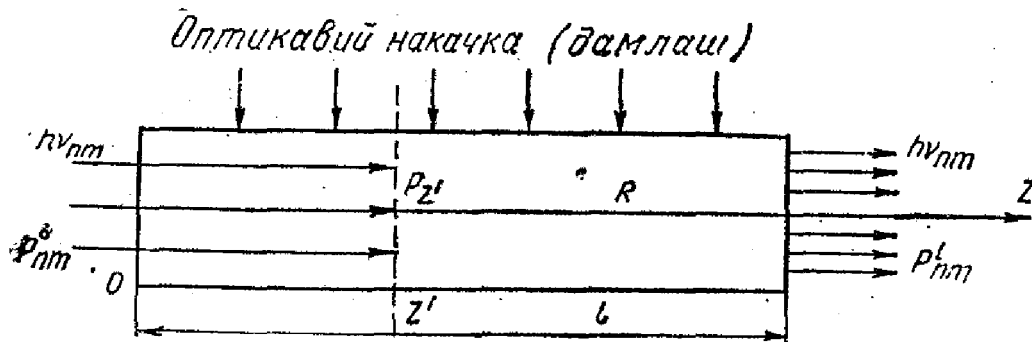
Лазернинг ишлаш принципини тушуниш учун фотонларнинг модда зарралари билан ўзаро таъсиридан иборат элементар процессларни батафсилроқ қараб чиқамиз. 194- расмда модда зарралари (атомлар, молекулалар ва ҳ. к.) доирачалар билан, стрелкали кичик қора доирачалар билан эса фотонлар тасвирланган. Агар модданинг уйғонган зарраси фотонни спонтан ҳолда чиқарса, бу фотон расмда турли йўналишларда ориентацияланган стрелкали қора доирачалар билан кўрсатилган тасодикий йўналишда ҳаракатланади. Аксинча, агар модданинг уйғонган заррасига энергияси нурланувчи зарранинг квант ўтишига мувофиқ қелган энергияли фотон келиб тушса, у ҳолда бу фотон янги фотоннинг мажбурий нурланишига сабаб бўлади, бу янги фотон тушаётган фотонга когерент бўлгани учун амалда у билан биргаликда ўша йўналишда ҳаракатланади. Сўнгра икки



194- расм.

фотон бошқа уйғонган зарралар билан учрашиб, бу янгидан яна икки фотоннинг нурланишини юзага келтиради ва шу асосда когерент нурланиш — когерент фотонлар оқими зўрайиб боради. Бироқ фотонлар нурланиши билан биргаликда уларнинг бир қисми ютилади ҳам. Шунга қарамай, агар мажбурий нурланиш ютилишдан устунлик қилса (нурланувчи зарраларнинг инверсли жойланишида шундай бўлади), у ҳолда когерент фотонларнинг қуюни ортиб боради ва шу йўл билан ёруғликнинг когерент ҳолда кучайиши содир бўлади, зарралар инверсли жойлашган уйғонган модда эса ёруғликнинг когерент кучайтиргичи бўлиб қолади. Когерент фотонлар оқимига шу йўналишда ҳаракатланувчи ёруғлик тўлқини мос келади, шунинг учун юқоридаги принципга асосланган ёруғлик кучайтиргичи югурувчи тўлқин кучайтиргичи деб аталади. Нурловчи модда, кўпинча уни актив модда ҳам дейилади, одатда 195- расмда кўрсатилганидек, кучайтирилувчи ёруғликнинг тарқалиш йўналиши бўйлаб чўзилган жисм шаклида тайёрланади, натижада бу фотон қуюнининг кучайишига ёрдам беради.

Актив моддалар қаторига электр разряди ёрдамида уйғотилган газлар, оптикавий уйғотилган суюқлик, бирор аралашмали кристаллар ва аморф қаттиқ жисмлар, ярим ўтказгичлар, магнит майдонда айланувчи электронлар ва ҳ. к. киради.



195- расм.

195- расмда югурувчи тўлқин кучайтиргичи типидagi лазер ишлашининг принципиал схемаси берилган, бу лазер оптикавий уйғотилган (оптикавий нақачка йўли билан) актив модда—хром ионлари аралашмаси бўлган рубин кристалидан  $z$  ўқи бўйлаб чўзилган цилиндр кўринишида ишланган. Актив модданинг (цилиндрнинг)  $z = 0$  бўлган учидан кириш юзасининг  $1 \text{ см}^2$  сиртига  $P_{nm}^0$  қувват билан кирувчи электромагнит нурланиш (унинг кванти —  $h\nu_{nm}$  актив модда зарраларининг ўтиш частотасига тенг) бу зарралар билан ўзаро таъсирлашиб, индукцион нурланишни юзага келтиради. Индукцион нурланиш тушаётган нурланиш билан қўшилади, натижада лазер орқали ўтаётган ёруғлик кучаяди, ёки бошқача айтганда, манфий ютилиш содир бўлади. Шунинг учун цилиндрнинг  $z = l$  иккинчи кўндаланг учидан чиқаётган оптикавий нурланиш-



нинг  $P_{nm}^i$  қуввати лазерга кирувчи  $P_{nm}^v$  нурланиш қувватидан катта бўлади. Агар актив модданинг  $z$  текислиги орқали паррон ўтаётган қувватни  $P_{nm}^z$  деб белгиланса, у ҳолда модданинг ёруғликни ютишига доир маълум қонунлар асосида шундай ёзиш мумкин:

$$P_{nm}^z = P_{nm}^0 e^{-kz} = P_{nm}^0 \tau_z, \quad (57.1)$$

бунда  $k$  — мусбат ёки манфий ютилиш коэффициенти;  $\tau_z$  — актив модданинг  $z$  қалинликдаги қатламининг ўтказиш коэффициенти.  $\tau_z$  — учун (57.1) дан

$$\tau_z = \frac{P_{nm}^z}{P_{nm}^0} = e^{-kz} \quad (57.2)$$

ифода келиб чиқади.

Агар  $k < 0$  бўлса, у ҳолда  $\tau_z > 1$  бўлади ва актив модда томонидан ёруғлик ютилмайди, балки уни кучайтиради.

Агар лазер дастасининг кўндаланг кесим юзи  $1 \text{ см}^2$  бўлса, у ҳолда  $1 \text{ см}$  силжиганда қувватнинг ўзгариши  $1 \text{ см}^3$  модданинг ютган қувватига (56.33' формулада бу қувват  $P_{nm}$  орқали белгиланган эди) тенг бўлади:

$$\frac{dP_{nm}^z}{dz} = -kP_{nm}^z = -P_{nm}. \quad (57.3)$$

$k = -|k|$ , яъни ютилиш манфий бўлганда, индукцион нурланиш юз беради,  $P_{nm}^z$  катталикини электромагнит нурланиш зичлиги  $u(v)$  билан ёруғликнинг муҳитдаги тезлиги  $c$  кўпайтмаси орқали ифодалаш мумкин, яъни:

$$P_{nm}^z = u(v) \frac{c}{n}. \quad (57.4)$$

бунда  $n$  — актив модданинг нур синдириш кўрсаткичи. Бу ҳолда  $P_{nm}^z$  нинг ўрнига унинг (56.33') формуладаги қийматини қўйиб ёзсак.

$$k = \frac{16\pi^2 n |\omega_{nm}| |D_{nm}|^2}{3ch \gamma} \left\{ \frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n} \right\} \quad (57.5)$$

га эга бўламиз.

60- § да биз  $\gamma$  катталики

$$\gamma = 2\pi \Delta\nu \quad (57.6)$$

формула бўйича спонтан нурланиш чизигининг кенглигини ифодалашини кўрамиз.  $\gamma$  нинг бу қийматини (57.5) га қўйиб ва  $|\omega_{nm}| = 2\pi\nu_{nm}$  алмаштириш ўтказиб (бунда  $2\pi\nu_{nm}$  мусбат катталик деб тушунилади), муҳитнинг ютиш коэффициенти учун шундай ифода оламиз:

$$k = \frac{16\pi^2 n |D_{nm}|^2 \nu_{nm}}{3ch \Delta\nu} \left\{ \frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n} \right\}. \quad (57.7)$$

Агар

$$\frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n} < 0 \quad (57.8)$$

бўлса, яъни сатҳларда зарралар инверс жойлашган бўлса, у ҳолда  $k < 0$  ва (57.1) формулада актив модда орқали ўтувчи қувват катталиги учун шундай тенглик ёзиш мумкин:

$$P_{nm}^z = P_{nm}^0 e^{|k|z}, \quad (57.9)$$

яъни ёруғлик дастасининг қуввати у актив модда орқали ўтгани сари ортиб боради.

$z = l$  га тенг бўлган чиқишда қувват

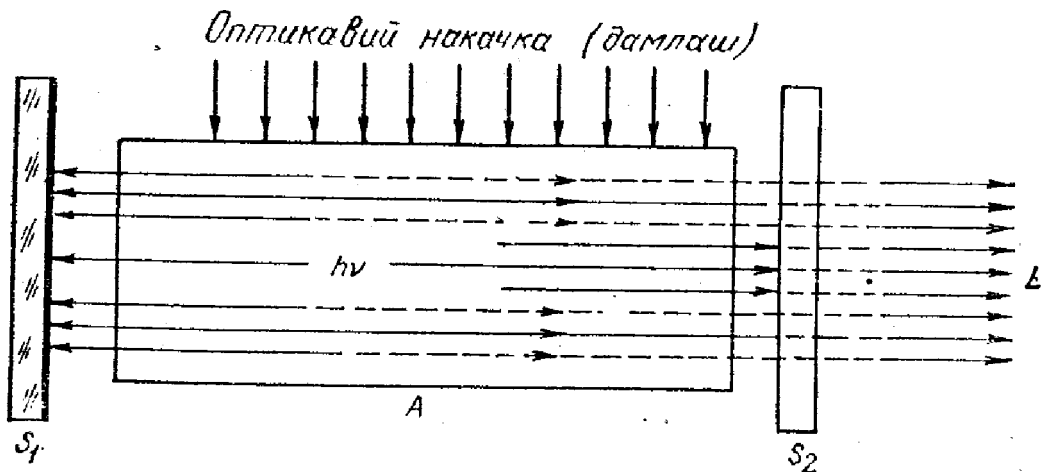
$$P_{nm}^l = P_{nm}^0 e^{|k|l} \quad (57.10)$$

га тенг бўлади. Бунда

$$\tau_l = e^{|k|l} \quad (57.11)$$

катталиқ актив модда орқали бир ўтишдаги кучайтириш коэффициентини билдиради.

Манфий ютилиш коэффициенти ва актив модда орқали бир ўтишдаги кучайтириш коэффициенти  $|D_{nm}|$ ,  $v_{nm}$  катталиқлар ҳамда инверс жойланиш катталиги ортиши билан ортади ва шу ўтишдаги спонтан нурланиш чизиги кенглиги ортиши билан камайиб боради. Бу ҳол (57.7) формуладан келиб чиқади.  $\tau_l$  — кучайтириш коэффициенти, шунингдек, актив модда узунлиги ортиши билан ортади. Бироқ  $l$  нинг ҳатто катта қийматларида ҳам  $\tau_l$  унча катта бўлмаса, у ҳолда уни тескари алоқа киритиш ҳисобига катталаштириш мумкин, яъни кучайтирилган нурланишни актив моддага қайтириб, уни такрорий ўтишга мажбур қилиш керак. Бундай такрорий ўтишни бир неча марта амалга ошириш мумкин. Бу мақсадда актив модданинг ҳар икки томонига юқори қайтариш коэффициентига эга бўлган кўзгу қўйилади ва бу кўзгулар тескари алоқани таъминлаб беради. Айтилганлар 196-расмда тушунтирилади.  $A$  — актив модда юқори қайтариш коэффициентига эга бўлган ва катта аниқликда бир-бирига параллел қилиб ўрнатилган  $S_1$  ва  $S_2$  кўзгулар орасига жойлаштирилади. Шунга кўра, актив моддада, масалан, спонтан нурланиш туфайли юзага келган  $h\nu$  фотон кўзгулардан бирига ( $S_2$ ) ҳаракатланиб, бошқа фотонларнинг индукцион нурланишини ҳосил қилади, бу фотонлар  $S_2$  кўзгуга етиб, ундан қайтади ва қайтадан актив моддага киради ва яна янги фотонларнинг индукцион нурланишини юзага қелтиради. Шу тафайли  $S_1$  кўзгуга энди кўп сонли фотонлар келади, улар ўз навабатида  $S_1$  кўзгудан актив моддага қайтиб, янги фотон нурланишларини индукциялай беради, фотонлар оқими қуюни тобора зўрайиб боради. Бундай процесс жуда ҳам катта кучайишга, актив модда орқали ёруғлик дастаси бир марта ўтгандагидан кўплаб марта ортиқ бўлган кучайишга сабаб бўлади.  $S_1$  ва  $S_2$  кўзгулар биргаликда Фабри—Перо интерферомет-



196- расм.

рига эквивалент бўлган оптиквий резонатор ролини ўйнайди, улар орасидаги фарқ  $S_1$  ва  $S_2$  кўзгулар орасидаги бўшлиқда актив модда, яъни ютилвнш коэффициентини манфий бўлган модданинг бўлишидир. Нурланиш резонатордан чиқиши учун кўзгулардан бири (196- расмда  $S_2$  кўзгу) қисман шаффоф қилинади, натижада  $L$  ёруғлик нурланишининг бир қисми актив моддадан ташқарига чиқади.

Бундай қурилма умумий ҳолда резонаторли лазер ёки регенератив типдаги лазердир. Унинг кучайтириш коэффициенти Фабри—Перо интерферометри учун ёзилган (16.19) формуладан чиқарилиши мумкин бўлиб, шундай кўринишга эга:

$$P_m = \frac{\tau \vartheta^2 P_0}{(1 - \tau R)^2}, \quad (57.12)$$

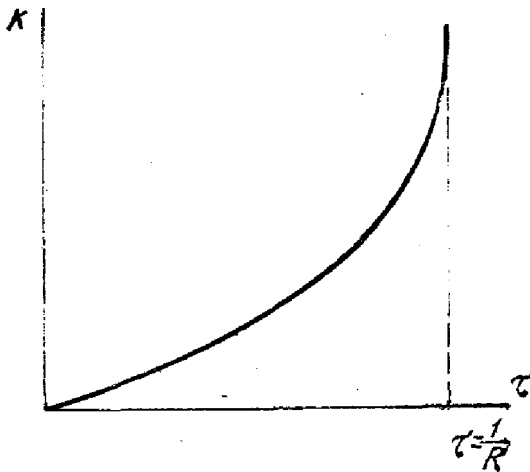
бунда  $P_0$  — интерферометрга кирувчи ёруғлик дастасининг қуввати;  $P_m$  — интерферометрдан чиқувчи ёруғлик дастасининг қуввати;  $\tau$  катталик  $\tau_1$  нинг ўзи бўлиб, актив моддадан биринчи марта ўтишдаги ўтказиш коэффициенти (уйғонган ҳолат вақти билан алмаштирамаслик керак);  $R$  — қайтариш коэффициенти;  $\vartheta$  — интерферометр кўзгуларининг ўтказиш коэффициенти. Агар ҳар икки кўзгунинг ўтказиш ва қайтариш коэффициентлари турлича, ва мос равишда  $\vartheta_1$  ва  $\vartheta_2$ ,  $R_1$  ва  $R_2$  бўлса, у ҳолда  $\vartheta$  ва  $R$  учун

$$\left. \begin{aligned} \vartheta &= \sqrt{\vartheta_1 \vartheta_2}, \\ R &= \sqrt{R_1 R_2} \end{aligned} \right\} \quad (57.13)$$

қийматлар олинади. (57.12) формулада  $I_m$  ва  $I_0$  ўрнига  $P_m$  ва  $P_0$  белгилашлар олинган.  $R$  нинг қиймати доимо бирдан кичик. Агар интерферометрдаги модда актив бўлса, яъни (57.8) шарт бажарилса, у ҳолда  $k < 0$  бўлади,  $\tau$  катталик эса бирдан катта бўлиши мумкин.  $\tau$  катталашганда  $P_m$  нинг қиймати ортиб боради ва

$$\tau R = 1 \quad (57.14)$$

бўлганда,  $P_m$  қувват чексиз бўлади.



197- расм.

Бу деган сўз, система ўз-ўзидан уйғонади ва биз ёруғликнинг ўз-ўзидан уйғонувчи оптикавий когерент генераторини ёки ўз-ўзидан уйғонувчи лазерни ҳосил қиламиз. Маълумки,  $P_m$  катталик чексиз бўла олмайди, чунки бунда (57.12) формула етарли бўлмайди ва ҳодисаларни анализ қилиш учун (57.14) шарт бажарилгандан сўнг янада батафсил ўрганиш керак бўлади.

Қуйидаги

$$K = \frac{P_m}{P_0} = \frac{\tau \theta^2}{(1 - \tau R)^2} \quad (57.15)$$

катталик резонаторли лазернинг кучайтириш коэффициентини билдиради. 197- расмда  $K$  нинг  $\tau$  га боғланиш характери график тарзда кўрсатилган. Графикдан  $\tau \rightarrow \frac{1}{R}$  яқинлашганда кучайтириш коэффициенти кескин ортиши ва чексизликка интилиши кўриниб турибди. Регенератив лазернинг ўз-ўзидан уйғониш шarti қуйидагича:

$$\tau R \geq 1. \quad (57.16)$$

Бу ерда  $\tau$  учун (57.11) формула хизмат қилади ( $l$  индекс тушириб қолдирилган). Биз бу шартни  $|k|l$  унча катта бўлмаганда ва  $\tau$  катталик Тейлор қаторига ёйилган биринчи икки ҳад билан ифодаланган ҳол, яъни

$$\tau = 1 + |k|l \quad (57.17)$$

бўлган ҳол учун анализ қиламиз.

$\tau$  нинг қийматини (57.16) формулага қўйиб:

$$R + R|k|l \geq 1 \quad (57.18)$$

ифодага эга бўламиз.

(57.18) формулани шундай кўринишга келтириш мумкин:

$$\frac{c|k|}{2\pi v_{nm}} \sqrt{R} \geq \frac{\lambda_{nm}}{2l} \frac{1-R}{\pi \sqrt{R}}. \quad (57.19)$$

Ҳақиқатан ҳам, (57.18) формуладан:

$$lR|k| \geq 1 - R \quad \text{ёки} \quad l|k|\sqrt{R} \geq \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad \text{деб ёзиш мумкин. Тенгсиз-$$

ликнинг ҳар икки томонини  $\frac{\lambda_{nm}}{2\pi} = \frac{c}{2\pi v_{nm}}$  га кўпайтириб ва қайта ўзгартириб (57.19) ни ҳосил қиламиз. (57.19) нинг ўнг томонини (16.37) формула билан солиштириб, у интерферометрнинг  $\mathfrak{R}$  ажрата олиш кучига тескари катталик эканини кўрамиз, бу катталик

радиофизикадаги  $Q$  билан белгиланган «асллик» катталигига эквивалент, яъни

$$\Re = Q \quad (57.20)$$

экан. Демак, шундай ёзиш мумкин:

$$\frac{c|k|}{2\pi\nu_{nm}} \sqrt{R} \geq \frac{1}{Q}. \quad (57.21)$$

$\sqrt{R}$  катталик биз кўраётган ҳолда амалда бирга тенг, шунга кўра (57.21) шартни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{c|k|}{2\pi\nu_{nm}} \geq \frac{1}{Q}. \quad (57.21')$$

$|k|$  ўрнига (57.7) дан унинг ифодасини қўйиб, регенератив лазернинг ўз-ўзидан уйғониш шартини шундай ёзиш мумкин:

$$\frac{8\pi n |D_{nm}|^2 Q}{3g_n h \Delta\nu} \left\{ N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \right\} \geq 1. \quad (57.22)$$

(57.22) формуладан кўришиб турибдики, ўз-ўзидан уйғониш шартини енгиллатиш учун юқори аслликка эга бўлган резонаторлар олиш, имкони борича максимал инверс жойланишга эришиш ва генерацияланувчи нурланиш рўй берган ўтиш частотасидаги спонтан нурланиш чизиқлари кенглигини камайтириш керак экан.

Фабри—Перо интерферометри бўлган ҳол учун бу интерферометр ўтказадиган интерференция максимуми кенглиги учун (16.26) формула топилган эди:

$$2\delta\psi = \frac{\lambda}{2nl \sin \psi} \frac{1 - \tau R}{\pi \sqrt{\tau R}}. \quad (57.23)$$

(16.26) формулага нисбатан бу ерда  $h$  катталик  $l$  билан алмаштирилган. Агар интерферометр актив модда билан тўлдирилган бўлса, сатҳларда зарралар инверс жойланиш ҳоли учун  $\tau$  бирдан катта бўлиши мумкин ва унинг ортиши билан  $1 - \tau R$  нолга интилади. Демак, ўз-ўзидан уйғониш шартига яқинлашган сари регенератив лазердан чиқувчи ёруғлик дастасининг бурчак кенглиги ҳам нолга интилади, яъни амалда у параллел даста тарзида чиқади.

Энди (16.37) формулага қайтамиз; уни қуйидаги кўринишда кўчириб ёзамиз:

$$\frac{2\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{2l \cos \varphi} \frac{1 - \tau R}{\pi \sqrt{\tau R}}. \quad (57.24)$$

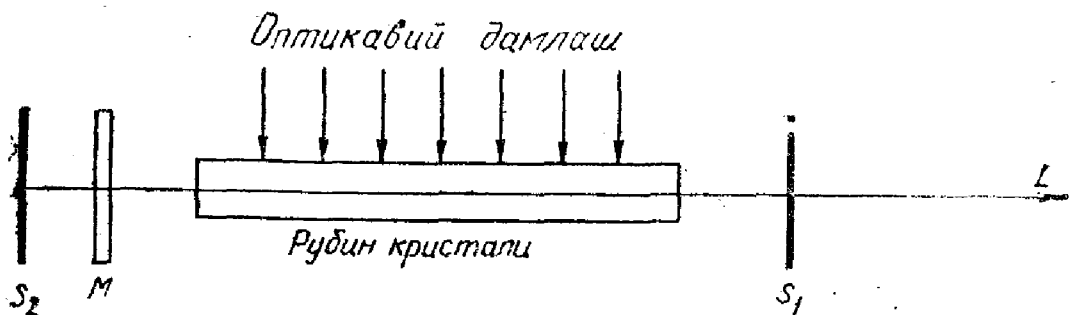
Бу ерда, (57.23) сингари  $h$  ни  $l$  га алмаштирилган, интерферометрдан чиқувчи нурланиш максимумининг спектрал кенглиги эса  $2\delta\lambda$  орқали ёзилган.

Ўз-ўзидан уйғониш шартига, яъни  $(1 - \tau R) \rightarrow 0$  га яқинлашган сари лазердан чиқувчи нурланишнинг спектрал кенглиги  $2\delta\lambda$  ҳам нолга интилади, яъни лазердан чиқаётган нурланиш тобора монохроматик бўлиши ва ниҳоят, идеал монохроматик бўлиб қолиши керак. Бироқ лазер деталларининг мукамал бўлмаслиги (қайта-

рувчи кўзгу, актив модданинг бир жинсли бўлмаслиги ва ҳ. к.) тугайли бундай идеалга эришиб бўлмайди.

Иш режими характерига кўра лазерлар узлуксиз ишловчи лазерлар ва импульсли лазерларга бўлинади. Уларнинг иш режими одатда актив модданинг уйғониш характерига боғлиқ. Агар уйғониш узлуксиз рўй берса, лазер узлуксиз нурланиш режимида ишлайди. Агар модданинг уйғониши импульс тарзида бўлса, у ҳолда лазер ҳам импульс билан нурлайди. Импульснинг давомийлиги кўп факторлар: инверс жойланишнинг ўсиш тезлигига ва келгусида нурланиш процессининг характерини белгиловчи деталлар, масалан, лазер резонаторлар асслигини ўзгартувчи махсус затворларнинг мавжудлиги ва ҳ. к. га боғлиқ бўлади. Резонаторлар асслигини ўзгартириш ёрдами билан импульс давомийлигини ростлаш *асллилик модуляцияси* номини олган. Асллиликни модуляциялайдиган импульсли режимнинг моҳияти шундан иборатки, бунда актив модданинг уйғониш моменти учун резонатор асслиги кичик бўлади ва ҳатто сатҳлар катта инверсликда жойланганда ҳам ўз-ўзидан уйғониш рўй бермайди. Бироқ актив модданинг уйғониши тугалланиши биланоқ резонатор асслиги ғоят ортади, бу нарса оний равишда ўз-ўзидан уйғониш шартига олиб келади ва ундан ҳам ўтиб кетади. Бунинг натижасида нурланиш импульси ғоят қисқаради ва оний нурланиш қуввати катта қийматларга эришади. Бу усул билан оний қуввати юз, минг ва миллион киловатт, ўзи эса бир неча наносекунд давом этувчи импульслар олиш мумкин. Бундай нурланиш импульси режими *гигант импульс* деб юритилади. Резонаторнинг асллилик модуляциясига эришиш учун кўзгулардан бири тез айлантирилади ва бунда у қисқа вақт давомида иккинчи кўзгуга параллел бўлиб қолади, ана шу пайтда гигант импульс юзага келади. Асллиликни модуляция қилишнинг иккинчи усулида модуляция резонатор ичига ёруғлик ютувчи чизиқли бўлмаган ёруғлик фильтирини киритиш билан амалга оширилади.

198- расмда асллилик модуляциясига эга бўлган  $M$  ютувчи фильтрли рубин лазерининг оптикавий схемаси келтирилган.  $M$  фильтр кучли ютади, шунинг учун  $S_1$  ва  $S_2$  кўзгули резонаторнинг асслиги жуда кичик, бунинг натижасида ўз-ўзидан уйғониш шартини таъминлаш учун актив моддага катта накачка бериш керак. Ўз-ўзидан уйғониш шартига эришилган ҳамано лазерда фотонлар қуюни ўса-

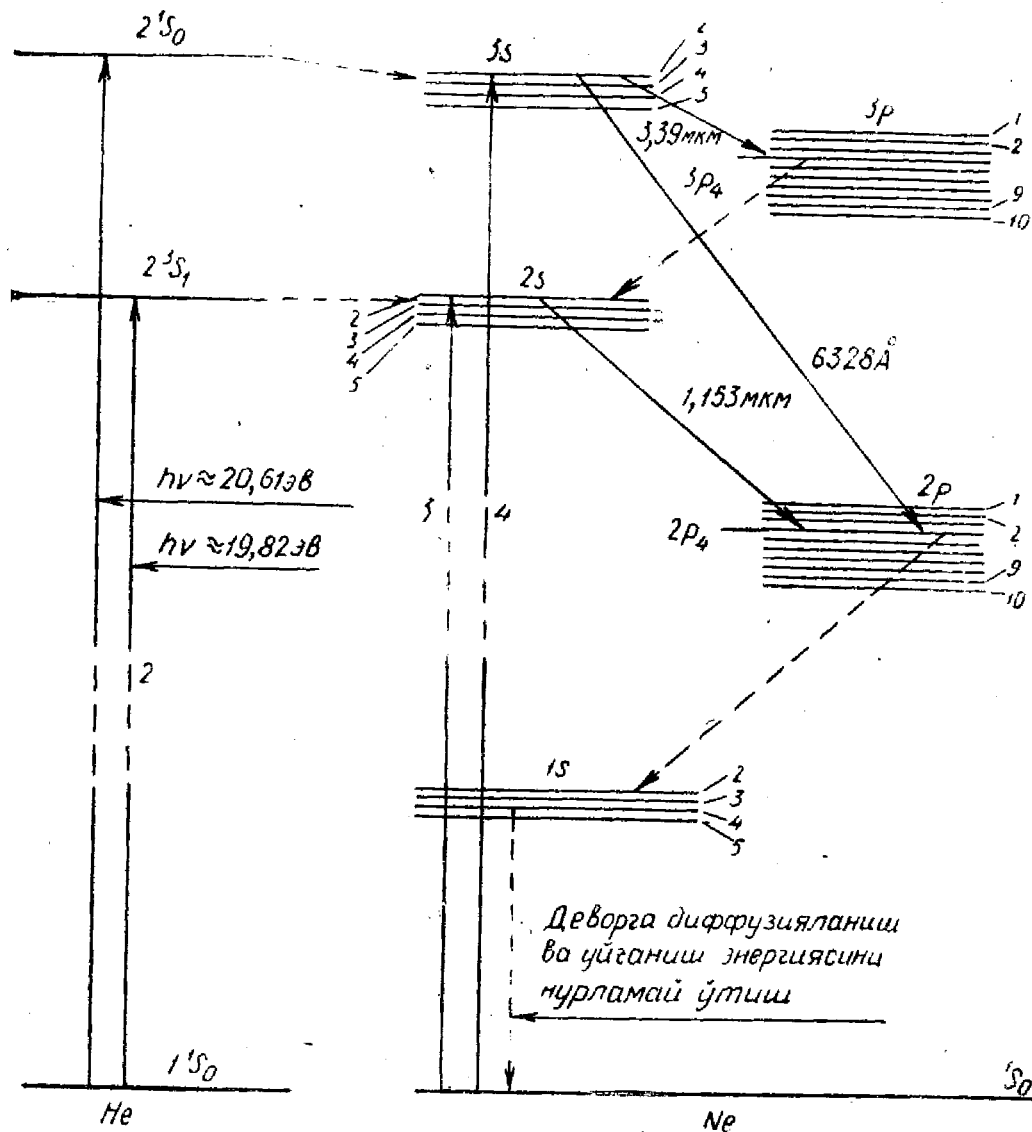


198- расм.

боради ва бу фотонлар филтър томонидан ютилиб, филтърнинг ютувчи зарраларини уйғонган сатҳга ўтказеди, бунинг натижасида у ёришади. Бу ҳол аслиликни сакрашсимон катталаштириб юборади, лазер кучли ўта уйғониш ҳолатига келади, катта тезлик билан индукцион нурланиш ортиб кетади, натижада гигант импульс ҳосил бўлади.

Агар эркин генерацияловчи режимдаги рубин лазерининг нурланишини линза ёрдамида металл сиртига фокусланса, у ҳолда фокусда оний равишда қизиган моддани портлаш тарзида чиқариш жараёни содир бўлади. III- расмда рубин лазерининг ёруғлик нури воситасида металнинг парчаланиши тасвирланган. Кучли ёруғлик дастаси моддани парчалашдан ташқари унга қатор бошқа таъсирлар ҳам кўрсатади. Гигант импульслар ёруғликнинг мажбурий комбинацион сочилиши, гармоникаларнинг генерацияси, лазер ёруғлиги фокусланган газларда учқун разрядлар (IV расм), ёруғликнинг ўз-ўзидан фокусланиши ва шунга ўхшаш ҳодисаларни юзага келтиради. Бундай ҳодисалар тўплами *чизиқли бўлмаган оптика* деган умумий ном билан юритилади. Индукцион нурланишга асосланган ажойиб ҳодисалардан бири *ўтанурланиш* ҳодисасидир. Актив модданинг ўзи чиқараётган спонтан нурланишни лазер томонидан кучайтирилиши шу термин билан аталади. Бу ҳодиса рўй бериши учун актив модданинг бир ўтишда кучайтириш коэффициенти жуда катта бўлиши керак, бу ҳолда, аксиал йўналишда кетувчи барча фотонлар ёки қисқа муддатли импульс характерида фотонлар қуюнини вужудга келтиради (актив муҳит импульсли уйғонганда), ёки узлуксиз режимда ўтанурланиш содир бўлади. Бу нурланишнинг когерентлиги ва унинг йўналганлиги регенератив лазерлардагидан бирмунча заиф бўлади. Ўтанурланувчи лазер резонаторсиз ўз-ўзидан уйғонувчи лазер бўлади.

Юқорида баён этилганлардан, лазерни кучайтиргич режимда, шунингдек, ўз-ўзидан уйғонувчи генератор режимда ишлашини таъминловчи муҳим масалалардан бири инверсли жойланиш шартига эришиш, яъни актив моддани юқори энергия сатҳларида қуйи энергия сатҳларидагига қараганда зарралар сони кўп бўладиган уйғонишини таъминлаш керак. Инверсияни юзага келтирувчи самарали методлардан бири, бир модда атомлари (молекулалари) дан бошқа актив модда атомлари (молекулалари)га уйғотиш энергиясини нурлантирмасдан узатишдир. Гелий ва неон газлари аралашмасидаги лазер бунга мисол бўлаолади. Бундай лазерда неон атомлари актив модда бўлади, неон атомлари уйғониш энергиясини метастабиль сатҳларда уйғониб, бу сатҳда узоқ муддат оптикавий нурланиш тарзида энергия тарқатмасдан турадиган гелий атомлари билан тўқнашиш туфайли олади. Гелий атомлари неон атомлари билан тўқнашгандагина унга ўзининг уйғониш энергиясини беради. Шу тариқа инверсли жойланиш таъминланади. 199- расмда сатҳларнинг биз кўраётган процесслардаги энергия қийматига эга бўлган энергия сатҳларининг схемаси келтирилган. Электрон зарбасидан  $1s2s's_0$  сатҳга уйғотилган гелий атомлари неон атомлари билан тўқ-



199- расм.

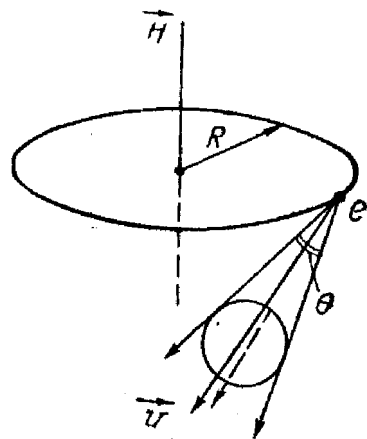
нашганда уларга ўз энергиясини беради ва уларни тўртта қўшимча сатҳлардан ташкил топган  $3s$  сатҳга уйғотади. Бу қўшимча сатҳлардан  $2p$  қўшимча сатҳларга ўтиш (улардан ўнгаси мавжуд) натижасида кучайиш содир бўлади.  $3s_2$  дан  $2p_4$  га ўтишда интенсив генерация пайдо бўлади, бунга  $6328 \text{ \AA}$  тўлқин узунлиги мувофиқ келади.  $6328 \text{ \AA}$  чизиқдаги гелий-неонли лазер ҳозирги вақтда кенг тарқалган. В расмда бундай лазерлардан бирининг ташқи кўриниши ва унинг нурлаётган юқори йўналишли ёруғлик дастаси кўрсатилган.

Лазер физикаси ва техникаси ҳозирги вақтда жадал ривожланмоқда, лазерлар эса амалий мақсадларда тобора кенг қўлланилмоқда.



## 58- §. Синхротрон нурланиш

Синхротрон нурланиш термини магнит майдонида ҳаракатланувчи электронлар ёки бошқа зарядли зарраларнинг электромагнит нурланишини билдиради. Бунда зарядли зарраларга Лоренц кучи таъсир этиб, уларнинг ҳаракати тезланиш олади ва шу туфайли нурланиш ҳосил бўлади. Бошқа нурлагичларнинг нурланишидаги каби, синхротрон нурланиш спонтан ва индукцион бўлиши мумкин. Спонтан синхротрон нурланишнинг хусусиятларини қараб чиқамиз. 200- расмда  $\vec{H}$  кучланганликли магнит майдонида  $R$  радиусли доиравий орбита бўйлаб  $\vec{v}$  тезлик билан ҳаракатланаётган электроннинг ҳаракати ва нурланиш схемаси кўрсатилган. Агар электроннинг энергияси  $W \gg m_0 c^2$  ( $m_0$ —электроннинг тинчликдаги массаси,  $c$  — ёруғлик тезлиги) бўлса, у ҳолда бундай электроннинг нурланиши очилиш бурчаги



200- расм.

$$\Theta \approx \frac{m_0 c^2}{W} \quad (58.1)$$

бўлган ингичка конус бўйича содир бўлади.  $\vec{v}$  тезлик билан тезланувчан ҳаракатланаётган электроннинг нурланиш қуввати:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{\dot{v}^2 - \frac{1}{c^2} [\vec{v} \cdot \dot{\vec{v}}]^2}{(1 - \beta^2)^3} \quad (58.2)$$

формула билан аниқланади (исботсиз берилади), бунда  $\vec{v}$  — тезланиш,  $\beta = \frac{v}{c}$ . Агар  $v \ll c$  бўлса, у ҳолда (58.2) формула қуйидаги

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \dot{v}^2 \quad (58.2')$$

кўринишга эга бўлади.

$v \ll c$  шарт кичик тезликдаги ҳаракатларни характерлайди, бундай ҳаракатлар норелятивистик ҳаракатлар дейилади.

Агар электроннинг ҳаракати доиравий орбита бўйлаб содир бўлса (ўзгармас магнит майдонида бўлгани каби), у ҳолда  $v$  ва  $\vec{v}$

$$v = \omega R, \quad \vec{v} = -\omega^2 \vec{R} \quad (58.3)$$

формулалар бўйича аниқланади, бунда  $\omega$  — электроннинг орбита бўйлаб ҳаракатдаги бурчак тезлиги. Кўрсатиб ўтилган катталиқ-

ларни (58.2) формулага қўйиб, синхротрон нурланишнинг интеграл қуввати учун:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{R^2} \frac{\beta^3}{(1 - \beta^2)^2} \quad (58.4)$$

ифодага эга бўламиз.

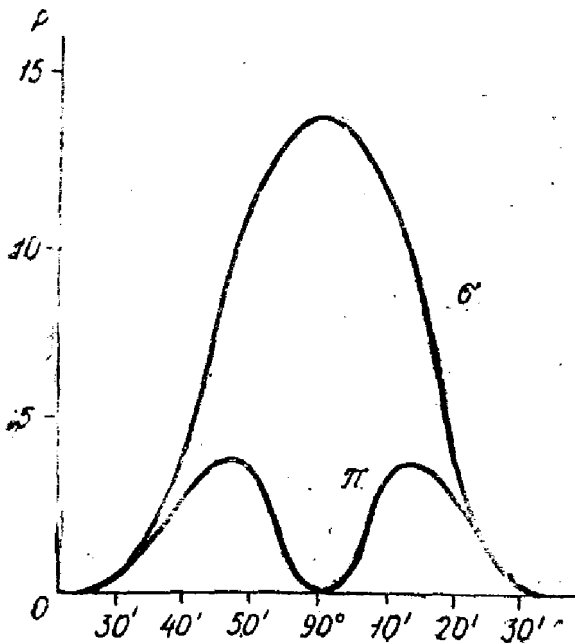
$\beta \rightarrow 1$  бўлган (ультрарелятивистик) ҳол учун (58.4) формулани соддалаштириш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, релятивистик зарра энергияси учун ёзилган  $W = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$  ифодадан қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$\frac{1}{(1 - \beta^2)^2} = \left( \frac{W}{m_0 c^2} \right)^4. \quad (58.5)$$

(58.5) ни (58.4) га қўйиб,  $\beta \rightarrow 1$  ни назарга олиб, шундай ёзамиз:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{R^2} \left( \frac{W}{m_0 c^2} \right)^4, \quad (58.6)$$

(58.6) формуладан электронлар (ёки бошқа зарядли зарралар) энергияси ортиши билан синхротрон нурланиш жуда тез ўсиши келиб чиқади. Синхротрон нурланиш 1 МэВ дан юқори  $W$  энергияда юксак йўналувчанликка эга бўлади, бунда нурланиш максимуми электроннинг ҳаракат тезлиги векторининг йўналишига, яъни электрон орбитасига уринмага мос тушади (200- расм). Нурланиш конусининг чиқиш бурчаги (58.1) формула билан аниқланади. Агар  $W = 5 \cdot 10^2$  МэВ бўлса, у ҳолда  $\theta$  учун:  $\theta = \frac{0,5}{5 \cdot 10^2} = 10^{-3}$  рад, яъни  $\theta \approx 0,06^\circ$  га эга бўламиз. Келтирилган сонлардан релятивистик



201- расм.

электроннинг оний нурланишида чиқиш бурчаги жуда ҳам кичик эканлиги кўринади. 201-расмда синхротрон нурланишда энергиянинг бурчаклар бўйича тақсимланиши келтирилган (икки эгри чизиқ). Горизонтал ўқ бўйлаб масофанинг электрон ҳаракатланаётган магнит майдони йўналишидан бошлаб олинган бурчак қийматлари қўйилган, вертикал ўқ бўйлаб эса бу йўналиш бўйича нурланиш қуввати қўйилган. Эгри чизиқлардан  $\sigma$  — билан белгиланган биттаси синхротрон нурланишнинг нурланувчи ёруғлик электр майдони кучланганлик вектори орбита текисли-

гида ётадиган компонентига мувофиқ келади. Уртасида минимуми бўлган ва  $\lambda$  билан белгиланган иккинчисининг электр вектори ўзгармас  $\vec{H}$  магнит майдон кучланганлик векторига параллелдир. Синхротрон нурланиш учун шундай спектр характерлики, унинг максимуми электроннинг орбита бўйлаб айланиш частота-сида, яъни

$$v_1 = \frac{c}{2\pi R} \quad (58.7)$$

формула билан ифодаланувчи частотада эмас, балки жуда юқори частотада ётади. Агар частота ўрнида тўлқин узунлиги олинса, у ҳолда асосий  $\lambda_1 = \frac{c}{v_1}$  тўлқин узунлиги учун

$$\lambda_1 = 2\pi R \quad (58.8)$$

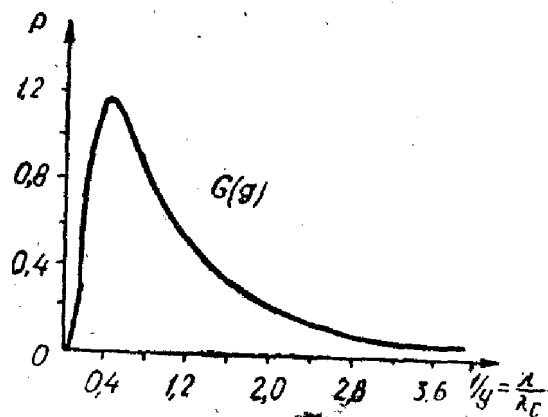
қийматга эга бўламиз.

Синхротрон нурланиш спектридаги максимум тўлқин узунлигининг  $\lambda_c$  критик тўлқин узунлик деб аталган тўлқин узунлик билан боғланиши шундай кўринишга эга:

$$\lambda_c = \frac{2\lambda_1}{c} = \left(\frac{m_0 c^2}{W}\right)^3, \quad (58.9)$$

бунда  $W$  — нурловчи электрон энергияси.

Нурланиш қувватининг тўлқин узунликка боғлиқлиги 202-расмда келтирилган, бунда  $P$  нурланиш қуввати ва  $\lambda$  тўлқин узунлиги нисбий бирликларда ифодаланган.  $\lambda_m$  нурланиш максимумининг тўлқин узунлиги расмдан кўринишича, амалда



202- расм.

$$\lambda_m = 0,42 \lambda_c \quad (58.10)$$

муносабат билан аниқланади.

(58.9) ва (58.10) формулалардан нурланиш максимуми спектрнинг қисқа тўлқинлар соҳасига кучли силжигани кўриниб турибди. Айтилганларни иллюстрация қилиш учун қуйидаги ҳисоблашни бажарамиз: фараз қилайлик, электрон кучланганлиги  $H = 10^4$  э бўлган магнит майдонида  $W = 500$  Мэв ва  $W = 5$  Мэв энергия билан ҳаракатлансин. Орбита радиуси  $R$ , электрон энергияси  $W$  ва магнит майдон кучланганлиги  $H$  орасида

$$W = 3 \cdot 10^{-2} HR \quad (58.11)$$

муносабат мавжуд, бунда  $W$  — миллион электрон вольтларда,  $H$  — эрстедларда,  $R$  — метрларда ифодалананади.

Агар  $W = 500$  Мэв,  $R = 1,67$  м бўлса, у ҳолда  $\lambda_1 = 10,5$  м,  $\lambda_c = 70$  Å,  $\lambda_m = 28$  Å. Иккинчи ҳол учун,  $W = 5$  Мэв бўлганда,

$R=0,0167$  м,  $\lambda_1=0,105$  м,  $\lambda_c=7 \cdot 10^{-3}$  см,  $\lambda_m=2,8 \cdot 10^{-3}$  см = 28 мкм бўлади.

Шундай қилиб, биринчи ҳол учун ( $H = 10^4$  э,  $W = 500$  Мэв) нурланиш максимуми вакуум ультрабинафша спектри соҳасида ётади, бунда электрон орбитасининг узунлиги  $L = 10,5$  м, асосий тебранишлар частотаси  $\nu_1 = 2,85 \cdot 10^7$  гц. Иккинчи ҳол учун ( $H = 10^4$  э,  $W = 5$  Мэв)  $L = 10,5$  см,  $\nu_1 = 2,85 \cdot 10^9$  гц, нурланиш максимуми спектрнинг ўрта инфрақизил соҳасида ётади.

Синхротрон нурланиш спектри туташ спектрдир. Унинг барча хоссалари қувватнинг спектр бўйича тақсимоти, қувватнинг фазавий (бурчакли) тақсимоти ва қутбланишини аниқлашга имкон берувчи назарий формулалардан ҳисобланиши мумкин. Шунга биноан, синхротрон нурланиш электромагнит спектрининг радиотўлқинлар диапазонидан рентген соҳасига қадар бўлган кенг диапазон учун эталон манба сифатида фойдаланилиши мумкин. Спектрнинг қисқа тўлқинли (ультрабинафша) соҳасида кучли нурланишнинг мавжудлиги ундан қаттиқ жисм спектроскопиясида кенг фойдаланиш имкониятини беради. Индукцион синхротрон нурланиш миллиметрли ва сантиметрли тўлқин спектрлари соҳасида ишлайдиган лазерлар яратишда самарали фойдаланилади.

### 59- §. Черенков эффекти

Моддада ҳаракатланувчи зарядли зарралар ана шу муҳитда ёруғликнинг фазавий тезлигидан катта тезлик билан ҳаракатланганда кузатиладиган шуълаланишнинг топилиши физикада йирик кашфиёт ҳисобланади. Ёруғликнинг муҳитдаги фазавий тезлиги деб мазкур нурланиш тўлқин узунлигининг унинг тебраниш даврига нисбатига, яъни  $c' = \frac{\lambda}{T}$  нисбатга айтилади, бунда  $c'$  — ёруғликнинг муҳитдаги фазавий тезлиги;  $\lambda$  — тўлқин узунлиги;  $T$  — ёруғлик тебранишлари даври.

Унинг катталиги яна:

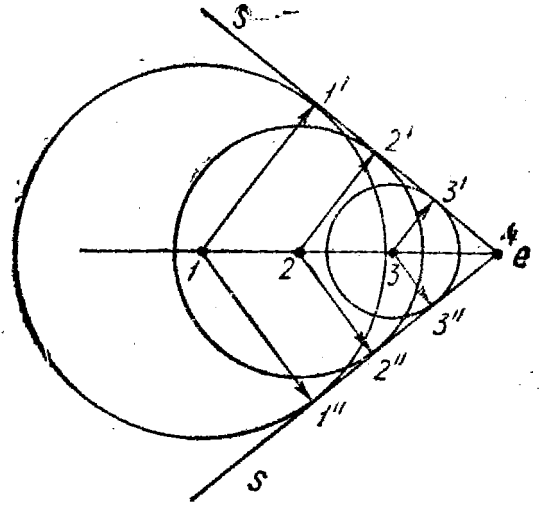
$$c' = \frac{c}{n} \quad (59.2)$$

нисбат билан ифодаланиши мумкин, бунда  $c$  — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги;  $n$  — муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи.

Шундай қилиб, агар зарядли зарраларнинг муҳитдаги ҳаракат тезлиги  $v > c'$  бўлса, у ҳолда муҳит характерли шуъла билан нурланади, буни *Вавилов—Черенков нурланиши* деб аталади. Бу ҳодиса 1934 й. совет физиги П. А. Черенков томонидан очилган. Ушбу нурланишнинг табиатини аниқлашда С. И. Вавиловнинг хизмати жуда катта.

Вавилов—Черенков нурланишининг моҳиятини аниқлаш учун 203- расмга мурожаат қиламиз. Бу ерда  $e$  — конденсацияланган муҳитда  $v > c'$  тезлик билан 1, 2, 3 чизиқ бўйлаб ҳаракатланувчи

электрон. Электрон муҳит зарралари (атомлари, молекуллари) ёнидан ўтатуриб, уларни уйғотади, бунинг натижасида улар электромагнит (ёруғлик) тўлқинлари тарқата бошлайди. Муҳитнинг ҳар бир нуқтасидан тўлқинлар  $1', 2', 3', \dots$  сферик тўлқинлар кўринишида тарқалади. Муҳитнинг ҳар бир навбатдаги зарраси, кечикиб уйғонади, шунга кўра  $1', 2', 3' \dots$  сферик тўлқинлар радиуси аста-секин камайиб боради. Бу элементар тўлқинлар интерференцияси учи электрон турган 4 нуқтада бўлган ўровчи сирти конуссимон бўлган натижавий тўлқинни беради.



203- расм.

Конус кўринишидаги ёруғлик тўлқинининг тарқалиш йўналиши билан электроннинг ҳаракат йўналиши ўртасидаги бурчакни аниқлаш қийин эмас. Агар 1 сек давомида электрон  $1-4$  йўлни ўтган бўлса, у ҳолда ёруғлик тўлқини бу вақт давомида  $1-1'$  йўлни ўтади. Демак,  $1-4$  ва  $1-1'$  кесмалар мос равишда  $v$  ва  $c'$  тезликларга тенгдир.  $11'4$  учбурчак тўғри бурчакли учбурчак бўлиб, унинг  $1'$  учи тўғри бурчакдир,  $v$  ва  $c'$  орасидаги  $\theta$  бурчак

$$\cos \theta = \frac{c'}{v} \quad (59.3)$$

тенглик билан аниқланади.

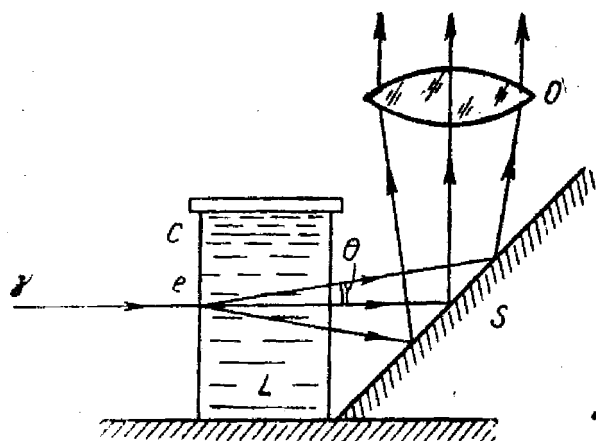
Бироқ  $v = c\beta$ , бунда  $\beta = \frac{v}{c}$ ,  $\frac{c'}{c} = \frac{1}{n}$  эканини ҳисобга олиб, (59.3) ифодани бошқача ёзиш мумкин:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}. \quad (59.4)$$

(59.4) ифода Вавилов—Черенков нурланишининг энг муҳим қонунини ифодалайди.

Бу нурланишнинг қутбланган эканлиги аниқланган: электр вектори электроннинг ҳаракат тезлиги йўналиши ва ёруғлик нури йўналиши орқали ўтувчи текисликда ётади (ёруғлик нурига перпендикуляр эканлиги тушунарли). Бу нурланишнинг ажойиб хусусияти унинг когерентлиги, яъни унинг турли қисмларининг ўзаро интерференцияланишидир.

Вавилов—Черенков эффектини кузатиш учун 204- расмда тасвирланган қурилмадан фойдаланиш мумкин. С идишга қуйилган  $L$  суюқлик катта ( $1 \text{ Мэв}$  ва ундан юқори) энергияли  $\gamma$ -квантлар ( $\gamma$ -фотонлар) билан нурлантирилади,  $\gamma$ -квантлар суюқлик зарраларидан электронларни уриб чиқаради, бу электронлар  $\gamma$ -фотонлар



204- расм

энергиясининг кўп қисмини ўзига олади ва фотоннинг ҳаракат йўналиши бўйлаб ёруғликнинг суюқликдаги фазавий тезлигидан катта тезлик билан ҳаракатланади. Электронлар суюқлик зарраларини уйғотади ва улар  $\theta$  бурчак билан аниқланувчи йўналишда тарқалувчи Вавилов—Черенков шуъласини (нурланишини) тарқатади. Бу нурланиш  $S$  кўзгудан қайтади ва сўнгра  $O$  объектив ёрдамида фотопластинка ёки

фотоэлектр приёмникка йўналади.

Ҳозирги вақтда Вавилов—Черенков нурланиши ядро физикасида юқори энергияли зарралар тезлигини аниқлашда жуда кенг қўлланилмоқда.

#### 60- §. Спонтан нурланиш спектрал чизиқларининг кенглиги. Ноаниқлик муносабати

Нурланишнинг квант назарияси нурланувчи ёруғлик частотаси учун Бор частоталар шарти билан аниқланувчи, яъни

$$\nu_{nn'} = \frac{W_{n'} - W_n}{h} \quad (60.1)$$

қийматни беради. Бундан спектрал чизиқлар тебранишлар частотаси  $\nu_{nn'}$  бўлган идеал монохроматик ёруғлик бўлар экан, деган хулосани чиқариш мумкин эди. Аслида, тажрибанинг кўрсатишича, ҳақиқий спектрал чизиқларнинг кенглиги аниқ чекли қийматга эга бўлади. Бунинг сабаби атомдаги электронлар тебранишларининг (классик назария бўйича) сўнувчан эканлиги, ва демак, уйғонган ҳолатнинг давомийлиги аниқ чекли бўлишидир. Сўнувчи тебранишлар, маълумки, монохроматик ёруғлик бўла олмайди. Сўнишни назарга олганда атомда электрон тебранишларини (53.5) кўринишидаги ифодалар билан бериш мумкин, фақат уларни сўнувчанлик-

ни ифодаловчи  $e^{-\frac{\nu t}{2}}$  кўпайтувчи билан тўлдириш лозим бўлади.

Келгусида биз барча мулоҳазаларни фақат  $y$  координата учун олиб борамиз, чунки  $x$  координата бўйлаб тебранишлар  $y$  ўқи йўналиши бўйлаб бўладиган тебранишлардан фақат фаза жиҳатидан  $\frac{\pi}{2}$  га фарқ қилади. Шунинг учун  $x$  координата учун натижалар шунинг ўзи бўлади. Шундай қилиб, сўнишни ҳисобга олган ҳолда  $y$  ўқи бўйлаб бўладиган тебранишлар

$$y = re^{-\frac{\gamma t}{2}} \cos \omega_{nn'} t \quad (60.2)$$

кўринишда ёзилиши мумкин, бунда  $\omega_{nn'} = 2\pi\nu_{nn'}$ ,  $r$ —тебранишларнинг  $t = 0$  бўлган вақтдаги амплитудаси бўлиб, орбита радиусининг максимал қийматига тенгдир.

Электроннинг  $y$  ўқи бўйлаб тебранишлар энергияси унинг  $\frac{m\dot{y}^2}{2}$  кинетик ва  $\frac{m}{2} \omega_{nn'}^2 y^2$  потенциал энергиялари йиғиндиси кўринишида ёзилиши мумкин:

$$W = \frac{m}{2} (\dot{y}^2 + \omega_{nn'}^2 y^2), \quad (60.3)$$

бунда  $\dot{y} = \frac{dy}{dt}$  — электроннинг танланган ўқ бўйлаб ҳаракат тезлиги.

Атом нурлаётган тўлиқ қувват  $P_y$  қуйидагига тенг:

$$P_y = -\frac{dW}{dt} = -(\dot{m}\dot{y} + m\omega_{nn'}^2 y)\dot{y}. \quad (60.4)$$

Электроннинг  $y$  ўқ бўйлаб ҳаракатланиш дифференциал тенгламаси қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$m\ddot{y} + m\gamma\dot{y} + m\omega_{nn'}^2 y = 0, \quad (60.5)$$

у ҳолда

$$m\ddot{y} + m\omega_{nn'}^2 y = -m\gamma\dot{y}.$$

Демак, (60.4) ва (60.5) тенгламалардан

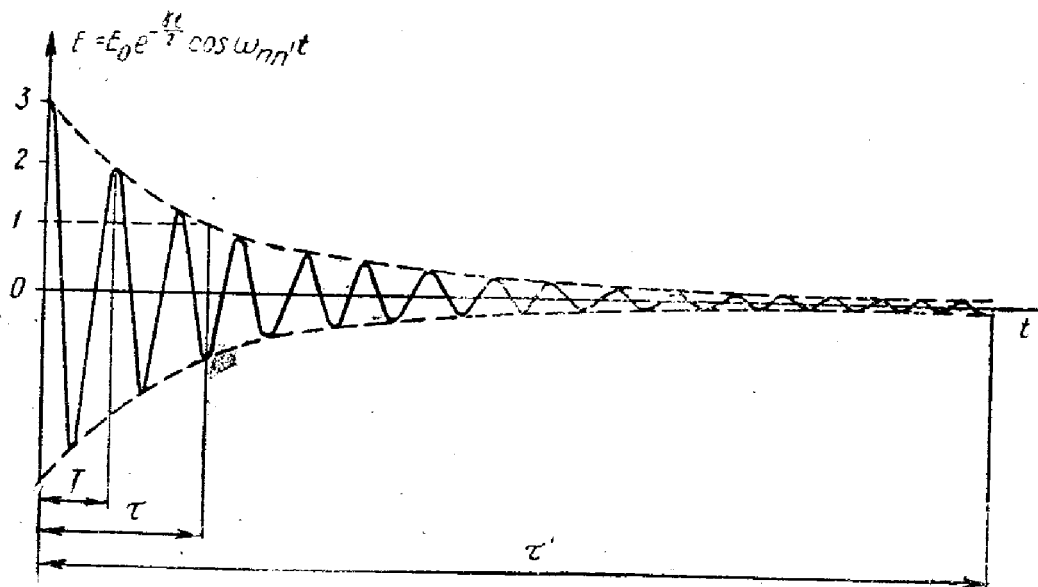
$$P_y = \gamma m\dot{y}^2 \quad (60.6)$$

экани келиб чиқади.

Қатъий монохроматик тебраниш  $t = -\infty$  дан  $t = +\infty$  вақт давомида ўзгармас частота, амплитуда ва фаза билан давом этади. Ҳақиқатда эса атомдаги тебранишлар сўнади: агар атомлар тўқнашса, тебраниш вақти атомларнинг ҳар иккала тўқнашуви орасидаги  $\tau'$  ўртача вақт оралиғи билан чегараланади.

Бундай тебранишлар монохроматик тебраниш бўлмайди.  $\gamma$  катталиқ билан аниқланувчи сўниш қанча кучли бўлса, тебраниш процесси шунча синусоидалликдан четланади ва шунча кам монохроматик бўлади.  $\tau'$  қанча кичик, яъни тўқнашув қанча тез бўлса, монохроматикдан четлашиш шунча катта бўлади.

Шундай қилиб, ҳар иккала процесс: нурланиш туфайли сўниш ва тўқнашишда тебранишларнинг узилиши — монохроматикликни ёмонлаштиради ва спектрал чизиқларни кенгайтиришга олиб боради.



205- расм.

205- расмда атомда сўнувчи электр тебранишларининг график тасвири келтирилган. Бу ерда  $E$  — электр майдон кучланганлигининг оний қиймати,  $T$  — тебранишлар даври;  $\tau$  — уйғонган ҳолатнинг ўртача давомийлиги,  $\tau'$  — газ-кинетик назарияга кўра атомларнинг ўзаро икки тўқнашуви оралигидаги ўртача вақт.  $\tau$  — нинг қиймати:

$$\tau = \frac{1}{\gamma} \quad (60.7)$$

муносабатдан топилади, бундан  $\tau$  вақт давомида  $W$  атом энергияси нурланиш туфайли  $W = W_0 e^{-t/\tau} = \frac{W_0}{e}$  қийматгача, яъни энергиянинг  $t = 0$  бўлгандаги қийматидан  $\frac{1}{e}$  қисмича камайиши келиб чиқади.

Келгуси ҳисоблашларда  $\tau \ll \tau'$  деб фараз қиламиз, яъни тўқнашувлар сони кам ва атом эркин сўнади деб ҳисоблаймиз.

Энди эркин сўнишдаги  $v_{nn'}$  квант ўтишга тегишли атом нурланиш спектрини топишимиз керак. Шу мақсадда қувват учун ёзилган (60.6) ифодадаги  $y$  қийматни Фурье қатори, ёки аниқроғи, Фурье интегралига ёйиш керак. Агар унинг комплекс шаклдаги ёзилишидан фойдаланилса, бундай ёйишни бирмунча соддароқ бажариш мумкин.

$y = v$  деб белгилаймиз, бунда

$$\left. \begin{aligned} v(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \\ g(\omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} v(t) e^{-i\omega t} dt. \end{aligned} \right\} \quad (60.8)$$



Бу ерда биринчи интеграл,  $y = v(t)$  билан ифодалаш мумкин бўлган чексиз миқдордаги синусоидал тебраниш (тўлқин) лар йиғиндиси;  $g(\omega) d\omega$  ифода  $\omega$  дан  $\omega + d\omega$  гача спектр интервалларини қамраб олувчи тебранишлар амплитудасидан иборатдир.

5- § дан маълумки, спектрни топиш учун тебранишлар амплитудалари ёки интенсивлик частота ёки тўлқин узунликлар бўйича қандай тақсимланганлигини билиш керак. Мазкур ҳолда ушбу тақсимланиш  $g(\omega)$  функция билан берилади. Шунинг учун  $g(\omega)$  ни ҳисоблаб чиқиш керак. Нурланиш интенсивлигини ҳисоблаш учун амплитуда квадратини, яъни  $g(\omega)$  квадратини олиш керак. Комплекс шаклда ҳисоблашда амплитуда комплекс соннинг модулини билдиради, модулни квадратини эса комплекс сонни қўшма комплекс сонга кўпайтириш йўли билан ҳосил қилинади. Бизнинг ҳолда  $g(\omega)g^*(\omega)$  кўпайтма амплитуда квадрати бўлади, бунда  $g^*(\omega)$  катталик  $g(\omega)$  катталikka комплекс қўшма бўлган катталикдир.

$\dot{y} = -\omega_{nn'} r e^{-\frac{\gamma t}{2}} \sin \omega_{nn'} t$  ни комплекс кўринишда келтирамиз ( $y$  да  $\gamma \ll \omega_{nn'}$  бўлгани учун  $\gamma$  кўпайтувчиси бўлган ҳадларни ҳисобга олмаймиз):

$$\dot{y} = -\frac{\omega_{nn'} r}{2i} e^{-\frac{\gamma t}{2}} (e^{i\omega_{nn'} t} - e^{-i\omega_{nn'} t}). \quad (60.9)$$

Ҳисоблашлар,  $\lambda_{nn'} = 0,5$  мкм,  $\omega_{nn'} = 3,76 \cdot 10^{15}$  сек<sup>-1</sup>,  $\gamma = \gamma_{nn'} = 8,85 \cdot 10^7$  сек<sup>-1</sup> эканини кўрсатади, демак,  $\frac{\gamma}{\omega_{nn'}} = 2,42 \times 10^{-8}$ , яъни  $\gamma \ll \omega_{nn'}$ , (60.9) даги ифодани (60.8) формулага қўйиб,  $\gamma \ll \omega_{nn'}$  ни ҳисобга олиб, шунингдек, махражида  $\omega_{nn'} + \omega$  бўлган ҳадларни назарда тутмай,  $g(\omega)$  учун шундай ифодани ҳосил қиламиз:

$$g(\omega)g^*(\omega) = \frac{\omega_{nn'}^2 r^2}{16\pi^2} \frac{1}{(\omega_{nn'} - \omega)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}. \quad (60.10)$$

Спектрнинг мазкур қисмида  $I_\omega$  нурланиш интенсивлиги тебраниш амплитудасининг квадратага пропорционалдир, яъни

$$I_\omega \sim \frac{\omega_{nn'}^2 r^2}{16\pi^2} \frac{1}{(\omega_{nn'} - \omega)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}. \quad (60.11)$$

$\omega = \omega_{nn'}$  учун қуйидаги интенсивлик максимуми ўринли бўлади:

$$I_m \sim \frac{\omega_{nn'}^2 r^2}{16\pi^2 \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}. \quad (60.12)$$

Демак,

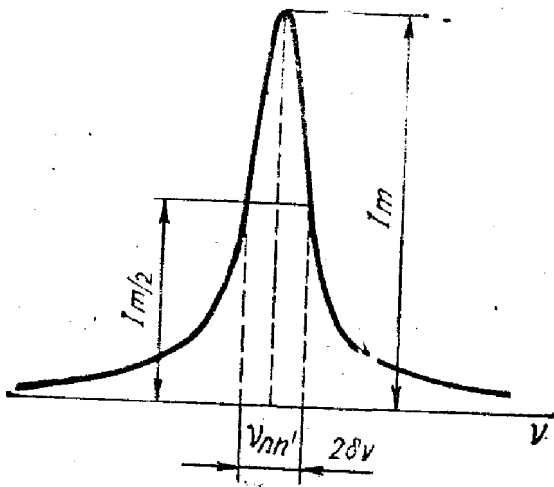
$$\frac{I_{\omega}}{I_m} = \frac{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}{(\omega_{nn'} - \omega)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \quad (60.13)$$

ёки  $\omega = 2\pi\nu$ ,  $\omega_{nn'} = 2\pi\nu_{nn'}$  ларни алмаштириб

$$I_{\nu} = \frac{\gamma^2 I_m}{16\pi^2 \left[ \left(\nu_{nn'} - \nu\right)^2 + \left(\frac{\gamma}{4\pi}\right)^2 \right]} \quad (60.14)$$

ни ҳосил қиламиз.

Энергиянинг спектр бўйлаб (60.14) формула билан бериладиган тақсимланиши 206- расмда график тарзда тасвирланган. Интенсивлик  $\nu_{nn'}$  квант ўтиш частотаси атрофида жуда ҳам кескин максимум-



206- расм.

га эга бўлади ва бу максимумнинг ҳар икки томони бўйлаб тез пасайиб кетади. Бундай нурланиш спектрининг кенглигини шу спектрнинг  $2\delta\nu$  қисми, яъни интенсивлик максимал қийматнинг ярмигача камайдиган икки жойи орасида ёйилган қисми билан характерлаш мумкин. Бу спектрал участка кенлиги жуда кичик, ангстремнинг ўн мингдан бир улушича тартибда. Бундай ингичка спектрал участкали оптиквий нурланишлар юқори даражада монохроматик бўлади ва спектрал чизиқлар деб аталади. Спектрал

чизиқ кенглигининг ўлчов бирлиги қилиб спектрдаги интенсивлик максимум қийматининг ярмигача камайган икки нуқтаси орасидаги спектрал интервал қабул қилинади. Демак, бу нуқталарнинг исталганда интенсивлик қуйидагига тенг бўлади:

$$I_{\nu} = \frac{I_m}{2} = \frac{\gamma^2 I_m}{16\pi^2 \left[ (\delta\nu)^2 + \left(\frac{\gamma}{4\pi}\right)^2 \right]}$$

Бунда  $\delta\nu = \nu_{nn'} - \nu$  — спектрал чизиқнинг ярим кенглиги.

Олдинги ифодани спектрал чизиқнинг ярим кенглиги учун қайта ўзгартирсак, шундай ёзиш мумкин:

$$\delta\nu = \pm \frac{\gamma}{4\pi} \quad (60.15)$$

$\gamma = \frac{1}{\tau}$  бўлганидан

$$2\delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (60.16)$$

Спектрал чизиқнинг (60.16) формула билан аниқланадиган кенглиги *спектрал чизиқнинг табиий кенглиги* деб аталади, чунки бу кенглик атом тебранишларининг нурланиш натижасида сўнишигагина боғлиқ бўлиб, спектрал чизиқларнинг кенгайишини юзага келтирувчи бошқа сабабларга боғлиқ эмас.

(60.16) ифодадан спектрал чизиқларнинг табиий кенглиги атомнинг уйғонган ҳолати давом этиш вақтига тескари пропорционал эканлиги келиб чиқади. Худди шунингдек, чизиқларнинг ярим кенглиги атомнинг сўниш коэффициентига тўғри пропорционал эканлиги ҳам келиб чиқади. Демак, агар атомнинг уйғонган ҳолатининг давом этиш вақти ўзгарса, масалан, камайса, у ҳолда спектрал чизиқ кенглиги ҳам ўзгаради, айти ҳолда ортади.

$\delta\nu$  катталикни тўлқин узунликларда ифодалаймиз:

$\nu_{nn'} = \frac{c}{\lambda_{nn'}}$  бўлганлигидан,  $\delta\nu = -\frac{c}{\lambda_{nn'}^2} \delta\lambda$  бўлади. Чизиқларнинг ёруғлик тўлқини узунликларида ифодаланган кенглиги учун

$$2\delta\lambda = 2c \frac{\delta\nu}{\nu_{nn'}^2}$$

ифодага эга бўламиз. (60.15) формуладан  $\delta\nu$  нинг қийматини ва (53.16) ифодадан  $\nu$  нинг қийматини қўйиб, ёзамиз:

$$2\delta\lambda = \frac{2\pi e^2}{3mc^2} \quad (60.17)$$

Ҳисоблашлар  $2\delta\lambda$  катталик учун

$$2\delta\lambda = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$$

қийматни беради. Бу ердан спектрал чизиқнинг табиий кенглиги жуда кичик деган хулоса чиқади.

Дастлаб, уйғонган ҳолатнинг табиий давом этиш вақти  $\tau \ll \tau'$  деб тахмин қилган, яъни  $\tau$  вақт давомида атомлар тўқнашуви юз бермайдиган сийраклашган газнинг нурланишини кўрган эдик. Шу туфайли атомларнинг бошқа зарралар — атом, молекула, ион, электронлар билан ўзаро таъсири уларнинг нурланишига амалда бирор таъсир кўрсатмайди. Бироқ нурланувчи ҳажмдаги зарраларнинг зичлиги нурланувчи газнинг зич бўлиши ҳисобига ёки бошқа зарралар ҳисобига етарлича катта бўлганда нурланувчи атомларнинг бошқа зарралар билан тўқнашув йўли билан, шунингдек, электр майдон кучлари орқали ўзаро таъсири етарлича катта бўлади ва бу ўзаро таъсир атомнинг нурланиш спектрига кучли таъсир кўрсатади.

Тўқнашувлар атомлардаги электронларнинг тебранишларини бузади. Бундай бузилишлар атомдаги тебранишларнинг тўла тўхташига (205- расм), ва демак, нурланишнинг тўхташига, ёки электронлар тебранишлар частотасининг ўзгаришига ва шу билан нурланувчи тўлқин тизманинг турли қисмлари орасида тасодифий фаза силжишига олиб келади. Биринчи сабаб ҳам, иккинчи сабаб ҳам нурланувчи ёруғлик монохроматиклигини пасайтиради, яъни спектр

чизик кенглигини орттиради. Атомлардаги электронлар тебранишларининг бундай бузилиши доимо ёруғлик манбаларида (айниқса электр манбалардаги биқсима разряд, электр учқун ва ёйларда) бўладиган нурланувчи атомларнинг эркин электронлар ва ионлар билан ўзаро таъсирида юз беради. Электрон (ёки ион) уйғонган атом ёнидан учиб боратуриб унга ўзининг электр майдони билан таъсир кўрсатади ва электронлар тебранишини бузади. Бундан ташқари, атомларнинг ҳаракати Допплер эффекти туфайли нурланувчи ёруғлик частотасини ўзгартиради.

Атомларнинг ўзаро таъсири натижасини нурланувчи атом тебранишининг сўниши содир бўладиган уйғонган атомнинг уйғонмаган атомлар билан тўқнашуви мисолида аён кўриш мумкин (205- расм). Бундай тўқнашувлар сўндирувчи тўқнашувлар деб аталади. Бунинг натижасида атом уйғонган ҳолатининг давом этиш вақти камаяди ва (60.16) формулага мувофиқ ҳолда спектрал чизикларнинг кенглиги ортади. Бу ҳолда спектрал чизик кенглигини ифодаловчи формула шундай кўринишга келади:

$$2\delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau} + \frac{1}{2\pi\tau'}. \quad (60.18)$$

(60.18) формулада  $\tau'$  нурланувчи атомнинг нурланувчи ҳажмда мавжуд бўлган бошқа атомлар (ёки бошқа зарралар) билан юз берган иккита тўқнашуви орасидаги ўртача вақтни билдиради.

Кўпинча  $\tau'$  нинг қиймати  $\tau$  га қараганда жуда ҳам кичик бўлади, натижада (60.18) формуладаги биринчи ҳадни ҳисобга олмаса ҳам бўлади ва тўқнашув натижасида бўладиган спектрал чизик кенглигини шундай ёзиш мумкин:

$$2\delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau'}. \quad (60.19)$$

Газлар кинетик назариясида атом сони  $N_1$  ва  $N_2$  бўлган (бунда  $N_1 \ll N_2$ ) газлар аралашмаси учун  $\frac{1}{\tau'}$  нинг қиймати

$$\frac{1}{\tau'} = \pi\rho^2 N_2 \bar{v} \quad (60.20)$$

билан ифодаланади, бунда  $\rho$  — тўқнашувчи зарралар радиусларининг йиғиндиси;  $\bar{v}$  — тўқнашувчи зарраларнинг ўртача нисбий тезлиги. Ўз навбатида  $\bar{v}$ :

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}} \quad (60.21)$$

формуладан аниқланади, бунда  $k$  — Больцман доимийси;  $T$  — абсолют температура;  $M$  — тўқнашувчи зарраларнинг келтирилган массаси бўлиб,

$$M = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \quad (60.22)$$

ифода бўйича аниқланади ( $M_1$  ва  $M_2$  — тўқнашувчи зарралар массаси).

Газлар кинетик назариясидан яна

$$N_2 = \frac{p_2}{kT} \quad (60.23)$$

ифодага эга эдик, бунда  $p_2$  — катталик  $N_2$  зарралардан ташкил топган газнинг парциал босими. Шундай қилиб, спектрал чизиқлар кенглиги учун:

$$2\delta\nu = \sqrt{\frac{1}{\pi kTM}} \rho^2 p_2 \quad (60.24)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Бундан, спектрал чизиқлар кенглиги нурланувчи газ аралашган газнинг босимига тўғри пропорционал, деган хулоса чиқади.

Спектрал чизиқлар кенглигига нурланувчи атомларнинг бошқа зарралар билан ўзаро таъсирининг мавжудлиги билан бирга, спектрал чизиқларнинг кенгайишида Допплер эффекти ҳам катта роль ўйнайди. Атомларнинг интенсив иссиқлик ҳаракати туфайли улар нурлайдиган электромагнит тўлқинлар частотаси Допплер эффекти натижасида

$$\Delta\nu = \pm \nu_{nn'} \frac{v}{c} \quad (60.25)$$

катталикка ўзгаради, бунда  $v$  — атомларнинг иссиқлик ҳаракат тезлиги. Иссиқлик ҳаракат тезликлари Максвелл қонунини бўйича тақсимлангани туфайли, (60.25) формуладан келиб чиқувчи частоталар ўзгариши ҳам Максвеллча тақсимланади. Аниқ ҳисоблашлар Допплер эффекти туфайли спектрал чизиқлар кенглиги

$$2\delta\nu = 7,18 \cdot 10^{-7} \nu_{nn'} \sqrt{\frac{T}{\mu}} \quad (60.26)$$

га тенг бўлишини кўрсатади, бунда  $T$  — абсолют температура;  $\mu$  — нурланувчи атомнинг масса сони. Допплер эффекти туфайли спектрал чизиқлар кенглиги табиий спектрал чизиқлар кенглигидан юз ва минг марта катта, яъни атомлар массаси ва нурланувчи газ температурасига боғлиқ ҳолда ангстремнинг ўндан ёки юздан бир қисмини ташкил этади.

Табиий шароитда спектрал чизиқлар кенгайишининг барча сабаблари бир вақтда таъсир этади, шу туфайли спектрал чизиқларнинг натижавий (йиғинди) кенглиги юқорида санаб ўтилган кенгайишлардан ташкил топади. Тўғри, ушбу йиғинди ҳамма вақт ҳам аддитив ҳисобланавермайди, юқоридаги эффектлар бирмунча мураккаб ҳолда бўлиши ҳам мумкин.

Энди спектрал чизиқлар кенглигининг квант тафсилотини кўрайлик. Агар,  $n$  квант сонига эга бўлган орбитадан  $n'$  орбитага квант ўтишда биргина  $\nu_{nn'}$  частота эмас, балки кичкина бўлса-да  $2\delta\nu \sim \frac{1}{2\pi t}$  кенгликдаги бутун спектр соҳасидаги частота нурланса, у ҳолда, демак, атомдаги электрон стационар орбиталардаги қатъий энергия

қийматларига эга бўлмай, балки барқарор ҳолатлар назарияси бўйича ҳисобланган энергия  $W_n$  қийматидан (ёки мос равишда  $W_n$  қийматидан)  $+\Delta W_n$  га фарқ қилувчи энергияга эга бўлади. Демак, атомларнинг энергия сатҳлари ҳам маълум  $\pm \Delta W_n$  кенгликка эга бўлади. Бу деган сўз,  $n$  сонли квант ҳолатида атомдаги электрон фақат  $W_n$  энергияга эмас, балки  $W_n \pm \Delta W_n$  интервалдаги исталган энергияга эга бўлиши мумкин демакдир. Кўпинча уйғониш  $W_n$  сатҳда амалга ошган бўлади.  $W_n$  дан фарқ қилувчи қийматга эга бўлган энергия кам учрайди. Буни бошқача ифодалаш мумкин: атомнинг  $W_n$  энергияли ҳолати эҳтимоллиги энг катта, бошқа қийматли энергияли ҳолатлари эса эҳтимоллиги нисбатан кам бўлган ҳолатлардир, бунда  $\Delta W_n$  қанча катта бўлса, бундай эҳтимоллик шунча кам бўлади.

Шундай қилиб, атомнинг энергия сатҳлари кенгаяр экан. Бу кенгайишни ҳисоблаб чиқамиз. Шу мақсадда (60.16) ифодага мурожаат қиламиз ва унинг ҳар икки томонини Планк доимийсига кўпайтирамиз. Натижада:

$$h\delta\nu = \pm \frac{h}{4\pi\tau}$$

ни ҳосил қиламиз. Бироқ  $h\delta\nu = \Delta W_n$  (биз  $n$  квант сонига эга бўлган ҳолатни кўраямиз). Демак, энергия сатҳининг ярим кенглиги:

$$\Delta W_n = \pm \frac{h}{4\pi\tau} \quad (60.27)$$

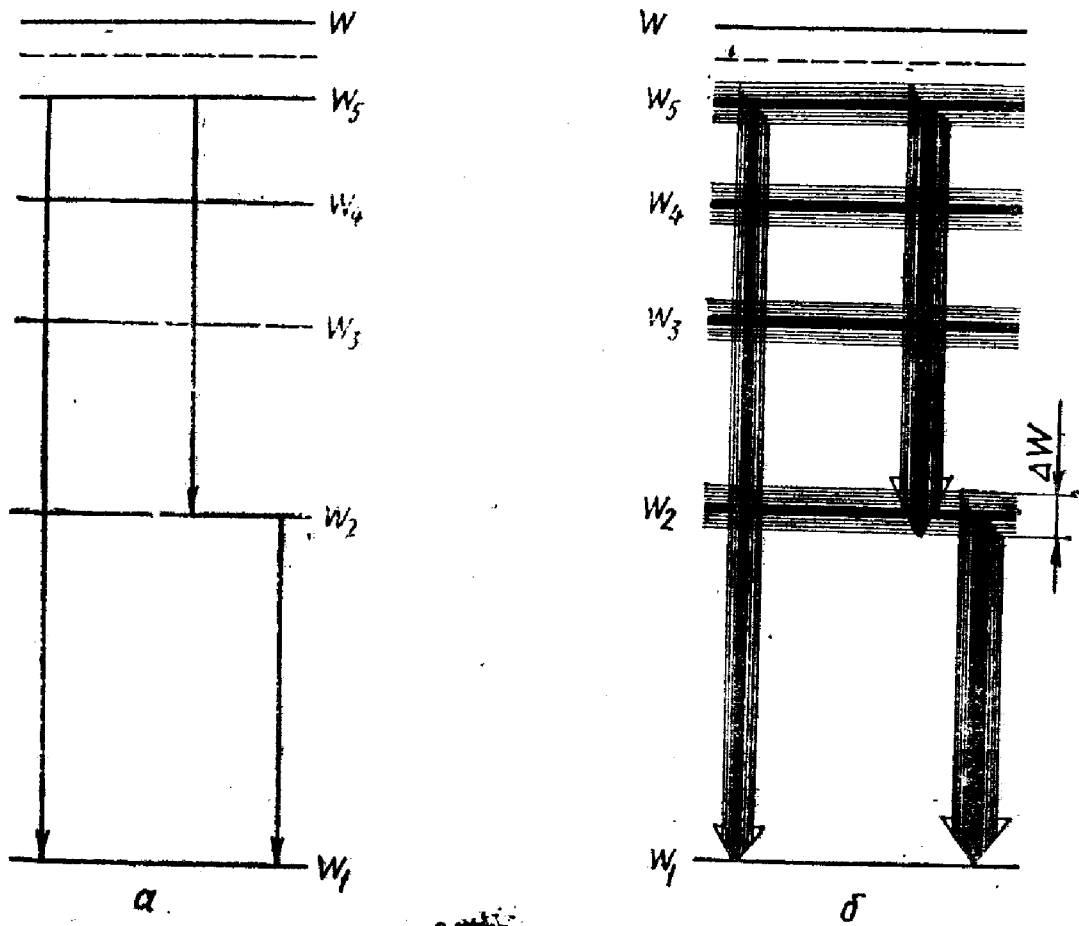
бўлади. Энергия сатҳининг кенглиги атомнинг уйғонган ҳолати давом этиш вақтига тесқари пропорционал эканлиги (60.27) дан кўринади. 207-а расмда атом энергия сатҳининг унинг кенглигини ҳисобга олмаган ҳолдаги схемаси келтирилган; 207-б расмда сатҳларнинг кенгайиши назарда тутилган ҳолдаги тасвири келтирилган. Шунга асосан иккинчи ҳолда квант ўтишлар ҳам ингичка стрелкалар билан эмас, балки кенгайган сатҳлар оралиғидаги ўтишда гарчи ингичка бўлса-да, чекли спектр қисми нурланишини кўрсатувчи йўгон стрелкалар билан кўрсатилган, яъни спектрал чизиқлар бирор кенгликка эгадир.

207-а ва б расмдаги ҳолларга мос келган нурланувчи частоталар қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$\begin{aligned} \text{а) } \nu_{nn'} &= \frac{W_n - W_{n'}}{h} : \\ \text{б) } \nu &= \frac{(W_n + \Delta W_n) - (W_{n'} \pm W_{n'})}{h} \end{aligned} \quad (60.28)$$

а) ҳол, ҳақиқатда амалга ошмайди ва  $\Delta W_n \rightarrow 0$  бўлган реал ҳолни идеаллаштиришдир, халос. Ҳақиқатда эса ҳар доим б) ҳол ўринли бўлади.

Демак, спектрал чизиқнинг тўла кенглиги квант ёзилишда қуйидагича бўлиши мумкин:



207- расм.

$$2\delta\nu = \frac{2(\Delta W_n + \Delta W_n')}{h} \quad (60. 29)$$

Қуйи (уйғонмаган) сатҳ чексиз узоқ вақт мавжуд бўлиши мумкин, шу сабабли унинг учун  $\tau_1 = \infty$  ва демак,  $\Delta W_1 = 0$  бўлади. Ҳақиқатда сатҳ кенглиги (60. 27) формула билан берилгандагидан катта бўлади, чунки  $\delta\nu$  катталиқ нурланиш спектрининг  $I_m$  ва  $\frac{I_m}{2}$  (206-расм) оралиқдаги қисмига мувофиқ келади. Бироқ, спектр бўйлаб  $I_m$  дан кейин ҳам нурланиш нолга тенг эмас, шунинг учун нурланувчи частоталар спектрининг кенглиги  $2\delta\nu$  га қараганда катта бўлади. Шундай қилиб, сатҳ кенглиги ҳақиқатда  $\frac{h}{2\pi\tau}$  га қараганда бирмунча катта бўлади.  $\delta\nu$  ва  $\Delta W_n$  катталиқлар спектр чизиқлари кенглиги ва энергия сатҳининг ўлчови бўлади халос. Шундай қилиб, сатҳнинг ҳақиқий кенглигини (абсолют катталиги жиҳатидан)

$$\Delta W_n \geq \frac{h}{2\pi\tau} \quad (60. 30)$$

деб ёзиш мумкин. Агар (60. 30) да  $\tau = \Delta t$  билан алмаштирадик, у ҳолда:

$$\Delta W_n \Delta t \geq \frac{h}{2\pi} \quad (60.31)$$

тенгсизликни ҳосил қиламиз. (60.31) муносабат квант назариясида *ноаниқлик муносабати* номини олди. Унинг маъноси қуйидагича талқин қилинади. Атомнинг энергия ҳолати тўла аниқ эмас.  $\Delta W_n$  катталиқ ноаниқлик ўлчови ҳисобланади. Шунингдек, атомнинг уйғониш актидан сўнг бир сатҳдан бошқасига ўтиш вақти ҳам ноаниқ. Бу ноаниқликнинг ўлчови  $\Delta t \approx \tau$  дир. Агар бирор йўл билан бир ноаниқликни камайтирсак, у ҳолда (60.31) муносабатдан, айни шу вақтда бошқа ноаниқлик ортиши келиб чиқади. Ноаниқлик муносабати фақат энергиянинг вақтга кўпайтмаси учунгина эмас, балки кўпайтмаси шундай ўлчамликка эга бўлган ҳар қандай жуфт катталиқлар, масалан, импульснинг координатага кўпайтмаси учун ҳам ўринли бўлади.

Импульс ва координата кўпайтмаси учун қуйидаги ноаниқлик муносабати ўринли бўлади:

$$\Delta p \Delta r \geq \frac{h}{2\pi}. \quad (60.32)$$

Бундан шу нарса келиб чиқади. Агар биз, масалан, электронни маълум орбитада бўлишини тобора аниқ қайд қилишни истасак, у ҳолда импульсдаги ноаниқлик шунча ортиб боради ва аксинча. Ноаниқлик муносабати электронлар ва фотонларнинг иккиёқлама, яъни тўлқин ва корпускуляр табиатининг натижасидир.

### 61- §. Конденсияланган муҳитларнинг (сиқилган газлар, қаттиқ жисм, суюқликлар) нурланиши

Нурланувчи газ ёки бу газ қўшилган аралашма газ зичлиги ортганида спектр чизиқларининг кенглиги ортади (60- §. га қ.) Чизиқларнинг кенгайиши газ зичлигига (босимига) пропорционал бўлади. Жуда катта зичликларда спектрал чизиқлар шу даражада кенгайиши мумкинки, бунда улар бир-бирини қоплаб қўяди ва модда чизиқли спектр ўрнига туташ спектр чиқара бошлайди.

Молекулалардан ташкил топган газ ва буғларда спектр бирмунча мураккаб ва атом спектрларидан бойроқдир, шунга кўра газ (буғ)лар босимининг ортиши чизиқли структуранинг йўқолишига ва туташ спектрнинг ҳосил бўлишига тезроқ олиб келади.

Шундай қилиб, кучли сиқилган газлар, шунингдек, суюқлик ва қаттиқ жисмлар туташ спектрлар ёки спектрлардаги кенг туташ полосалар нурлайди. Бу жисмлар спектрнинг кўзга кўринадиган соҳасида, одатда, агар жисмлар 2000—5000° С даражада қиздирилган бўлса, оқ ёруғликни нурлайди. Бироқ конденсияланган моддалар (яъни суюқлик ёки қаттиқ жисм) оптик усулда уйғотилганда оддий узлуксиз спектр эмас, балки кенг спектр полосалари нурлайди. Конденсияланган системаларнинг ўзига хослиги шундан иборатки, уларда нурлагич атом ва молекулалар бир-бири билан кучли ўзаро таъсирда бўлади, натижада ёруғлик нурлагичи сифатида

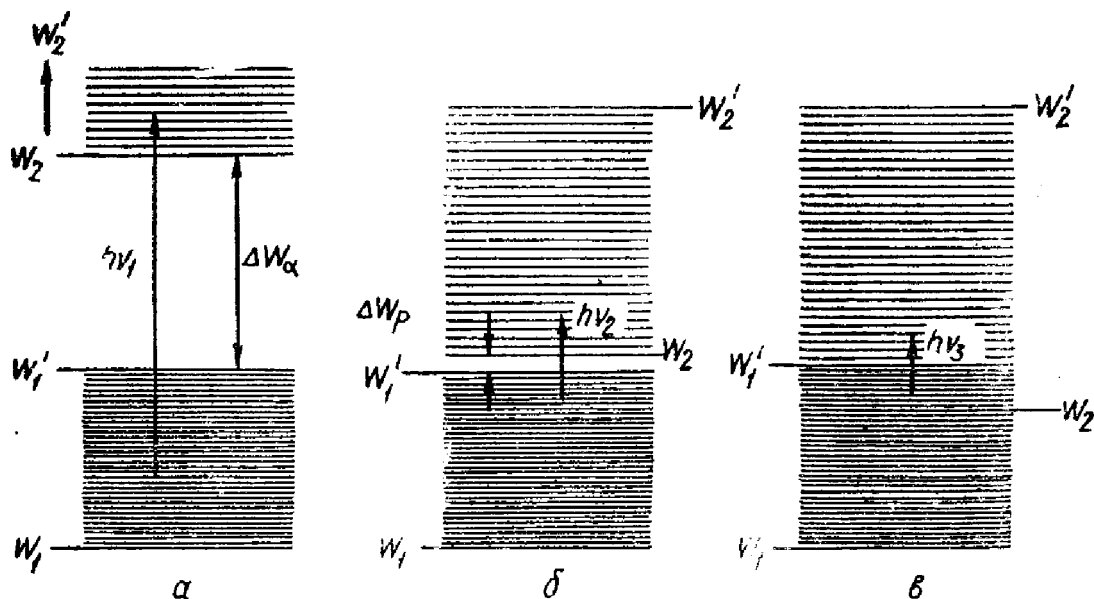


улар ўз индивидуалликларини йўқотадилар. Бундай ҳолда бирор нурлагич моддани ташкил этувчи барча зарралар тўплами ягона нурловчи системани ташкил қилади. Қатор ҳолларда бу системани атомларнинг диполь моментлари, алоҳида атомларнинг энергия сатҳлари ва ҳ. к. микроскопик характеристикалар билан эмас, балки жисми бутунича характерловчи катталиклар билан ифодалаш мумкин бўлади. Хусусан, температуравий мувозанатда конденсияланган система бирлик ҳажм энергияси, температура, энтропия, бирлик ҳажмдаги нурланиш зичлиги ва ҳ. к. макроскопик характеристикалар билан ифодаланади.

Модда конденсацияланаётганда атомлар алоҳида энергия сатҳларининг сатҳлар системасига қўшилиб кетиши юз беради. Атомларнинг ўзаро таъсири туфайли, изоляцияланган атомнинг ҳар бир энергия сатҳи  $N$  атомли конденсияланган муҳитда  $2N$  сатҳлар системасига ёки сатҳ полосаларига парчаланadi. Сатҳларнинг бу полосалари ёки умуман айтганда, туташ полосаларга қўшилиб кетувчи бу сатҳлар зоналар деб аталади.  $2N$  сатҳли система бир қанча зоналарга ажралиши мумкин. Зонадаги битта энергия сатҳида Паули принципига асосан фақатгина битта электрон туриши мумкин.

Турли қаттиқ моддалар—диэлектриклар, ярим ўтказгичлар, ўтказгичларда электронларнинг энергия сатҳлар бўйича тақсимооти турлича бўлади.

208- расмда диэлектрик, ярим ўтказгич ва металллар (яъни ўтказгичлар) учун сатҳлар системалари, яъни зоналарнинг жойланиш схемаси келтирилган. 208- *a* расм диэлектрикка тегишли. Энергия сатҳларининг қуйи полосаси (қуйи зона) энергиянинг  $W_1$  қуйи қийматидан  $W_1'$  қийматигача ёйилган. Атомларнинг барча ташқи электронлари ушбу зона сатҳларида жойлашади. Барча сатҳлар тўла бўлгани учун электронлар кўча олмайди. Шунинг учун ҳам модда диэлектрик бўлади. Агар модда частотаси  $\nu_1$  бўлган шундай



208- расм.

монохроматик ёруғлик билан ёритилсаки, бунда  $h\nu_1$  квант энергияси қўйи ва юқори зоналар орасидаги  $\Delta W_d$  энергетик масофадан катта бўлса, у ҳолда электронлар  $W_1W_1'$  қўйи зонадан  $W_2W_2'$  юқори зонага ўтиши мумкин. Бу зонадаги сатҳлар амалда бўш бўлганлигидан бу зонага ўтган электрон модда бўйлаб кўчиш имкониятига эга. Электроннинг юқори зонага ўтишида қўйи зонада бўш сатҳ (тешик) пайдо бўлади ва унга бошқа электронлар ўтиши мумкин. Бу икки ҳодиса асосида диэлектрик ўтказувчан бўлиб қолади. Диэлектрикларда қўйи (нормал) зонадаги сатҳлар билан юқори зона ёки одатда ўтказувчанлик зонаси деб аталувчи зона орасидаги масофа етарлича катта бўлади:  $\Delta W_d \approx 10 \text{ эВ}$ .

Ярим ўтказгич учун зоналар схемаси 208- б расмда тасвирланган. Ярим ўтказгичларда қўйи (тўлган) зона ва юқори зона (ўтказувчанлик зонаси) орасидаги  $\Delta W_p$  масофа диэлектрикдагига қараганда жуда кичик бўлиб, электронвольтнинг улушларини ташкил қилади. Бунинг натижасида электронларнинг ҳатто уй температурасида молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати энергияси ҳисобига олиши мумкин бўлган, унча катта бўлмаган  $h\nu_2$  квант энергиялари ҳам электронларни тўлган зонадан ўтказувчанлик зонасига кўчириши мумкин. Шунинг учун ярим ўтказгич етарлича кучли бўлмаган ёруғлик билан уйғотилмаганда ҳам ўтказувчан бўлаверади. Ниҳоят, металлларда (ўтказгичларда) тўлдирилган зона ва ўтказувчан зона қўшилиб кетади (208- расм, в) ва электронлар эркин энергия сатҳларига осонгина ўта олади. Металлларда электр ўтказувчанликнинг юқори эканлигининг сабаби шу. Шундай қилиб, диэлектрикни уйғотиш учун, яъни унинг электронларини қўйи зонадан юқори зонага ўтказиш учун энг катта  $h\nu_1$  энергияли зарралар — фотонлар, электронлар,  $\gamma$ - фотонлар ва ҳ. к. керак. Ярим ўтказгичларни уйғотиш учун нисбатан кичик  $h\nu_2$  энергияли фотонлар керак бўлади. Ниҳоят, металлларга исталган энергияли  $h\nu_3$  фотонлар тушганда электронлар ҳаракатга келади.

Конденсияланган моддаларнинг шуълаланиши улар турли методлар билан уйғотилганда ҳам содир бўлади. Модда ташқи ёритилиш таъсирида—рентген ва гамма-нурлари билан нурлантиришда, тез электронлар билан бомбардимон қилиш, қиздириш, химиявий жараёнлар ва ҳ. к. таъсирида нурлана бошлайди. Қиздириш воситасида уйғотилган модданинг нурланиши иссиқлик нурланиши ёки термик нурланиш деб аталади. Бу типдаги нурланиш навбатдаги параграфда қаралади. Бошқа методлар билан уйғотилган модданинг шуълаланиши *люминесценция* («совуқ нурланиш») деб аталади. Кўзга кўринувчи нурлар (ёки ультрабинафша нурлар) билан уйғотилгандаги люминесценция *фотолюминесценция* деб аталади. Тез электронларнинг урилиши таъсирида уйғотилган люминесценция *катодолюминесценция* номини олган. Рентген нурлари таъсирида шуълаланиш *рентгенолюминесценция* деб аталади. Радиоактив модда зарралари ( $\alpha$ -  $\beta$ ,-  $\gamma$ - нурлар ва бошқалар) таъсиридаги шуълаланиш *радиолюминесценция* деб аталади.

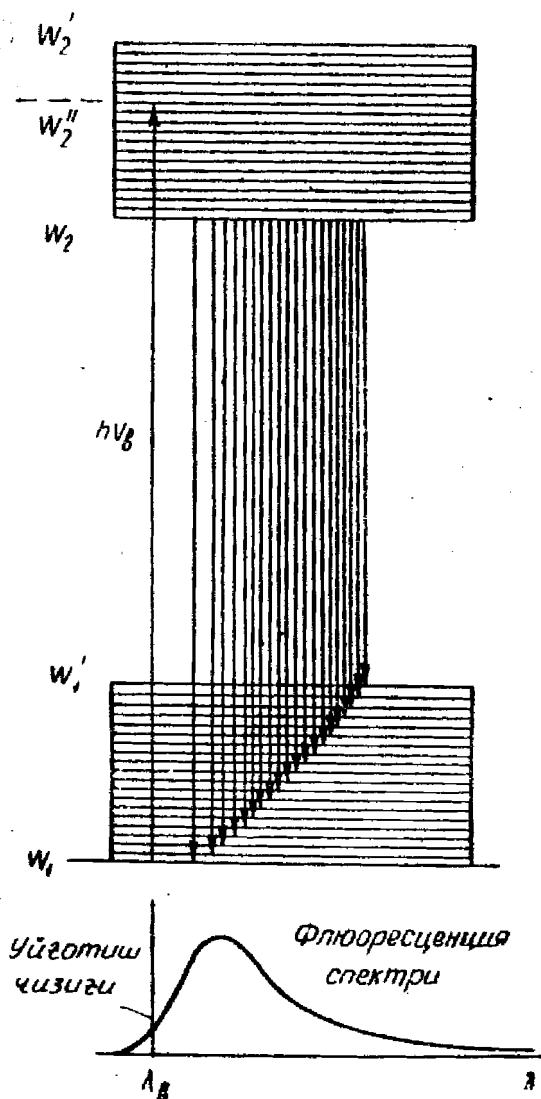
W

Айрим моддаларга электр майдони қўйилганда улар шуълалана бошлайди, бундай шуълаланишни *электролюминесценция* деб аталади. Совуқ шуълаланиш қатор химиявий жараёнларда ҳам юзага келади. Бундай ҳолда уни *хемилюминесценция* деб аталади. Биоломинесценция — баъзи организмлар (хашаротлар, микроорганизмлар) нурланиши хемилюминесценциянинг бир тури ҳисобланади.

Шуълаланиш давомийлиги бўйича люминесценция процесси ёритилиш тўхташи биланок шуълаланиши тугайдиган флюоресценцияга ва ёруғлик тушиши тўхтатилгандан сўнг ҳам шуълаланиши давом этадиган фосфоресценцияга бўлинади. Гарчанд люминесценция шуълаланишининг давомийлигига кўра бундай бўлиниши ҳозирги вақтда барча ҳолларни тафсилотини бера олмаса-да, бундай бўлиниш жуда кенг тарқалгандир.

Қаттиқ жисм ва суюқликларда флюоресценция ҳодисаси 55- § да баён этилган газларда мураккаб молекулаларнинг люминесценциясига ўхшашдир. Бу ерда модда молекулаларининг уйғониши электронларни қуйи уйғотилмаган полосадаги сатҳдан юқори полосадаги сатҳга ўтказилиши билан боғлиқдир. Аксинча тескари ўтишда ёруғлик нурланади (209-расм), бунда  $h\nu_{\nu}$  — уйғотувчи ёруғлик кванти;  $\lambda_{\nu}$  — уйғотувчи чизиқ тўлқин узунлиги. Расмда келтирилган эгри чизиқ флюоресценция спектрида энергия тақсимотини кўрсатади.

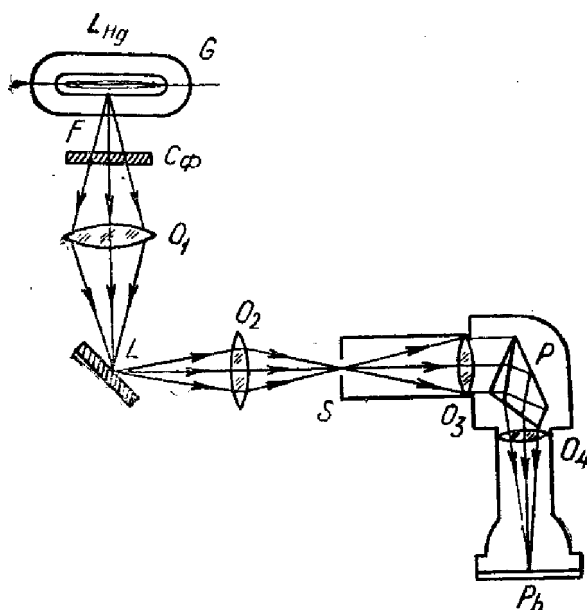
Газлар флюоресценциясидан фарқли ҳолда, конденсияланган моддада нурланиш ҳамма вақт молекулаларнинг юқори тебранма айланиш полосасининг энг қуйи сатҳидан ўтишида юз беради, чунки конденсияланган модда молекуласининг уйғотилган ҳолат вақтида тебраниш энергияси шундай қайта тақсимланадики, бунда молекула  $W_2$  уйғонган сатҳдан юқори полоса сатҳларининг энг қуйи сатҳига кўчади. Уйғотиш энергиясининг қайта тақсимланиши шунга олиб келадикки, конденсияланган модда флюоресценциясининг спектри



209- расм.

уйғотувчи ёруғлик спектрига боғлиқ бўлмайди. Стокс флюоресценция спектрининг уйғотиш спектрига nisbatan ҳаммавақт nisbatan узун тўлқинлар соҳасига силжиганлиги ҳақидаги қонунни топди. Қатор физиклар, айниқса, совет физиклари С. И. Вавилов ва Л. В. Левшиннинг татқиқотлари бу қоидаларга қўшимча киритилиши зарурлигини кўрсатди. «Стокс» нурланиши билан бирга уйғотувчи нурланишга қараганда бирмунча қисқа тўлқинли «антистокс» нурланиши ҳам мавжуд экан. Антистокс нурланишининг келиб чиқиши 55- § да баён этилган, газларда флюоресценция ҳоли сингари экан.

Люменесценцияни уйғотиш ва унинг спектрини ўрганиш учун 210- расмда тасвирланган установка ишлатилади.  $G$  ёруғлик ўтказмайдиган ғилоф ичига ўрнатилган  $LHg$  симоб лампадан чиқувчи нурланиш  $F$  тирқиш орқали фақат ультрабинафша нурларни ўтказувчи  $C\Phi$  ёруғлик фильтрига тушади. Ёруғлик фильтридан сўнг нурланиш  $O_1$  конденсор линза воситасида люминесценцияланувчи

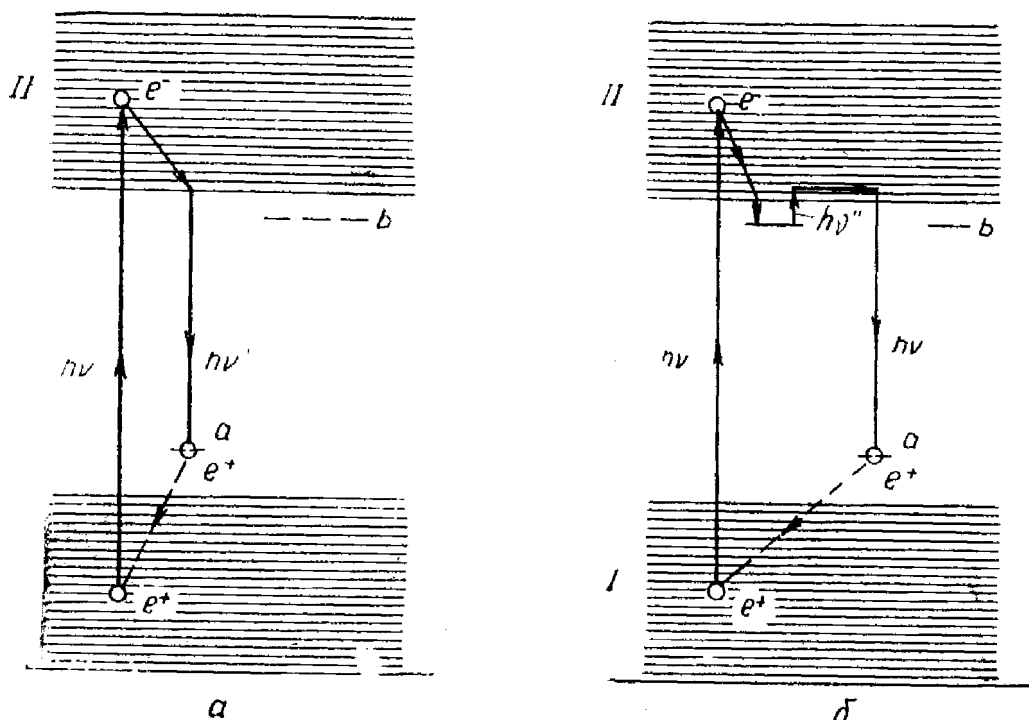


210- расм.

$L$  моддада тўпланади. Люминесценцияланувчи моддадан чиқувчи нурланиш  $O_2$  иккинчи конденсор томонидан спектрографнинг  $S$  тирқишида йиғилади ва сўнгра спектрографдан ўтиб,  $Ph$  фотопластинкага тушади ва бу ерда люминесценция спектри қайд қилинади.

Қатор моддалар фосфорисценция хусусиятига эга бўлиб, улар фосфорлар деб аталади. Кўпинча уларни люминофорлар деб ҳам аталади. Рух, кадмий, стронцийнинг сульфид бирикмаларининг активаторлар деб аталувчи мис, марганец ва бошқа моддалар, шунингдек,  $NaCl$ ,  $CaF_2$  каби эритмалар билан пиширилган (қиздирилган) аралашмалари фосфорлар бўлади.

Фосфорлар узоқ муддат шуълаланишига фосфор кристалл панжарасида активатор зарраларининг мавжудлиги сабаб бўлади. Активлаштирилган фосфорлардаги активатор зарралари атрофида активаторга мувофиқ келувчи энергия сатҳларининг янги зоналари вужудга келади. Бу зоналар маҳаллий аҳамиятга эга бўлиб, бутун кристалл бўйлаб тарқалмайди. Шунингдек ўтказувчан полосадан қуйида локаллашган энергия сатҳлари ҳам пайдо бўлади. Активаторларнинг энергия сатҳлари зонаси ва активлаштирилган кристаллофосфорнинг маҳаллий локаллашган сатҳлари схемаси 211- расмда



211- расм.

келтирилган. Бу ерда I ва II рим рақамлари билан мос ҳолда тўлдирилган зона ва кристаллофосфор асосий моддасининг ўтказувчанлик зонаси белгиланган. *a* ҳарфи билан активаторнинг энергия сатҳи белгиланган, *b* ҳарфи билан локал сатҳлар белгиланган бўлиб, бу сатҳлардан қуйи сатҳларга ихтиёрий ўтишлар квант назариясининг қоидаларига асосан ман қилинган.

Фосфор  $h\nu$  квант энергияли ёруғлик билан уйғотилганда  $e^-$  электрон ўтказувчанлик зонаси сатҳларидан бирига ўтади. Иссиқлик ҳаракати туфайли электрон II ўтказувчанлик зонасидаги энг қуйи сатҳга нисбатан ортиқча энергиясини тезда йўқотади ва натижада бу сатҳда қолади. Электрон  $h\nu$  ёруғлик кванти билан I тўлдирилган зонадан узилиб чиқарилиб, II юқори зонага ўтказилгандан сўнг, унинг аввалги банд қилган энергия сатҳида «тешик» ҳосил бўлади, «тешик» мусбат зарядланган электронга мос келади. Бу ўринга яқин оралиқдаги электрон келиб жойлашади, унинг ўрнига эса навбатдаги электрон интилади ва шундай қилиб, «тешик» I тўлдирилган зонанинг юқори сатҳига тезда диффузияланади. Бунинг натижасида активаторга тегишли бўлган ва *a* сатҳда жойлашган электрон I зонанинг юқори сатҳига, яъни  $e^+$  «тешик» ўтган сатҳга сакраб ўтади ва у билан рекомбинациялашади. «Тешик» бунда *a* сатҳга силжийди.

211- *a* расмда бу процесс стрелка билан кўрсатилган бўлиб, стрелка электроннинг *a* активатор сатҳидан электрон  $h\nu$  квант томонидан узиб чиқарилган сатҳга ўтишини билдиради.

II ўтказувчанлик зонасида бўлган электрон I зонага икки йўл билан ўтиши мумкин. Улардан бири (211- расм, *a*) да электрон ўтказувчанлик зонасининг қуйи сатҳига келиши биланоқ, *a* активатор

сатҳига сакраб ўтади ва у ерда мусбат заряд («тешик») билан рекомбинацияланади. Бу процесс фосфорнинг қисқа вақтли шуълаланишига мувофиқ келади. Иккинчи ҳолда (235-б расм) электрон  $b$  локал сатҳга сакраб ўтади ва бу сатҳдан пастга фотон нурланиш билан ўтиш ман этилгани туфайли у ерда узоқ вақт ушланиб туради.

Бироқ электрон бу сатҳдан ўтказувчанлик полосасига кўтарилиши мумкин, бунинг учун электрон панжаранинг иссиқлик ҳаракатидаги зарралари билан урилиши ёки кристаллофосфор  $h\nu$  квант энергияли (ёки кўпроқ энергияли) инфрақизил нурланиш билан ёритилиши керак. Сўнгра электрон ўтказувчанлик зонасидан  $h\nu$  квант нурлаш билан  $a$  активатор сатҳига ўтиш имконига эга бўлади. Фосфорнинг узоқ вақт нурланиб туриши шу ўтиш схемаси билан тушунтирилади. Фосфоресценция ҳодисасини биз жуда умумий тарзда кўриб чиқдик, ҳақиқатда эса, процессни мураккаблаштирувчи кўпгина деталлар мавжуд.

Люминесценциянинг амалий қўлланилиши жуда ҳам хилма-хилдир. Люминесценцияланувчи моддалар билан телевизор трубкаси, осциллограф, электрон микроскоплар, радиолокация приёмникларининг экранлари ва ҳ. к. қопланади. Люминесцент лампалардан кўчалар, уйлар, саноат корхоналари ва ҳ. к. ларни ёритиш учун фойдаланилади. Люминесценция ёрдами билан моддаларни жуда нозик анализини бажариш мумкин, бундай анализ люминесцент анализ деб аталади.

Радиолюминесценцияга эга бўлган кристаллар катта аҳамият касб этади. Уларга активатор аралашмали ишқорий-галоидлар бирикмалари, масалан, таллий билан активлаштирилган NaJ кристаллари киради.

Бу кристалларда радиоактив модда нурланиши таъсирида ёруғлик чақнашлари — сцинтилляциялар юз беради. Ҳар бир чақнаш кристаллга зарра ёки радиоактив емирилиш натижасида юзага келган энергия квантининг тушгани ҳақида хабар беради. Кристалл - сцинтилляторлар моддаларнинг радиоактив емирилишини ўрганиш учун фойдаланиладиган зарра сўтчикларининг асоси ҳисобланади.

## 62- §. Жисмларнинг температуравий нурланиши

Кучли ўзаро таъсирда бўлган кўп сонли зарралардан иборат конденсияланган системалар нурланишини ўрганишга ўтиш нурланиш ҳодисасини текшириш учун статистик физика ва термодинамика методларидан фойдаланиш кераклигини тақозо қилади. Ўрганилаётган система термодинамик мувозанатда бўлган ҳолида термодинамика ва статистик физика қонунларининг қўлланилиши ўринли бўлади. Шундай қилиб, жисмларнинг мувозанатли нурланишини ўрганишга киришамиз. Бунда нурланувчи муҳитда барча термодинамик параметрлар (жумладан, температура) ўзгармасдир. Ҳодисаларни макроскопик метод асосида ўрганишга ўтиш туфайли нурланиш қувватини биргина алоҳида атом ёки молекулага эмас,

балки нурланувчи бутун жисмга ёки нурланувчи жисмнинг бирор сиртига тегишли деб қараймиз. Жисмнинг  $E$  нур чиқариш қобилияти ёки энергетик ёритувчанлиги деб мазкур жисмнинг бирлик сиртидан ( $1 \text{ см}^2$ ) нурланувчи тўла қувватни атаймиз. Бирор жисмнинг нур ютиш қобилияти ёки  $A$  ютиш коэффициенти деб жисмнинг  $1 \text{ см}^2$  юзасида ютилувчи  $B$  қувватнинг ўша сиртга тушувчи  $I$  қувватга нисбатига айтилади, яъни:

$$A = \frac{B}{I} \quad (62. 1)$$

Агар  $A = 1$  бўлса, у ҳолда жисм ўзига тушувчи барча нурланишни ютади. Бундай жисмни *абсолют қора жисм* деб аталади.

$R$  қайтариш коэффициенти деганда

$$R = \frac{P}{I} \quad (62. 2)$$

муносабат тушунилади, бунда  $P$  — қайтган қувват ( $1 \text{ см}^2$  дан).

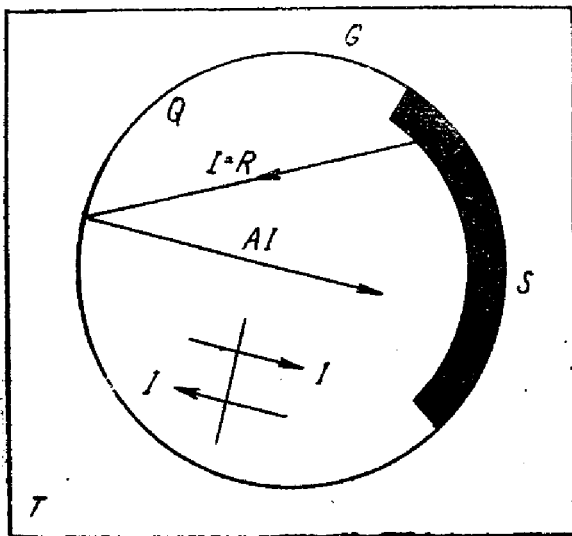
Термодинамик мувозанатда бўлган жисмларни уйғотиш методи уларни юқори температурага қадар қиздиришдир. Нурланувчи системанинг термодинамик мувозанат шarti барча элементар нурланиш процессларининг тўлиқ ҳолда тартибсизлигини талаб қилади. Кўрилаётган ҳажмнинг исталган қисмида нурланиш зичлиги тўлиқ энергия жиҳатидан ҳам, унинг тўлқин узунлик бўйлаб тақсимланиши жиҳатидан ҳам бир хил бўлиши керак. Нурланиш қутбланишининг барча йўналишлари ҳам тенг эҳтимолли бўлиши, яъни ҳеч қайси йўналиш ҳам устунлик қилмаслиги керак. Демак, бу нурланиш тўла қутбланмаган бўлиши керак. Барча йўналишларда уларга қарама-қарши йўналишдаги сингари нурланиш қуввати тарқалиши керак. Бундай нурланувчи жисм металларда бўлгани сингари типдаги энергия сатҳлари ягона яхлит полосаси билан характерланиши керак. Гап жуда юқори температурадаги нурланишлар ҳақида бораётгани учун модда атомлари термик ионизацияланади ва натижада модда ўтказувчан бўлиб қолади.

Абсолют қора жисм тўла нурланиш қобилиятини (тўла энергетик ёруғланишини)  $R_s$  билан белгилаймиз (худди шундай белгиланган қайтариш коэффициенти билан аралаштирмаслик керак).  $R_s$  катталиқ қуйидагича аниқланиши мумкин:

$$R_s = \int_0^{\infty} r_{\lambda, T} d\lambda, \quad (62. 3)$$

бунда  $r_{\lambda, T}$  катталиқ  $T$  температурада маълум спектрал интервалдаги нурланиш қобилияти. Барча жойида бирдай температурани ушлаб турувчи  $T$  термостатга тўлиқ жойлаштирилган берк  $G$  бўшлиқни кўрайлик (212- расм). Берк бўшлиқнинг барча қисми ҳам термостат температурасига эга бўлади.  $G$  бўшлиқнинг  $S$  ҳарфи билан белгиланган бирор қисми абсолют қора жисм бўлсин. Бўшлиқнинг барча нуқталари температураси бир хил бўлгани учун унинг





212- расм.

ҳар бир квадрат сантиметр сирти қанча нур ютса, шунча нурланиши керак, акс ҳолда ўз-ўзидан температура мувозанати бузилади. Бўшлиқ ичидаги сиртнинг ҳар бир квадрат сантиметри орқали ҳар икки томонга бир хил  $I$  нурланиш қуввати ўтади. Абсолют қора жисм ўзига тушган  $I$  қувватнинг ҳаммасини тўла ҳолда ютади, бинобарин, температура мувозанати сақланиши учун у  $I$  қувват билан нурланиши керак, яъни:

$$R_s = I. \quad (62. 4)$$

Бундан шундай хулоса чиқади: абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилияти ана шу жисм нурланиш (иссиқлик) мувозанатида бўлган берк бўшлиқ ичкарасидаги исталган  $1 \text{ см}^2$  сиртдан ўтувчи нурланиш қувватига тенг. Бирмунча батафсилроқ текширилганда фақат (62.4) муносабат эмас, балки:

$$r_{\lambda, T} = I_{\lambda, T} \quad (62. 5)$$

муносабат ҳам ўринли эканлигини кўрсатиш мумкин, бунда  $r_{\lambda, T}$  катталик спектр соҳасининг бирга тенг бўлган интервалида абсолют қора жисмнинг  $1 \text{ см}^2$  сирти  $T$  температурада нурлаган қуввати (спектрал энергетик ёритувчанлиги),  $I_{\lambda, T}$  катталик эса  $\lambda$  спектр соҳасининг бирга тенг бўлган интервалида бўшлиқ ичидаги сиртнинг  $1 \text{ см}^2$  сирти орқали  $T$  температурада ўтган йўналишсиз нурланиш қуввати.

Энди абсолют қора ҳисобланмаган бошқа жисмларнинг нурланишини қарашга ўтамиз.  $Q$  сиртнинг қорайтирилмаган қисми шундай жисм бўлиб ҳисобланиши мумкин. Қорайтирилмаган сиртга тушувчи  $I$  нурланиш қувватдан  $A$  қисми ютилади, яъни сиртнинг ҳар бир квадрат сантиметри томонидан ютиладиган нурланиш қуввати  $AI$  га тенг. Қорайтирилмаган сиртнинг ҳар бир квадрат сантиметр юзасидан ҳам худди шундай қувватли нурланиши керак бўлади. Уни  $E$  ҳарфи билан белгилаймиз, у ҳолда:

$$E = AI \quad (62. 6)$$

деб ёза оламиз.

Бироқ  $I = R_s$ , демак,

$$E = AR_s, \quad (62. 7)$$

бундан

$$\frac{E}{A} = R_s \quad (62. 8)$$

келиб чиқади. Охирги тенглама Кирхгоф қонунини ифодалайди.

Ҳар қандай жисм учун унинг нурланиш қобилиятининг нур ютиш қобилиятига нисбати абсолют қора жисмнинг шу температурадаги нурланиш қобилиятига тенг.

Кирхгоф қонуни нурланишнинг фақат интеграл қуввати (бутун спектр бўйлаб) учун эмас, балки ҳар бир спектрал интервали учун ҳам тўғридир. Қуйидаги белгилашларни киритамиз:  $e_{\lambda, T}$  катталик жисмнинг  $1 \text{ см}^2$  сиртидан  $\lambda$  спектрал соҳасида бирга тенг спектрал интервалида нурлаётган қуввати (жисмнинг спектрал нурланиш қобилияти);  $a_{\lambda, T}$  шу спектрал интервалдаги нурланиш қувватининг (жисмнинг спектрал ютиш қобилияти) жисмнинг  $1 \text{ см}^2$  сиртида ютилувчи қисми, бу ҳолда берилган спектрал соҳа учун Кирхгоф қонуни:

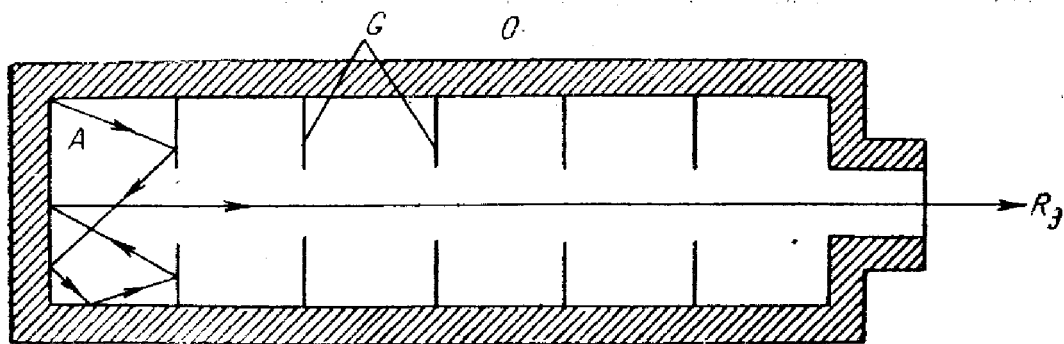
$$\frac{e_{\lambda, T}}{a_{\lambda, T}} = r_{\lambda, T} \quad (62. 9)$$

кўринишда берилиши мумкин.  $r_{\lambda, T}$ ,  $e_{\lambda, T}$ ,  $a_{\lambda, T}$  ва  $R_s$ ,  $E$ ,  $A$  катталиклар қуйидаги интеграл муносабатлар билан боғланган:

$$\left. \begin{aligned} R_s &= \int_0^{\infty} r_{\lambda, T} d\lambda, \\ E &= \int_0^{\infty} e_{\lambda, T} d\lambda, \\ A &= \int_0^{\infty} a_{\lambda, T} d\lambda. \end{aligned} \right\} \quad (62. 10)$$

$r_{\lambda, T}$ ,  $e_{\lambda, T}$ ,  $a_{\lambda, T}$  катталиклар ҳам тўлқин узунлигига, ҳам температурага боғлиқ,  $R_s$ ,  $E$  ва  $A$  катталиклар эса фақат температуранинг функциялари ҳисобланади.

(62. 8) ва (62. 9) формулалардан иссиқлик мувозанат нурланиш назарияси учун  $R_s$  ва  $r_{\lambda, T}$  функцияларнинг кўринишини аниқлаш биринчи даражали аҳамиятга эга эканлиги келиб чиқади, чунки улар ёрдамида қора бўлмаган жисмларнинг нур чиқаришини характерловчи  $E$  ва  $e_{\lambda, T}$  функцияларни излаш мумкин бўлади. Бу мақсад учун  $A$  ва  $a_{\lambda, T}$  функцияларни билиш керак. Ушбу функцияларни тажриба асосида топиш мумкин, спектрнинг узун тўлқинли қисми учун эса — жисмларни нур ютиш ҳолати учун ёзилган максвелл электродинамика тенгламаларини ечиш асосида топилади.



213- расм.

Табиатда мавжуд бўлган жисмларнинг бирортаси ҳам тўла абсолют қора жисм хусусиятига эга эмас. Бироқ абсолют қора жисм деб олиш мумкин бўлган қурилмани сунъий яратиш мумкин. Термостатик қобиқ ичига жойлашган бўшлиқдаги нурланиш абсолют қора жисм нурланишига эквивалент бўлгани учун шу асосда абсолют қора жисм хусусиятига эга бўлган ёруғлик энергияси нурлатгичини экспериментал ҳосил қилиш мумкин. Бундай нурлатгич қурилмасининг схемаси 213- расмда келтирилган.

Юқори температурага чидамли моддадан узун най кўринишида ясалган  $O$  бўшлиқ  $G$  тешикли тўсиқлар билан ажратилган. Тўсиқлар қайтарувчи ва ютувчи сиртлар миқдорини кўпайтириш йўли билан ёруғлик нурларининг бўшлиқ тешигидан тўғри чиқишини қийинлаштириш мақсадида киритилган. Бўшлиқнинг бирор  $A$  қисмидан чиқувчи нурланиш деворлардан кўп марта қайтади, натижада бўшлиқда нурланиш мувозанати қарор топади ва бу нурланишнинг бир қисми бўшлиқ ўқи бўйлаб абсолют қора жисм нурланиши  $R_3$  кўринишида ташқарига чиқади. Най печга (энг яхшиси электр печга) жойлаштирилади ва бўшлиқ керакли  $T$  температурага қадар қиздирилади. Шундай қилиб, қизиган бўшлиқнинг тешиги электромагнит нурланиш тарқатувчи нурлатгич бўлиб хизмат қилади, бу нурланиш спектри амалда абсолют қора жисм спектри билан мос тушади. Бу тешикнинг интеграл нурланиши ҳам абсолют қора жисм нурланишига мос келади.

Бундай нурлатгич ёрдами билан абсолют қора жисмнинг нурланиш хусусиятлари экспериментал ўрганилган ва қатор қонунлар аниқланган.

Кўрсатилган конструкцияли бўшлиқнинг ютиш қобилияти амалда абсолют қора жисм нур ютиш қобилиятига тенг бўлади.

Абсолют қора жисм нурланишининг  $r_{\lambda, T}$  спектрал тақсимотини топиш учун нурланишнинг абсолют қора жисм ичида жойлашган модда билан термодинамик мувозанатда бўлиш шартини қараб чиқамиз. Фараз қилайлик, термодинамик мувозанат таъминланган берк бўшлиқ ичида  $W_1, W_2, \dots, W_m, \dots, W_n$  энергия сатҳларига эга бўлган газ атомлари мавжуд бўлсин. Термодинамик мувозанат

бўлганда, мос ҳолда  $1 \text{ см}^3$  да  $W_m$  ва  $W_n$  энергияларга эга бўлган атомларнинг эҳтимол тутилган  $N_m$  ва  $N_n$  сони, Больцман формуласи бўйича топилиши мумкин:

$$\left. \begin{aligned} N_m &= N_1 \frac{g_m}{g_1} e^{-\frac{W_m - W_1}{kT}}, \\ N_n &= N_1 \frac{g_n}{g_1} e^{-\frac{W_n - W_1}{kT}}, \end{aligned} \right\} \quad (62. 11)$$

бунда  $T$  — абсолют температура;  $k$  — Больцман доимийси;  $g_1, g_m, g_n$  лар  $W_1, W_m, W_n$  энергияли сатҳларнинг статистик катталиклари,  $N_1$  — энг қуйи сатҳда  $1 \text{ см}^3$  ҳажмдаги атомларнинг сони.

(62. 11) формуладан:

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{W_n - W_m}{kT}} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (62. 12)$$

келиб чиқади, бунда  $h\nu = W_n - W_m$  ( $\nu$  даги  $nm$  индекслар тушириб қолдирилган). Ёруғланувчи газ бирлик ҳажмидан чиқувчи нурланиш қуввати:

$$P_{nm} = \{A_{nm} + B_{nm}u(\nu)\} N_n h\nu \quad (62. 13)$$

га тенг бўлади, ютилиш қуввати эса,

$$P_{mn} = B_{mn}u(\nu) N_m h\nu. \quad (62. 13')$$

Термодинамик мувозанат ҳолатида  $P_{nm} = P_{mn}$ , яъни:

$$\{A_{nm} + B_{nm}u(\nu)\} N_n = B_{mn}u(\nu) N_m, \quad (62. 14)$$

бундан:

$$u(\nu) = \frac{A_{nm}/B_{nm}}{\frac{B_{mn}}{B_{nm}} \frac{N_m}{N_n} - 1}. \quad (62. 14')$$

Бироқ, (56. 34) формуладан:

$$\frac{B_{mn}}{B_{nm}} = \frac{g_n}{g_m}. \quad (62. 15)$$

Шунга кўра,  $u(\nu)$  учун (62. 14'), (62. 15) ва (62. 12) лардан қуйидагига эга бўламиз:

$$u(\nu) = \frac{A_{nm}/B_{nm}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (62. 16)$$

$A_{nm}$  ва  $B_{nm}$  катталикларни (56. 76) ва (56. 34) формулалардан аниқлаш мумкин, демак:

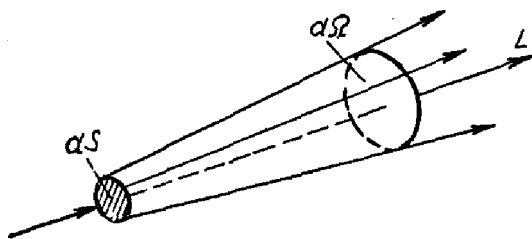
$$\frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}. \quad (62. 17)$$

(62. 17) ни (62. 16) га қўйиб:

$$u(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (62. 18)$$

га эга бўламиз.

Шундай қилиб, абсолют қора жисм спектрлар энергия зичлиги учун  $\nu$  частотада  $T$  температурага боғлиқ бўлган формулани ҳосил қилдик. Бу Планк формуласидир, ундан  $r_{\lambda, T}$  учун ёзиладиган ифодага ўтиш мумкин. Дастлаб,  $r_{\nu, T}$  учун тегишли бўлган ифодани излаймиз. Бирор танланган  $L$  йўналишда исталган  $dS$  сирт элементида  $d\Omega$  фазовий бурчак ичида:



214- расм.

$$dP_{\nu, T} = B_{\nu, T} d\nu d\Omega dS \quad (62.19)$$

қувват нурланади (214-расм).

Бунда  $B_{\nu, T}$  — энергетик ёрқинликдир. Унга мувофиқ келган энергия  $dV = cdS$  ҳажмда жойлашади, мазкур ҳажмда жойлашган тўлиқ энергия эса

$$dW_{\nu, T} = u(\nu) d\nu cdS \quad (62. 19')$$

га тенг бўлади.

$dW_{\nu, T}$  ва  $dP_{\nu, T}$  катталиклар ўзаро тенг бўлади, демак,

$$u(\nu) = \frac{B_{\nu, T} d\Omega}{c} \quad (62. 20)$$

Барча йўналишлар бўйича нурланишни топиш учун  $u(\nu)$  ни 0 дан  $2\pi$  гача бўлган барча бурчаклар бўйича интеграллаймиз, у ҳолда қутбланишнинг икки компоненти учун:

$$u(\nu) = \frac{4\pi B_{\nu, T}}{c} \quad (62. 21)$$

га эга бўламиз.

Агар ёрқинлик йўналишга боғлиқ бўлмаса (яъни, Ламберт қонуни ўринли бўлса), у ҳолда  $\pi B_{\nu, T} = r_{\nu, T}$ , яъни бу катталик  $1 \text{ см}^2$  дан ярим сферага нурланувчи тўлиқ энергияга тенг бўлади. Бунда:

$$u(\nu) = \frac{4r_{\nu, T}}{c} \quad (62. 21')$$

$u(\nu)$  нинг бу қийматини (62. 18) формулага қўйиб

$$r_{\nu, T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (62. 22)$$

ифодани ҳосил қиламиз.

Тўлқинлар узунлиги орқали ифодаланган энергетик ёруғланишнинг Планк формуласига ўтиш учун тегишли ўзгартиришлар киритиш, яъни

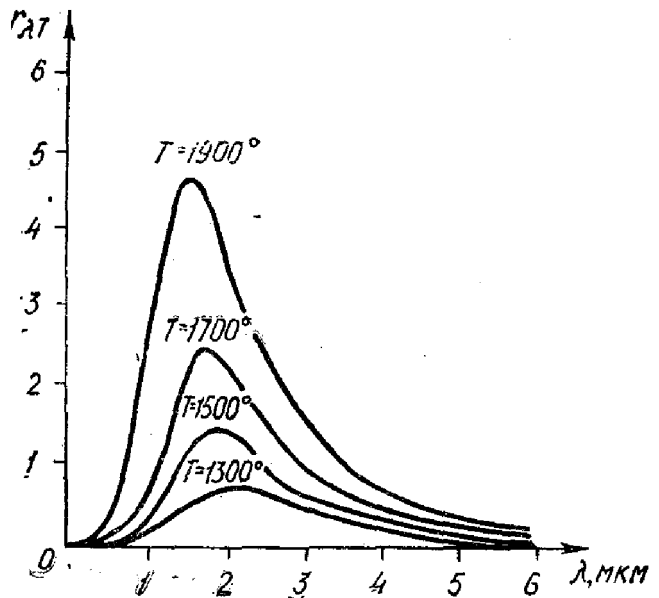
$$r_{\nu, T} d\nu = r_{\lambda, T} d\lambda \quad (62. 23)$$

деб олиш керак бўлади, бу ўзгаришлардан сўнг

$$r_{\lambda, T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k T}} - 1} \quad (62. 24)$$

бўлади.

215- расмда турли температураларда  $r_{\lambda, T}$  функциянинг  $\lambda$  га боғлиқлигини ифодаловчи график келтирилган.  $r_{\lambda, T}$  функция шакли температурага боғлиқ бўлган аниқ ифодаланган максимумга эга. Температура кўтарилганда  $r_{\lambda, T}$  бутун спектр бўйлаб, айниқса нурланишнинг максимум соҳасида тез ортади, максимумнинг ўзи эса қисқа тўлқин томон силжиб боради.



215- расм.

Агар  $r_{\lambda, T}$  ёки  $r_{\nu, T}$  ни спектр бўйлаб интегралласак, у ҳолда абсолют қора жисмнинг  $R_s$  энергетик ёруғланишнинг интеграл қийматини ҳосил қиламиз:

$$R_s = \int_0^{\infty} r_{\nu, T} d\nu = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4. \quad (62. 25)$$

(62. 25) формула:

$$R_s = \sigma T^4 \quad (62. 25')$$

кўринишда ёзилиши мумкин, бунда  $\sigma = 5,6686 \cdot 10^{-12} \text{ вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{град}^4)$ . Бу Стефан—Больцман қонуни деб аталади. (62. 25') формула  $T=0$  бўлган бўшлиқдаги нурланиш қувватини белгилайди. Агар  $T \neq 0$  бўлса, у ҳолда Стефан—Больцман қонуни:

$$R_s = \sigma (T^4 - T_0^4) \quad (62. 26)$$

кўринишда ёзилади, бунда  $T_0$  — атроф муҳит температураси, бу муҳитни тўлтириб турувчи  $T_0$  температурага мос нурланиш абсолют қора жисмнинг нурланиши характерида бўлади.

Агар (62. 24) ифода  $\lambda$  бўйича дифференциалланса ва  $\frac{dr_{\lambda, T}}{d\lambda}$  ҳосила нолга тенгланса, у ҳолда  $r_{\lambda, T}$  максимумни топиш шартни келиб чиқади.  $\lambda_m$  нинг қиймати (нурланиш максимумининг тўлқин узунлиги)  $T$  температура билан:

$$\lambda_m T = 2896 \text{ мкм} \cdot \text{град} \quad (62. 27)$$

муносабат орқали боғлиқ.

Бу тенглик Виннинг силжиш қонунини ифодалайди.

Планк формуласи иккита чегаравий ифодага эга. Улардан бири  $\frac{hc}{\lambda kT} \ll 1$  бўлганда ҳосил бўлади. Бу ҳолда  $e^{\frac{hc}{\lambda kT}}$  ни  $e^{\frac{hc}{\lambda kT}} = 1 + \frac{hc}{\lambda kT}$  кўринишида тасвирлаш мумкин ва унда Планк формуласи:

$$r_{\lambda, T} = \frac{2\pi c k T}{\lambda^4} \quad (62. 28)$$

кўринишга эга бўлади. Бу формула Релей—Жинс формуласи деб аталади. Бу формула узун тўлқин ва юқори температура учун ўринли бўлади. Агар, аксинча,  $\frac{ch}{\lambda kT} \gg 1$  бўлса, у ҳолда Планк формуласининг махражидаги 1 ни  $e^{\frac{ch}{\lambda kT}}$  га нисбатан ҳисобга олмаसा ҳам бўлади ва Планк формуласи:

$$r_{\lambda, T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5 e^{\frac{hc}{\lambda kT}}} \quad (62. 29)$$

кўринишда ёзилади. Ушбу формула Вин формуласи деб юритилади. Вин формуласи паст температура ва қисқа тўлқин узунлик учун ўринлидир.

Ёруғликнинг ҳақиқий температуравий манбалари, масалан, кучли қиздирилган қаттиқ жисмларнинг нурланиши асосий параметрлари бўйича абсолют қора жисм нурланишидан катта фарқ қилади. Умуман олганда бу жисмлар учун  $e_{\lambda, T}$  боғланиш  $r_{\lambda, T}$  функция кўринишини жуда яхши эслатса ҳам, бироқ ҳамма вақт  $e_{\lambda, T} < r_{\lambda, T}$  бўлади, бундан ташқари, реал жисмларнинг интеграл нурланиши ҳам абсолют қора жисм нурланишидан кам бўлади.  $e_{\lambda, T}$  функциянинг бориши, шунингдек, реал жисмлар нурланишидаги максимум ҳамма вақт ҳам абсолют қора жисмга тегишли боғланишларга мувофиқ келавермайди. Қўнғир жисмлар деб аталувчи баъзи жисмлар учун интеграл энергетик ёритувчанликнинг температурага боғланиши Стефан—Больцман формуласига ўхшаш бўлади:

$$E = \epsilon \sigma (T^4 - T_0^4), \quad (62. 30)$$

бунда  $\epsilon$  — бирдан кичик бўлган коэффициент (қоралик даражаси). Кўпчилик металллар учун бу коэффициент бирдан анча кичикдир. Масалан,  $1500^\circ\text{K}$  температурада кумушнинг тўла нурланиши ўша температурадаги абсолют қора жисмнинг тўла нурланишидан 25 марта кичик.

Коэффициент  $\epsilon$  температурага кучли боғлиқ. Масалан, вольфрам учун  $T = 1500^\circ\text{K}$  да  $\epsilon = 0,15$  га,  $T = 3500^\circ\text{K}$  температурада эса  $\epsilon = 0,34$  га тенг. Бундан, температуранинг ортиши билан реал жисмларнинг нурланиши абсолют қора жисм нурланишига тобора кучлироқ яқинлашиб боради деган хулоса чиқади.

Жисмларнинг температуравий нурланишидан ёруғлик манбалари яратиш учун фойдаланилади. Бундай ёруғлик манбаларида чўғланувчи модда сифатида вольфрам кенг ишлатилади. Бироқ вольфрам нурланишининг 1,5% гина ишчи температурасида ( $2800^\circ\text{K}$ ) спектрнинг кўзга кўринадиган қисмига тўғри келади; шундай қилиб, температуравий ёруғлик манбаларининг ф. и. к. жуда паст. С. И. Вавилов ва унинг яқин шогирди В. Л. Левшин раҳбарлигида СССР да ишлаб чиқарилган люминесцент симоб лампаларининг ёруғлик бериш қобилияти юқоридир. Уларнинг ф. и. к. чўғланма лампаларнинг ф. и. к. га қараганда тахминан уч марта катта, улар кундузги ёруғликка яқин ранг беради ва қатор афзалликларга эга. Уларнинг қўлланилиши жуда катта иқтисодий самара беради. Янги ёруғлик манбаларининг янада такомиллашуви симобли ва ксенон лампаларининг яратилишига олиб келди, бундай лампалар кўчаларни ёритишда чўғланма лампаларнинг ўрнини олди.

Температуравий нурланиш манбалари саноат маҳсулотларини қуришда, кондитер маҳсулотлар пиширишда, балиқ саноатида ва ҳ. к. ларда тобора кенгроқ қўлланилмоқда.

### 63-§. Дисперсия ва ёруғликнинг ютилиши

Агар зарраларининг хусусий тебранишлар частотаси  $\omega_{nm}$  бўлган моддада

$$E = E_0 e^{i(\omega t - kz)} \quad (63. 1)$$

ёруғлик тўлқини  $\vec{E}$  электр майдон тебранишлари  $x$  ўқи бўйлаб йўналишда тарқалса, у ҳолда электронлар:

$$m \ddot{x} + m\gamma^* \dot{x} + m\omega_{nm}^2 x = eE_0 e^{i\omega t} \quad (63. 2)$$

қонун бўйича мажбурий тебрана бошлайди.

Бу ерда биз  $z = 0$  деб олдик, чунки муҳитнинг исталган нуқтадаги ҳодисалар  $z = 0$  нуқтадагига ўхшашдир, бу ерда  $\gamma^*$  — сўниш коэффициенти икки  $\gamma$  ва  $\gamma'$  ларнинг қўшилишидан ҳосил бўлади, улар ўз навбатида

$$\gamma = \frac{1}{\tau}, \quad \gamma' = \frac{1}{\tau'} \quad (63. 3)$$



га тенгдир,  $\tau$  — эркин нурланувчи зарранинг уйғонган ҳолати вақти;  $\tau'$  — зарраларнинг иккита тўқнашуви орасидаги ўрғача вақт.  
 $\omega_{nm}$  — хусусий частоталар қуйидаги

$$\omega_{nm} = \frac{W_m - W_n}{h}, \quad \omega_{mn} = \frac{W_n - W_m}{h} \quad (63. 4)$$

муносабатлар орқали аниқланади.

$W_n > W_m$  деб олганимиз туфайли нурланиш билан ўтишга мувофиқ келувчи частота манфий, ютилиш билан ўтишга мувофиқ келган нурланиш частотаси эса — мусбатдир.  $eE$  куч таъсирида модда зарраларида электронларнинг

$$x = x_0 e^{i\omega t} \quad (63. 5)$$

қонун бўйича мажбурий тебранишлари қарор топади.  $x$  ни (63. 2) тенгламага қўямиз ва шундэй ёзамиз:

$$x_0 = \frac{\frac{e}{m} E_0}{\omega_{nm}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma^*} \quad (63. 6)$$

Тенгламанинг ўнг томонидаги махражни  $\bar{Z}$  орқали белгилаймиз:

$$\bar{Z} = \omega_{nm}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma^* \quad (63. 7)$$

У ҳолда

$$x_0 = \frac{\frac{e}{m} E_0}{\bar{Z}} \quad (63. 7')$$

бўлади. Электрон мувозанат вазиятидан четлашганда унда индукцион  $d_0$  амплитудали  $d$  дипол моменти юзага келади, бунда

$$d_0 = ex_0 = \frac{\frac{e^2}{m} E_0}{\bar{Z}} \quad (63. 8)$$

га тенг бўлади. Квант механикасига мувофиқ келсин учун (63. 8) даги  $d_0$  катталикни  $f$  осциллятор кучига кўпайтириш керак, у ҳолда зарра диполь моментининг  $D_{nm}$  квантомеханик қиймати келиб чиқади:

$$D_{nm} = fd_0 = \frac{f \frac{e^2}{m} E_0}{\bar{Z}} \quad (63. 9)$$

Индукцияланган диполь моменти учун электр майдон кучланганлиги ва қутбланиш билан ифодаланувчи шундай ифодани ёзиш мумкин:

$$D_{nm} = \alpha E_0 \quad (63. 10)$$

(63. 9) дан  $D_{nm}$  ни (63. 10) даги  $D_{nm}$  га тенглаштираш,

$$\alpha = \frac{e^2}{m} \frac{f}{Z} \quad (63. 11)$$

ни ҳосил қиламиз.

Агар  $1 \text{ см}^3$  моддада  $W_m$  сатҳда  $N_m$  зарра ва  $W_n$  сатҳда  $N_n$  зарра бўлса, у ҳолда  $1 \text{ см}^3$  модданинг қутбланувчанлиги битта зарранинг  $\alpha$  ўртача қутбланувчанлиги ва  $N_m$  ҳамда  $N_n$  сонли зарраларга мувофиқ келувчи  $\alpha_{mn}$  ва  $\alpha_{nm}$  қутбланувчанликлар орқали қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$N\alpha = N_m\alpha_{mn} + N_n\alpha_{nm} \quad (63. 12)$$

бунда

$$\alpha_{mn} = \frac{e^2}{m} \frac{f_{mn}}{Z}, \quad \alpha_{nm} = \frac{e^2}{m} \frac{f_{nm}}{Z} \quad (63. 13)$$

Демак,

$$\alpha = \frac{e^2}{mNZ} (N_m f_{mn} + N_n f_{nm}). \quad (63. 14)$$

Клаузиус — Моссоти — Лоренц — Лоренц формуласи бўйича:

$$\frac{\bar{\epsilon} - 1}{\bar{\epsilon} + 2} = \frac{4\pi}{3} \alpha N \quad (63. 15)$$

деб ёзишимиз мумкин, бунда  $\bar{\epsilon}$  — комплекс диэлектрик синдирувчанлик (бу катталикнинг батафсил анализи қуйироқда берилди).

Синдиришнинг комплекс кўрсаткичи  $\bar{n}$  қуйидаги

$$\bar{n} = n - i\kappa \quad (63. 16)$$

муносабатдан аниқланади, бунда  $n$  — синдиришнинг ҳақиқий кўрсаткичи;  $\kappa$  — бош ютилиш кўрсаткичи.  $\bar{\epsilon}$  ва  $\bar{n}$  ўртасида:

$$\bar{\epsilon} = \bar{n}^2 = n^2 - 2in\kappa - \kappa^2 \quad (63. 17)$$

боғланиш мавжуддир. (63. 15) формулага тегишли қийматларни қўйиб:

$$\frac{n^2 - \kappa^2 - 1 - 2in\kappa}{n^2 - \kappa^2 + 2 - 2in\kappa} = \frac{4\pi}{3Z} \frac{e^2}{m} (N_m f_{mn} + N_n f_{nm}) \quad (63. 18)$$

га эга бўламиз. Энди ҳақиқий ва мавҳум қисмларни бўлиб юборамиз. Шу мақсадда ўнг томонни  $Z^*$  га, яъни  $Z$  комплекс қўшма катталikka ҳам кўпайтириб, ҳам бўлиб юборамиз. Сўнгра  $\kappa \ll 1$  деб оламиз, бунда суратдаги  $\kappa^2$  ва махраждаги  $\kappa^2$  ҳамда  $2in\kappa$  катталикларни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. У ҳолда

$$\frac{n^2 - 1 - 2in\kappa}{n^2 + 2} = \frac{4\pi e^2}{3m} (N_m f_{mn} + N_n f_{nm}) \frac{\omega_{nm}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma^*}{(\omega_{nm}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^{*2}} \quad (63. 19)$$

ни ҳосил қиламиз. Ҳақиқий ва мавҳум қисмларни ажратсак, шундай ёзиш мумкин:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi e^2}{3m} \frac{(N_m f_{mn} + N_n f_{nm})(\omega_{nm}^2 - \omega^2)}{(\omega_{nm}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^{*2}}, \quad (63.20)$$

$$\frac{2n\kappa}{n^2 + 2} = \frac{4\pi e^2}{3m} \frac{(N_m f_{mn} + N_n f_{nm})\omega\gamma^*}{(\omega_{nm}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^{*2}}. \quad (63.21)$$

Қуйидаги муносабат ўринли бўлгани, яъни

$$g_n f_{nm} = -g_m f_{mn} \quad (63.22)$$

учун моддада бир қанча хусусий частоталарнинг мавжудлигини ҳисобга олиб, суперпозиция принципига асосан шундай ёзамиз:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi e^2}{3m} \sum_{nm} \frac{(\omega_{nm}^2 - \omega^2) f_{nm} \left( N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right)}{(\omega_{nm}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^{*2}}, \quad (63.23)$$

$$\frac{2n\kappa}{n^2 + 2} = \frac{4\pi e^2}{3m} \sum_{nm} \frac{\omega\gamma^* f_{nm} \left( N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right)}{(\omega_{nm}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^{*2}}. \quad (63.24)$$

(63.20) — (63.24) формулалар модда синдириш кўрсаткичи ва ютиш кўрсаткичининг тушувчи нур частотасига боғлиқлигини, шунингдек, моддаларнинг  $\omega_{nm}$ ,  $\gamma^*$ ,  $f_{mn}$ ,  $g_m$ ,  $g_n$  характеристикалари, турли сатҳлардаги  $N_m$  ва  $N_n$  модда зарралари зичлигига боғлиқлигини билдиради. Демак, мазкур формулалар ёруғликнинг дисперсияси ва ютилиш ҳодисасини билдиради. Спектрда  $\omega_{nm}$  хусусий частоталар бир-биридан узоқ масофада жойлашган ва  $\gamma^*$  сўндириш коэффициенти  $\omega_{nm}$  га нисбатан унча катта бўлмаган ҳоллар учун уларни анча аён анализ қилиш мумкин. Моддага тушувчи ёруғлик нурунинг тебраниш частотаси фақат биргина  $\omega_{nm}$  дан бошқа барча частоталардан жуда узоқ бўлганда дисперсион формулаларда фақат биргина  $\omega_{nm}$  ли ҳадни сақлаш мумкин. Демак,

$$\left. \begin{aligned} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} &= \frac{4\pi e^2}{3m} \frac{(\omega_{nm}^2 - \omega^2) f_{mn} \left( N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right)}{(\omega_{nm}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^{*2}}, \\ \frac{2n\kappa}{n^2 + 2} &= \frac{4\pi e^2}{3m} \frac{\omega\gamma^* f_{mn} \left( N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right)}{(\omega_{nm}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^{*2}} \end{aligned} \right\} \quad (63.25)$$

деб ёзиш мумкин. Нисбатан зич бўлмаган газлар учун (63.25) формула соддалаштирилган бўлиши мумкин. Ҳақиқатан ҳам бундай ҳолда  $n \approx 1$  ва

$$n^2 + 2 \approx 3, \quad n^2 - 1 = (n - 1)(n + 1) \approx 2(n - 1).$$

У ҳолда:

$$\left. \begin{aligned} n - 1 &= \frac{2\pi e^2 (\omega_{nm}^2 - \omega^2) f_{mn} \left( N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right)}{m (\omega_{nm}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^{*2}} \\ \kappa &= \frac{2\pi e^2 \omega \gamma^* f_{mn} \left( N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right)}{m (\omega_{nm}^2 - \omega^2) + \omega^2 \gamma^{*2}} \end{aligned} \right\} \quad (63.26)$$

(63.25) ва (63.26) формулаларни анализ қилишдан олдин  $n$  ва  $\kappa$  катталикларнинг физикавий маъносини аниқлаб чиқамиз. Агар  $\bar{n} = n - i\kappa$  комплекс синдириш кўрсаткичли муҳитда ясси ёруғлик тўлқини тарқалса, у ҳолда уни комплекс шаклда:

$$E = E_0 e^{i\omega \left( t - \frac{z}{\bar{n}} \right)} \quad (63.27)$$

ифода кўринишида ёзиш мумкин, бунда

$$\bar{v} = \frac{c}{\bar{n}} \quad (63.28)$$

—ёруғликнинг муҳитдаги комплекс фазавий тезлиги.

(63.27) ифода, унга (63.28) дан  $v$  нинг қийматини қўйгандан сўнг:

$$E = E_0 e^{-\frac{2\pi\kappa}{\lambda} z} e^{i\omega \left( t - \frac{nz}{c} \right)} \quad (63.29)$$

кўринишга келади, бундан  $n$  — катталик  $n = \frac{c}{v}$  га тенг бўлган оддий синдириш кўрсаткичи эканлиги келиб чиқади, бунда  $v$  ёруғликнинг оддий фазавий тезлиги.

$$k' = \frac{2\pi\kappa}{\lambda} \quad (63.30)$$

катталик тўлқин амплитудаси учун ютилиш коэффициенти ва тўлқинларнинг моддада ютилишини белгилайди. Бунда  $E_0'$  тўлқин амплитудаси масофага боғлиқ ҳолда:

$$E_0' = E_0 e^{-k'z} \quad (63.31)$$

қонун бўйича камайиб боради. Ёруғликнинг интенсивлиги амплитуданинг квадратага пропорционал ( $I \sim E_0'^2$ ,  $I_0 \sim E_0^2$ ) бўлганлигидан,  $I$  интенсивлик учун:

$$I = I_0 e^{-kz} \quad (63.32)$$

ифодага эга бўламиз, бунда  $k$  — катталик интенсивлик учун ютилиш коэффициенти деб аталади ва

$$k = 2k' = \frac{4\pi\kappa}{\lambda} \quad (63.33)$$

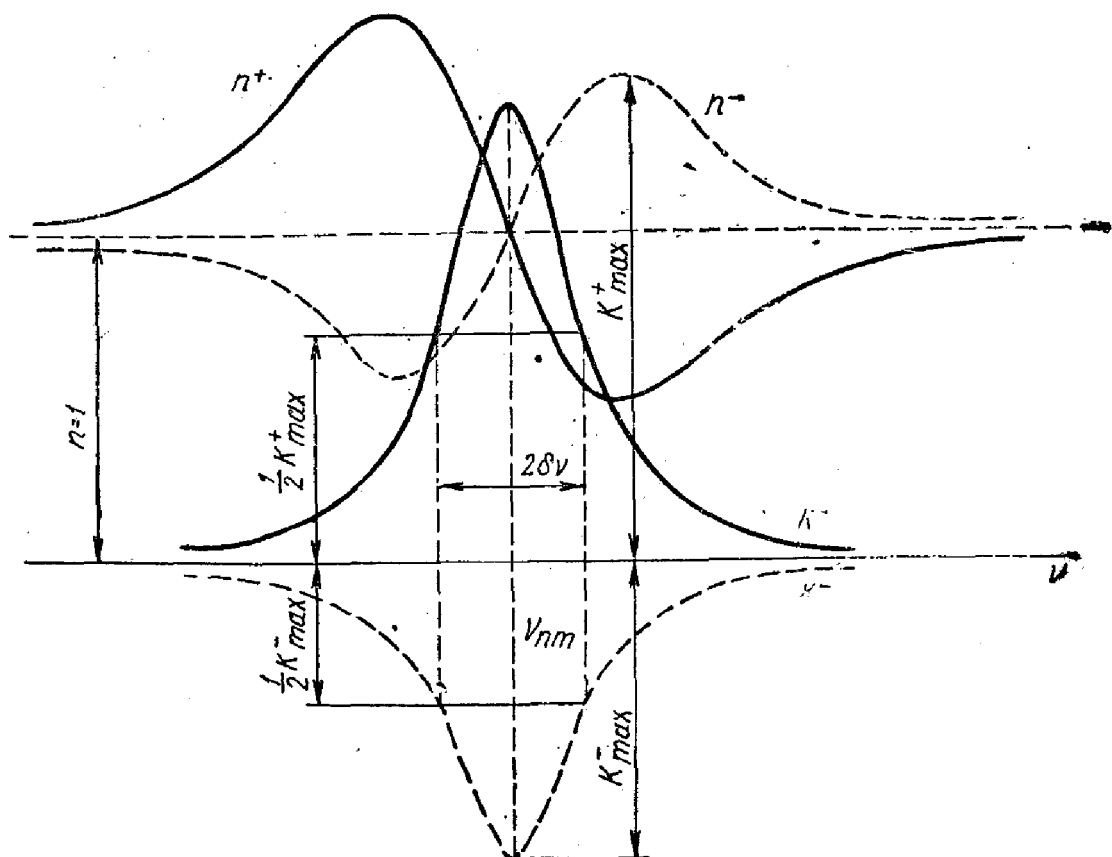
муносабат билан ифодаланади. Демак,  $\kappa$  нурланишнинг ютилиш коэффициентини белгилайди ва ундан фақат  $\frac{4\pi}{\lambda}$  кўпайтувчиси билан фарқ қилади, холос.

Шундай қилиб, (63.25) ва (63.26) формулалар синдириш кўрсаткичи ва ютилишнинг бош кўрсаткичини ёруғликнинг тебраниш частотаси ва бошқа катталикларга боғлиқлигини белгилайди. 216-расмда  $n$  ва  $k$  нинг моддага тушувчи ёруғлик тебранишлар частотасига боғлиқлиги келтирилган.

(63.26) формуладан келиб чиқишича, модданинг дисперсияси деб аталувчи  $n - 1$  катталиқ ва  $\kappa$  катталиқ мусбат ҳамда манфий қийматларни қабул қилиши мумкин. Агар

$$N_m = \frac{g_m}{g_n} N_n > 0 \quad (63.34)$$

бўлса, у ҳолда  $\omega < \omega_{nm}$  бўлганда дисперсия мусбат ва  $\omega > \omega_{nm}$  бўлганда дисперсия манфий бўлади. Бунда ютилиш барча частоталар соҳасида мусбат бўлади, яъни модда ўзига тушувчи барча ёруғлик тўлқинларини ютади. 216-расмда бунга  $n^+$  ва  $k^+$  эгри чизиқлар мувофиқ келади.  $n^+$  белги частота функциясида дисперсиянинг бориши *мусбат дисперсия* термини билан белгиланишини,  $k^+$  белги эса ҳақиқатан ҳам ютилишни билдирувчи мусбат ютилишни билдиради.  $n^+$  максимумгача бўлган соҳа *нормал дисперсия*,  $n^+$  функция максимуми соҳасидан катта частоталар томони эса *аномал дисперсия* но-



216- расм.

мини олди. Бу термин ҳозирги вақтда фақат тарихий аҳамиятга эга, чунки у вақтда дисперсия назарияси ҳали яратилмаган ва тажрибада  $n^+$  максимум орқасида частотанинг ортиши билан дисперсиянинг камайиб боришининг қайд қилиниши аномал ҳодиса сифатида тушунилар эди. Шу параграфда топилган формулалардан  $n^+$  дисперсиянинг бориши частоталарнинг барча соҳасида қонуний эканлиги келиб чиқади.

Бу ерда баён қилинган назария *манфий дисперсия* деб аталувчи муҳим бир ҳодисани олдиндан айтиб беради. Бу ҳодисанинг маъноси шуки,  $n$  нинг  $\omega$  га функционал боғланиши кўриниши  $n^+$  учун кузатилганига қарама-қарши экан. Манфий дисперсия ҳодисаси инверсли жойланиш шарти, яъни

$$N_m - \frac{q_m}{q_n} N_n < 0 \quad (63.35)$$

шарти бажарилганда кузатилади. Бунда дисперсиянинг бориши 216- расмда кўрсатилган  $n^-$  симболи билан белгиланган эгри чизиққа мос келади. Ютилиш кўрсаткичи спектрнинг биз кўраётган соҳасида манфийдир. Демак, бунда ёруғликнинг ютилиши эмас, балки биз 56- § да батафсил ўрганган индукцион нурланиш ўринли бўлади.

Агар моддада уйғонган зарралар бўлмаса, яъни  $N_n = 0$  бўлса, у ҳолда  $n - 1$  учун дисперсия ва синдириш кўрсаткичи эгри чизиқлари соддалашади ва уларни тажрибада текшириш осонлашади, бундай текшириш назария натижаларини тўлиқ тасдиқлайди.

Аввалроқ  $\gamma^*$  нинг радиацион ва зарбали сўнишлар билан белгиланишини айтиб ўтган эдик.  $\gamma^*$  катталик чексиз ингичка шуълаланувчи қатламда ютилиш спектрал чизигининг кенглигини билдиради. Ҳақиқатан ҳам, радиацион ва зарбали сўнишдан ташқари, бу сўнишларга жуда мураккаб қўшилувчи чизиқларнинг доплерча кенгайиши ҳам мавжуд экан. Чексиз юпқа қатлам учун ютилиш ва чиқариш спектр чизиқлари, гўё бир-бирининг кўзгудаги акси сингари бир хил контурда бўлади.

Одатда, манфий дисперсия фақат квант назарияси билан тушунтириладиган ҳодисадир, деган фикр айтилади. Ҳақиқатда бундай эмас. Ушбу параграф мазмунидан манфий дисперсия классик назария асосида ҳам тушунтирилиши мумкин эканлигини кўрамиз. Мазкур параграфда ривожлантирилган методга кўра дисперсия ва ютилиш ҳақидаги масала тебранишларнинг оддий классик назарияси асосида ечилади ва квант эффектлар осциллятор кучини киритиш билан ҳисобга олинади. Биз  $f_{nm} = -1$ ,  $f_{mn} = 1$  олиш билан масалани асосан классик нуқтаи назардан ечган бўламиз.  $f_{nm} = -1$  ва  $f_{mn} = 1$  қийматлар классик нуқтаи назардан қуйидагича талқин қилинади:  $|\omega_{nm}| > \omega$  частоталар учун тушаётган ёруғлик тўлқинининг электр майдони электроннинг тебранма ҳаракати тезлиги билан бир фазада бўлади,  $|\omega_{nm}| < \omega$  ҳол учун эса  $E$  электр майдон ва  $x$  қарама-қарши фазада бўлади. Шундай қилиб, классик назария формулаларида фақатгина  $f_{nm}$  катталик қатнашмайди холос.

$n^+$  учун дисперсион формулалар ва  $k^+$  учун формулалар  $f_{mn}$  ва  $f_{nm}$  катталикларни экспериментал ўлчашга имкон беради, бу машҳур рус физиги Д. С. Рождественский томонидан ривожлантирилган *илмоқлар методи* деб аталувчи метод ёрдамида жуда яхши бажарилади.

Агар  $N_n = 0$  бўлганда дисперсион формуладаги  $N_m$  ўрнига  $N_0$  — грамм-молекуладаги зарралар сони, шунингдек,  $\mu$  — молекуляр оғирлик ва  $\rho$  — зичлик киритилса, у ҳолда биргина хусусий частота учун дисперсион формула қуйидагича ёзилади:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{\mu}{\rho} = \frac{4 \pi e^2 f_{mn} N_0 (\omega_{nm}^2 - \omega^2)}{3m \{ (\omega_{nm}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^{*2} \}} \quad (63.36)$$

Агар тушаётган нур частотаси  $\omega_{nm}$  дан узоқда ётса, у ҳолда  $\omega^2 \gamma^{*2}$  ҳадни ҳисобга олмаса ҳам бўлади ва (63.36) формула:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{\mu}{\rho} = \frac{4 \pi e^2 f_{mn} N_0}{3m (\omega_{nm}^2 - \omega^2)} = R_\mu \quad (63.37)$$

кўринишга эга бўлади.

Ўнг томонда турувчи  $R_\mu$  катталик *молекуляр рефракция* деб юритилади. Тажрибанинг кўрсатишича, кўпчилик моддалар учун бирикма, эритма, аралашма каби мураккаб моддаларнинг молекуляр рефракцияси унинг компонентлари атом рефракцияларининг аддитив йигиндисидан иборат ва у

$$R_A^i = \frac{n_i^2 - 1}{n_i^2 + 2} \frac{A_i}{\rho_i} = \frac{4 \pi e^2 f_{mn} N_0}{3m (\omega_{nm}^{i2} - \omega^2)} \quad (63.37')$$

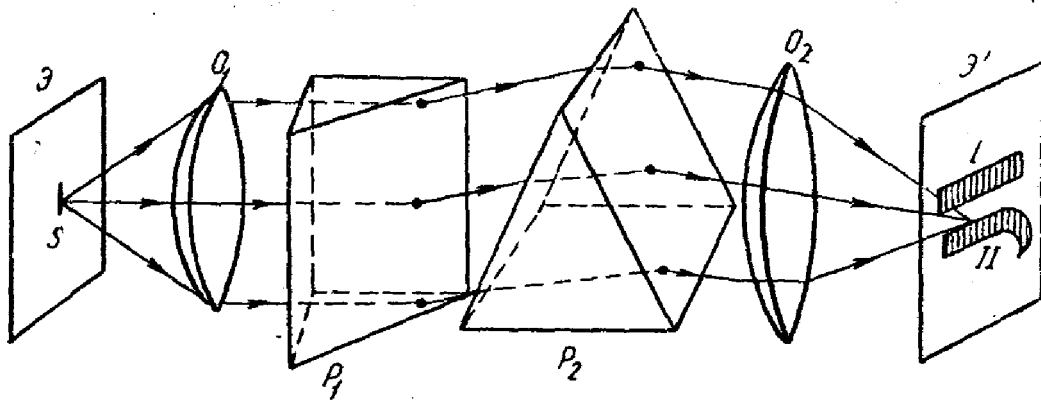
кўринишда ёзилиши мумкин, бунда  $A_i$  —  $i$  компонентнинг атом оғирлиги. У вақтда мураккаб модда учун формула:

$$R_\mu = \sum_i k_i R_A^i \quad (63.38)$$

кўринишга эга бўлади, бунда  $k_i$  берилган компонентнинг аралашмадаги моляр концентрацияси, яъни  $k_i = \frac{N_i}{N_0}$  ( $N_i$  — берилган модда грамм-молекуласидаги атомлар сони).

(63.38) формула синдириш кўрсаткични ўлчаш ёрдами билан моддаларни ўрганиш учун катта амалий аҳамиятга эгадир. Оптикий ўлчашларнинг бу соҳаси *рефрактометрия* деб аталади. У физика-химиявий изланишларда кенг қўлланилади.

Ёруғлик дисперсиясини экспериментал ўрганиш учун 217- расмда тасвирланган айқаш қўйилган призмалар методи ниҳоятда кўрғазмали ҳисобланади.  $S$  — тирқишдан чиқувчи ёруғлик  $O_1$  коллиматор линза орқали  $P_1$  биринчи призмага параллел даста ҳолида

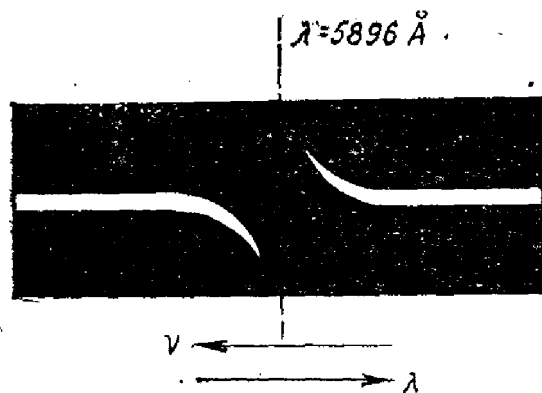


217- расм.

йўналтирилади. Агар иккинчи  $P_2$  призма бўлмаганда эди,  $O_2$  линза  $\mathcal{E}'$  экранда I спектр тасвирини берар эди.  $P_2$  иккинчи призма бўлгани учун биринчи призмадан ҳосил қилинган спектр пастки томонга қараб умумий оғишга эга бўлади, бу оғиш спектрнинг бинафша қисмининг охирига қараб кучайиб боради. Натижада иккала призма орқали берилган II спектрнинг тасвири эгилган бўлиб, бу эгилиш спектрнинг қисқа тўлқинли соҳасида кучайиб боради.

Агар  $P_2$  призма ўрнига газ горелкаси қўйилса ва унинг алангасига натрий тузи киритилса, у ҳолда газ турли зичликка эга бўлганидан горелка алангаси  $P_2$  призмага ўхшаб хизмат қилади, бироқ бунда  $D$  натрий чизиқлари соҳасида (чизиқ қўшалок;  $\lambda_1 = 5890 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_2 = 5896 \text{ \AA}$ ) аномал дисперсия юз беради. Бу ҳолда узлуксиз спектрнинг кўриниши дисперсия ҳодисаси учун типик бўлади.

218- расмда натрий буғлари ва юқори ажратувчанликка эга бўлган спектрал асбоб орқали ўтган узлуксиз спектр тасвирланган. Аномал дисперсия соҳасига яқин бўлган соҳада синдириш кўрсаткичининг ўзгариши ўринли экани расмдан кўришиб турибди.  $\lambda < \lambda_D$  бўлганда  $\lambda$  нинг ортиши билан  $n$  камайиб боради,  $\lambda_D$  дан ўтгандан сўнг  $n$  кескин ортади ва сўнгра қайтадан камаяди. Хусусий частоталарга бевосита яқин келувчи соҳада жуда кучли ютилиш бўлади, ва натрий буғларига тушувчи ёруғлик бу соҳада деярли тўлиқ ютилади.



218- расм.

Спектрнинг 218- расмда келтирилган тасвири уйғонмаган моддага хосдир. Юқори сатҳлар уйғонганда (63.20) — (63.26) формулаларга асосан дисперсия заифланиши керак, бу ҳол биринчи марта Ладенбург томонидан кузатилган.



## 64- §. Кучли ютувчи жисмлар. Металлар оптикиси

Кўп миқдорда эркин электронлари ёки ионлари бўлган барча жисмлар кучли ютувчи жисмлар ҳисобланади. Буларга металллар, ярим ўтказгичлар, плазма ва бошқалар киради. Кучли ютувчи жисмларга шунингдек ютилиш полосаси яқинидаги (аномал дисперсия соҳаси) диэлектриклар ҳам киради, бу соҳада молекулаларнинг қутбланувчанлиги резонанс натижасида жуда катта бўлиб қолади, натижада моддада кучли поляризация токлар ҳосил бўлиб, ютилиш кучли бўлади.

Ўтказувчанлик токлари мавжуд бўлган умумий ҳолда  $z$  ўқи бўйлаб югурувчи ясси монохроматик тўлқин

$$E = E_0 e^{i\omega\left(t - \frac{\bar{n}z}{c}\right)} \quad (64.1)$$

учун Максвелл тенгламалари:

$$\left. \begin{aligned} c \frac{\partial E}{\partial z} &= -\frac{\partial H}{\partial t}, \\ c \frac{\partial H}{\partial z} &= -\varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} - 4\pi\sigma E \end{aligned} \right\} \quad (64.2)$$

кўринишда ёзилиши мумкин, бунда  $\sigma$  — модданинг электр ўтказувчанлик коэффициенти. (64.2) даги биринчи тенгламани  $z$  бўйича, иккинчисини эса  $t$  бўйича дифференциаллаб ва биринчини иккинчига қўйсақ, шундай ёзиш мумкин:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t} = 0. \quad (64.3)$$

Ушбу тенгламага (64.1) дан  $E$  бўйича олинган ҳосилани қўямиз; у вақтда

$$\bar{n}^2 = \bar{\varepsilon} = \varepsilon - \frac{4\pi i\sigma}{\omega}. \quad (64.4)$$

Энди  $\bar{n} = n - ik$  бўлгани учун

$$n^2 - 2nik - k^2 = \varepsilon - \frac{2i\sigma}{\nu}, \quad (64.4')$$

бундан

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon &= n^2 - k^2, \\ nk &= \frac{\sigma}{\nu}. \end{aligned} \right\} \quad (64.5)$$

Бу тенгламаларнинг ечимини топамиз:

$$\left. \begin{aligned} n^2 &= \frac{1}{2} \left( \sqrt{\varepsilon^2 + \frac{4\sigma}{\nu^2}} + \varepsilon \right), \\ k^2 &= \frac{1}{2} \left( \sqrt{\varepsilon^2 + \frac{4\sigma}{\nu^2}} - \varepsilon \right). \end{aligned} \right\} \quad (64.6)$$

Умумий ҳолда бу муносабатларнинг анализи жуда мураккаб. Металларда узоқ инфрақизил ( $\lambda = 100 \text{ мкм}$ ) соҳада  $\epsilon \ll \frac{\sigma}{\nu}$  бўлади. Буни ҳисобга олиб,  $n$  ва  $\kappa$  учун шундай ёзиш мумкин:

$$n = \kappa = \sqrt{\frac{\sigma}{\nu}}. \quad (64.7)$$

Ёруғлик интенсивлигининг ютилиши учун ёзилган формулада:

$$I = I_0 e^{-kz}. \quad (64.8)$$

$$k = \frac{4\pi\kappa}{\lambda} = \frac{4\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\sigma}{\nu}}. \quad (64.9)$$

(64.8) ва (64.9) формулалар ёруғликни модда ичкарасига кириш чуқурлигини

$$kz = 1 \quad (64.10)$$

шартдан аниқлаш имкониятини беради, бу шарт мавжуд чуқурликда  $I$  нурланиш интенсивлиги  $\frac{I_0}{e}$  қийматгача пасайишидан келиб чиқади. Шундай қилиб, электромагнит нурланишининг кириш чуқурлиги учун шундай ифодага эга бўламиз:

$$z = \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{\frac{\nu}{\sigma}}. \quad (64.11)$$

Мисол сифатида  $10 \text{ мкм}$  тўлқин узунликдаги нурланишнинг  $1 \text{ см}$  кумушга кириш чуқурлигини келтирамиз, кумуш учун  $\sigma = 6,12 \cdot 10^{17} \text{ СГСЭ}$ . Бу ҳолда  $z_{10 \text{ мкм}} = 56 \text{ \AA}$  ва  $z_{1 \text{ см}} = 0,2 \text{ мкм}$ .

Энди ёруғликнинг нормал тушишидаги қайтариш коэффициентини топамиз. Амплитуда учун қайтариш коэффициентини  $\bar{n}$  орқали қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\bar{r} = \frac{\bar{n} - 1}{\bar{n} + 1}. \quad (64.12)$$

Интенсивлик учун қайтариш коэффициенти амплитуда учун қайтариш коэффициентининг квадрати  $|\bar{r}|^2$  сифатида ёзилиши мумкин, яъни

$$R = |\bar{r}|^2 = \bar{r} \bar{r}^* = \frac{\bar{n} - 1}{\bar{n} + 1} \cdot \frac{\bar{n}^* - 1}{\bar{n}^* + 1} = \frac{(n - 1)^2 + \kappa^2}{(n + 1)^2 + \kappa^2}. \quad (64.13)$$

(64.7) ни ҳисобга олганда бу формула  $R$  нинг қийматини назарий ҳисоблаб чиқишга имкон беради. Агар нурланишнинг модда томонидан ютиладиган улушини  $A$  билан белгиласак, у ҳолда:

$$R + A = 1. \quad (64.14)$$

$n = \kappa$  бўлгани учун (64.13) формулани

$$R = \frac{(n - 1)^2 + n^2}{(n + 1)^2 + n^2} \quad (64.15)$$

кўринишда ёзиш мумкин. (64.15) ни ҳисобга олиб ва  $n \gg 1$  деб қабул қилиб (инфрақизил соҳада шундай бўлади)  $A = 1 - R$  катталик учун қуйидагига эга бўламиз:

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{4n}{(n+1)^2 + n^2} \approx \frac{2}{n} = 2\sqrt{\frac{\nu}{\sigma}}, \\ R &= 1 - A = 1 - \frac{2}{n} = 1 - 2\sqrt{\frac{\nu}{\sigma}}. \end{aligned} \right\} \quad (64.16)$$

Жуда юпқа металл қатламлар (плёнка)да улар ўзларига тушган ёруғликнинг катта қисмини қайтариши ва ютишига қарамасдан, унинг бир қисми қатлам орқали ўтиб кетади (биз уни  $T$  билан белгилаймиз). Демак, бу ҳолда

$$R + A + T = 1. \quad (64.17)$$

$R$ ,  $A$  ва  $T$  катталиклар юпқа плёнкалар учун қуйидаги формулалар билан аниқланади (исботсиз келтирилади):

$$\left. \begin{aligned} R &= \frac{\alpha^2}{(1+\alpha)^2}, \\ A &= \frac{2\alpha}{(1+\alpha)^2}, \\ T &= \frac{1}{(1+\alpha)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (64.18)$$

$\alpha$  катталик учун унинг ифодаси

$$\alpha = \frac{2\pi\sigma d}{c} \quad (64.19)$$

(бунда  $d$  — плёнка қалинлиги). (64.16) — (64.19) формулалар амалий ҳисоблашларни бажариш учун жуда муҳимдир.

Ютилиш рўй берадиган диэлектриклар учун қилингани сингари электр ва оптикавий  $n$ ,  $\kappa$ ,  $\sigma$ ,  $R$ ,  $A$  макроскопик катталиклар билан микроскопик катталиклар ўртасида алоқа ўрнатамиз. Бунинг учун эркин электронларнинг хусусий частоталари бўлмаслигини назарда тутган ҳолда  $\omega_{nm} = 0$  деб олиб, дисперсион формулаларга мурожаат қиламиз. Шунингдек,  $N_n = 0$ , яъни барча электронлар энергия сатҳларининг уйғонмаган зонасида бўлади деб ҳисоблаймиз. Электронлар моддада бўш боғланган деб ҳисоблаб ва тушувчи  $E = E_0 e^{i\omega t}$  ёруғлик тўлқини таъсирида электронларнинг мажбурий тебраниш дифференциал тенгламасини ечиб:

$$m\ddot{x} + m\gamma^* \dot{x} + m\omega_{nm}^2 x = e E_0 e^{i\omega t},$$

$x$  катталик учун

$$x = \frac{e E_0 e^{i\omega t}}{m\{\omega_{nm}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma^*\}} \quad (64.20)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Муҳитнинг ҳар бир заррасида индукция дипол моментлари ҳосил қилинади. Осциллятор кучини назарда

тутган ҳолда (биз уни индексиз  $f$  ҳарфи билан белгилаймиз), ҳосил бўлаётган диполь моментлари учун:

$$d = e x f = \bar{\alpha} E \quad (64.21)$$

деб ёзамиз, бунда  $\bar{\alpha}$  — модда зарраларининг комплекс қутбланувчанлиги. (64.21) га  $E$  ва  $x$  ларнинг қийматини қўйиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$\bar{\alpha} = \frac{\frac{e^2}{m} f}{\omega_{mn}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma^*} \quad (64.22)$$

$\bar{\epsilon} = 1 + 4\pi\bar{\alpha}N_m$  муносабатга асосан

$$\bar{n}^2 = \bar{\epsilon} = 1 + 4\pi\bar{\alpha}N_m = 1 + \frac{\frac{4\pi e^2}{m} f N_m}{\omega_{mn}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma^*} \quad (64.23)$$

деб ёзишимиз мумкин.

$\bar{n}^2 = n^2 - \kappa^2 - 2i n \kappa$  бўлгани учун ҳақиқий ва маъхум қисмларни ажратиб ва  $\omega_{nm} = 0$ ,  $N_m = N_e$  деб белгилаб (бунда  $N_e$  —  $1 \text{ см}^3$  даги электронлар сони), моддадаги ўтказувчан эркин электронлар ҳоли учун (64.23) дан қуйидагини оламиз:

$$\left. \begin{aligned} n^2 - \kappa^2 &= 1 - \frac{4\pi e^2 f N_e}{m(\omega^2 + \gamma^{*2})}, \\ n\kappa &= \frac{2\pi e^2 \gamma^* f N_e}{m(\omega^3 + \omega\gamma^{*2})}. \end{aligned} \right\} \quad (64.23')$$

(64.5) га асосан  $n\kappa = \kappa^2 = \frac{\sigma}{v}$ .  $\frac{\sigma}{v}$  ни (64.23') даги иккинчи ифодада  $n\kappa$  ўрнига қўйиб:

$$\sigma = \frac{e^2 \gamma^* f N_e}{m(\omega^2 + \gamma^{*2})} \quad (64.24)$$

деб ёзамиз. Дастлаб  $\omega \ll \gamma^*$  бўлгандаги чегаравий ҳолни қараб чиқамиз.  $\gamma^*$  катталиқ  $\tau$  ва  $\tau'$  давомийлик билан  $\gamma^* = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau'}$  муносабат орқали боғлангандир ( $\tau'$  — электроннинг икки тўқнашуви орасидаги эркин югуриш ўртача вақти). Зичлиги катта бўлган моддаларда  $\tau \gg \tau'$  бўлганидан  $\gamma^*$  учун  $\gamma^* = \frac{1}{\tau}$  деб олиш мумкин. У вақтда  $\sigma$  учун ( $\gamma^*$  га нисбатан  $\omega$  ни назарга олмаганда) шундай ифодани ёзамиз:

$$\sigma = \frac{e^2 \tau' f N_e}{m} \quad (64.25)$$

Агар  $\omega \gg \gamma^*$  бўлса, у ҳолда

$$\sigma = \frac{e^2 f N_e}{m\omega^2 \tau'}. \quad (64.26)$$

Тажрибанинг кўрсатишича,  $f$  катталиқ яхши электр ўтказувчанликка эга бўлган металллар учун (ишқорий металллар, кумуш ва бошқалар) бирга тенг деб қабул қилиниши мумкин.

$\tau'$  катталиқ учун модда кинетик назарияси:

$$\frac{1}{\tau'} = \pi \rho^2 \bar{v} N \frac{1}{4\sqrt{2}} \quad (64.27)$$

формулани беради, бунда  $\rho$  — электроннинг атофдаги ўраб олган зарралар билан тўқнашув эффектив диаметри;  $N$  — электрон билан ўзаро тўқнашадиган  $1 \text{ см}^3$  даги зарралар сони;  $\bar{v}$  — тўқнашувчи зарраларнинг ўртача нисбий тезлиги (электроннинг оғир зарралар— атом, ион, молекула ва ҳ. к. билан тўқнашув ҳоли учун), бу катталиқ шундай ифодаланган:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (64.28)$$

Бу формулалардан  $\tau'$  учун ёзамиз:

$$\tau' = \frac{1}{\eta N} \sqrt{\frac{\pi m}{4RT}} \quad (64.29)$$

бунда  $\eta = \frac{\pi \rho^2}{4}$  — электроннинг уни ўраб олган қандайдир зарралар билан тўқнашувидаги эффектив кесим,  $\eta N$  эса  $1 \text{ см}^3$  моддадаги тўлиқ эффектив кесим. Модданинг температураси  $T \rightarrow 0$  бўлганда электроннинг ўртача югуриш вақти чексизликка интилади, яъни  $\tau' \rightarrow \infty$ . Агар бунда  $\omega \ll \gamma^*$  бўлса, у ҳолда (64.28) формуладан  $\sigma \rightarrow \infty$  эканлиги келиб чиқади, яъни ўтаўтказувчанлик ҳодисаси юз беради. Қатор моддаларда бу ҳодиса абсолют нолга эришмасдан олдинроқ рўй беради.

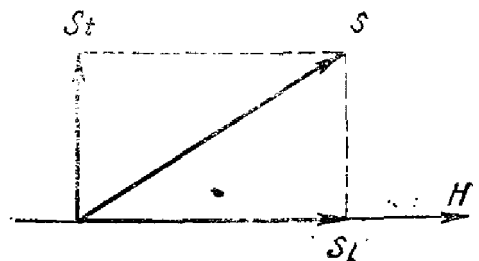
Агар  $\omega \gg \gamma^*$  бўлса, у ҳолда  $T$  камайганда электр ўтказувчанлик ҳам камайиши керак. Агар паст температураларда ҳам классик назария ўринли бўлганда эди, у ҳолда  $T \rightarrow 0$  да электр ўтказувчанлик ҳам нолга интилган бўлув эди. Бироқ жуда паст температуралар соҳасида квант тасаввурлар асосида бирмунча жиддийроқ қараш керак.

## 65- §. Ёруғликнинг нурланиши ва тарқалишига ташқи магнит майдоннинг таъсири

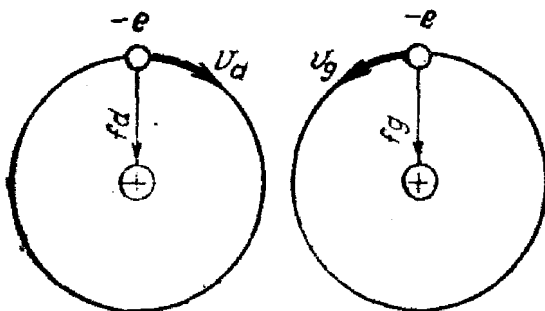
Нурлаётган ёки нур тарқалаётган моддага ташқи магнит майдони қўйилганда бир қатор оптик ҳодисалар юз беради: модданинг чиқариш ва ютиш спектри, ёруғликнинг қутбланиши, ёруғликнинг моддада тарқалиш тезлиги ўзгаради ва ҳ. к. Чиқариш ва ютилиш спектрларининг ўзгариши спектрал чизиқларни бир неча компонентларга ажралиши билан белгиланади. Бу ҳодиса голланд физиги номи билан Зеeman ҳодисаси (эффекти) деб (1896 й.) аталади. Газ ва буғларда бу ҳодиса анча аниқ кузатилади.

Ташқи магнит майдонининг атом ва молекулаларда ҳаракатланувчи электронларга таъсири маълум маънода ўтказгични магнит майдонига киритганда уюрмали ток ҳосил бўладиган электромагнит индукцияси ҳодисасига ўхшашдир. Ток Жоуль иссиқлигига исроф бўлиши туфайли маълум вақт ўтгандан сўнг сўнади. Атомдаги электронларда эса бундай исроф бўлмайди, шунга кўра электронларнинг магнит майдони таъсирида вужудга келган атомдаги қўшимча даврий ҳаракатлари ҳеч қандай сўнишсиз содир бўлади. Ташқи магнит майдони бўлмаганда атомдаги электронлар икки хил ҳаракатда бўлади: а) атом ядроси атрофида берк орбиталар бўйлаб ҳаракати (орбитал ҳаракат) ва б) орбита бўйлаб ҳаракатланиш билан бир вақтда ўз ўқи атрофида айланиши; бу айланиш э л е к т р о н с п и н и деб аталади. Атомдаги электронларнинг бундай ҳаракати ҳалқасимон электр тоқларига эквивалентдир. Агар атомларда бир нечтадан электронлар бўлса, у ҳолда уларнинг орбитал электр тоқлари ва спин электр тоқлари бу тоқларнинг йўналиши бирдай бўлганда қўшилади, бу ҳаракатлар қарама-қарши йўналишда бўлганда улар айрилади (ва бинобарин, бир-бирини компенсациялайди). Одатда атомлардаги электронлар ҳаракатига эквивалент бўлган берк тоқларни қўшиш ўрнига бу тоқларга мос келувчи магнит моментларининг қўшилиши қаралади.

Атомлардаги электронлар спин ҳаракатининг мавжудлиги улар спектрал чизиқларининг нозик (мультиплет) структура деб аталувчи структурасига, магнит майдонига жойлаштирилган атомларда эса мураккаб (аномал) Зеeman эффектига олиб келади. Биз бу ерда атомларда электронларнинг фақат орбитал токи бўлган, спин токи эса нолга тенг, яъни барча спин тоқлари ўзаро компенсацияланган энг оддий ҳолни текшираемиз. Бунда магнит майдонида спектрал чизиқларнинг ажралиши нормал (оддий) Зеeman эффекти деб аталади. Оддий Зеeman эффектининг классик назариясини тузиш учун электронларнинг орбита бўйлаб ҳаракати ўзаро перпендикуляр ўқлар бўйича  $\frac{\pi}{2}$  фаза силжишига эга бўлган иккита чизиқли тебраниш билан алмаштирилган деб фараз қилайлик. Бу тебранишлардан бирини қараб чиқамиз, чунки бошқаси учун ҳам натижа бир хил чиқади.  $\vec{S}$  тебранишлардан ҳар бирининг йўналиши  $\vec{H}$  ташқи магнит майдон йўналиши билан ихтиёрий бурчак ташкил қилиши мумкин. Бу тебранишни  $S_x$  ва  $S_y$  ларга ажратамиз: улардан бири магнит майдони бўйлаб йўналган, иккинчиси эса унга перпендикуляр (219-расм). Ўз навбатида,  $S_x$  компонентни иккита доиравий тебранишлар: магнит майдони йўналишига перпендикуляр бўлган текисликда содир бўлувчи ўнг ва чап тебранишларга ажратамиз. Кўргазмали бўлсин учун бу доиравий тебранишларнинг ҳар бири 220-расмда алоҳида тасвирланган.



219- расм.



220- расм.

Магнит майдонида ҳаракатланувчи электронга қиймати қуйидаги ифода билан аниқланувчи Лоренц кучи таъсир қилади:

$$F = -\frac{e}{c} v H \sin(\vec{v}, \vec{H}). \quad (65.1)$$

Магнит майдони йўналиши бўйлаб тебранувчи электрон учун  $F = 0$  ва демак, тебранишнинг бу ташкил этувчисига магнит майдони ҳеч қандай

таъсир кўрсата олмайди. Нурланиш ва ютилиш спектрларида бу ташкил этувчига ёруғликнинг ташқи майдон бўлмагандаги тебраниш частотасига тенг частотага тегишли чизиқ мувофиқ келади. Бу частотани  $\nu_0$  билан белгилаймиз ва уни силжимаган частота деб атаймиз. Силжимаган частотага тўғри келадиган спектр чизиғи магнит майдонига перпендикуляр йўналишда кузатилади.

С, ташкил этувчининг тебранишлари магнит майдони йўналиши бўйлаб бўлгани учун бу тебранишлар чизиқли қутбланган. Майдон бўйлаб кузатилганда силжимаган частота чизиғи кўринмайди, чунки бўйлама тебранишларда электромагнит тўлқинлари генерацияланмайди. Доиравий тебранишларда Лоренц кучининг таъсири турлича сезилади. Агар 220- расмда магнит майдонни чизма текислигининг орқасига йўналган деб ҳисобланса, бу ҳолда ўнг томонга айланувчи тебранишлар компонентига қўшимча равишда

$$f_d = \frac{e}{c} v_d H, \quad (65.2)$$

чапга айланувчи компонентага эса

$$f_g = -\frac{e}{c} v_g H \quad (65.3)$$

Лоренц кучи таъсир қилади, бунда  $v_d$  ва  $v_g$  — мос ҳолда ўнг ва чап доира бўйлаб электроннинг ҳаракат тезликларидир.

Энди майдон бўлмаганда ва майдон бўлганда орбитада кучларнинг мувозанат шартини ёзамиз. Магнит майдони бўлмаганда марказга интилма кучни  $f_r$  орқали белгилаймиз:

$$f_r = m\omega_0^2 r, \quad (65.4)$$

бунда  $\omega_0$  — тебранишларнинг циклик частотаси;  $r$  — орбита радиуси. Магнит майдони қўйилганда ҳар икки доиравий тебраниш учун марказга интилма куч Лоренц кучининг қўшилиши натижасида ўзгаради ва, демак, бир секунддаги доиравий тебранишлар сони ҳам ўзгаради. Ўнг тебранишлар учун у  $\omega_d$  бўлади, чап тебранишлар учун эса  $\omega_g$  бўлади. У ҳолда ўнг ва чап доиравий айланишлар учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\left. \begin{aligned} m\omega_d^2 r &= m\omega_0^2 r + \frac{e}{c} v_d H, \\ m\omega_g^2 r &= m\omega_0^2 r - \frac{e}{c} v_g H. \end{aligned} \right\} \quad (65.5)$$

$v_d = \omega_d r$ ,  $v_g = \omega_g r$  билан алмаштириб ва барча ҳадларни чап томонга ўтказиб,  $\omega_d$  ва  $\omega_g$  учун икки квадрат тенгламани ҳосил қиламиз:

$$\left. \begin{aligned} \omega_d^2 - \frac{eH}{mc} \omega_d - \omega_0^2 &= 0, \\ \omega_g^2 + \frac{eH}{mc} \omega_g - \omega_0^2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (65.6)$$

Уларнинг ечимлари қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\left. \begin{aligned} \omega_d &= \frac{eH}{2mc} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{eH}{mc}\right)^2 + 4\omega_0^2}, \\ \omega_g &= -\frac{eH}{2mc} \pm \sqrt{\left(\frac{eH}{mc}\right)^2 + 4\omega_0^2}. \end{aligned} \right\} \quad (65.7)$$

Ўн мингларча эрстедга яқин бўлган магнит майдонида  $\frac{eH}{mc} \ll \omega_0$  эканини кўрсатиш қийин эмас, шунга кўра илдиз остида биринчи ҳадни эътиборга олмаса ҳам бўлади. У ҳолда  $\nu_d = \frac{\omega_d}{2\pi}$  ва  $\nu_g = \frac{\omega_g}{2\pi}$  частоталар учун қуйидагига эга бўламиз:

$$\left. \begin{aligned} \nu_d &= \nu_0 + \frac{eH}{2\pi mc}, \\ \nu_g &= \nu_0 - \frac{eH}{4\pi mc}. \end{aligned} \right\} \quad (65.8)$$

Магнит майдонида перпендикуляр ҳолда юз берувчи доиравий тебранишларнинг ҳар бири учун частота шундай бўлади.

Магнит майдони бўйлаб кузатилганда (65.8) тенгламага биноан иккита спектрал чизиқ бўлади. Бунда юқорироқ частотали компонента ўнг доира бўйлаб қутбланган, пасайтирилган частотали компонента эса чап доира бўйлаб қутбланган бўлади.

Майдонга перпендикуляр ҳолда кузатилса, мавжуд ҳар икки компонента чизиқли қутбланган чизиқни берар экан.

Шундай қилиб, нормал Зеeman эффектида майдонга перпендикуляр бўлган йўналишда компоненталар орасидаги масофа

$$\Delta\nu_0 = \frac{eH}{4\pi mc} \quad (65.9)$$

бўлган триплет кузатилади, майдон бўйлаб кузатилганда эса компоненталар орасидаги масофа  $2\Delta\nu_0$  га тенг бўлган дублет кузатилади. Тебранишлари йўналиши магнит майдони бўйлаб бўлган магнит парчаланиш  $\pi$ -компонента деб аталади, тебранишлари магнит майдонига перпендикуляр йўналишда бўлган



компоненталар эса,  $\sigma$ -компоненталар деб аталади. Тажрибанинг кўрсатишича, магнит майдонида спектрал чизиқларнинг бу ерда баён этилган парчаланиш ҳодисаси ҳақиқатан ҳам сингулет деб аталувчи якка спектрал чизиқларда кузатилар экан.

Мураккаб спектрал чизиқларда Зеeman аномал эффекти деб аталувчи анча мураккаб парчаланиш кузатилади.

Магнит майдонида спектрал чизиқларнинг парчаланиш катталиги жуда ҳам кичик ва кучланганлиги ўнг минглаб эрстед магнит майдонида ангстремнинг юздан бир неча улушини ташкил қилади. Шунга кўра, уларни кузатиш учун юқори ажратиш қобилиятига эга бўлган, масалан, Фабри—Перо интерферометрлари керак бўлади.

Квант назариясига мувофиқ, Зеeman эффектида атом энергия сатҳларининг парчаланиши рўй беради, натижада магнит майдонидаги энергия сатҳининг қиймати:

$$W = W_0 + h\Delta\nu_0 m = W_0 + \Delta W_H; \quad (65.10)$$

ифода билан аниқланади, бунда  $W$  — магнит майдонидаги атомнинг энергия сатҳи;  $W_0$  — магнит майдони бўлмаганда атомнинг энергия сатҳи;  $m$  — оддий Зеeman эффектида бутун сонли қийматларни қабул қилувчи магнит квант сони;  $\Delta W_H$  — магнит майдони энергия ортиши. Демак, атомнинг майдон қўйилмагандаги ҳар бир энергия сатҳи магнит майдонида орасидаги масофаси  $\Delta W = h\Delta\nu_0$  га тенг бўлган сатҳлар системасига ажралади.

Агар магнит майдони қўйилгунга қадар атомнинг энергия сатҳларидан бири  $W_0$  энергия қийматига, бошқаси эса —  $W'_0$  энергия қийматига эга бўлса, у ҳолда магнит майдони қўйилгандан кейин уларнинг энергияси:  $W = W_0 + \Delta W_H$  ва  $W' = W'_0 + \Delta W'_H$  бўлади.  $W'$  сатҳдан  $W$  сатҳга ўтишда частотаси Бор частоталар шarti билан аниқланувчи монохроматик нурланиш нурланади (ёки аксинча ўтишда ютилади):

$$\nu = \frac{W' - W}{h} = \frac{W'_0 - W_0}{h} + \frac{\Delta W'_H - \Delta W_H}{h}.$$

Бунга  $\Delta W_H$  нинг ифодасини қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\nu = \nu_0 + \Delta\nu_0(m' - m), \quad (65.11)$$

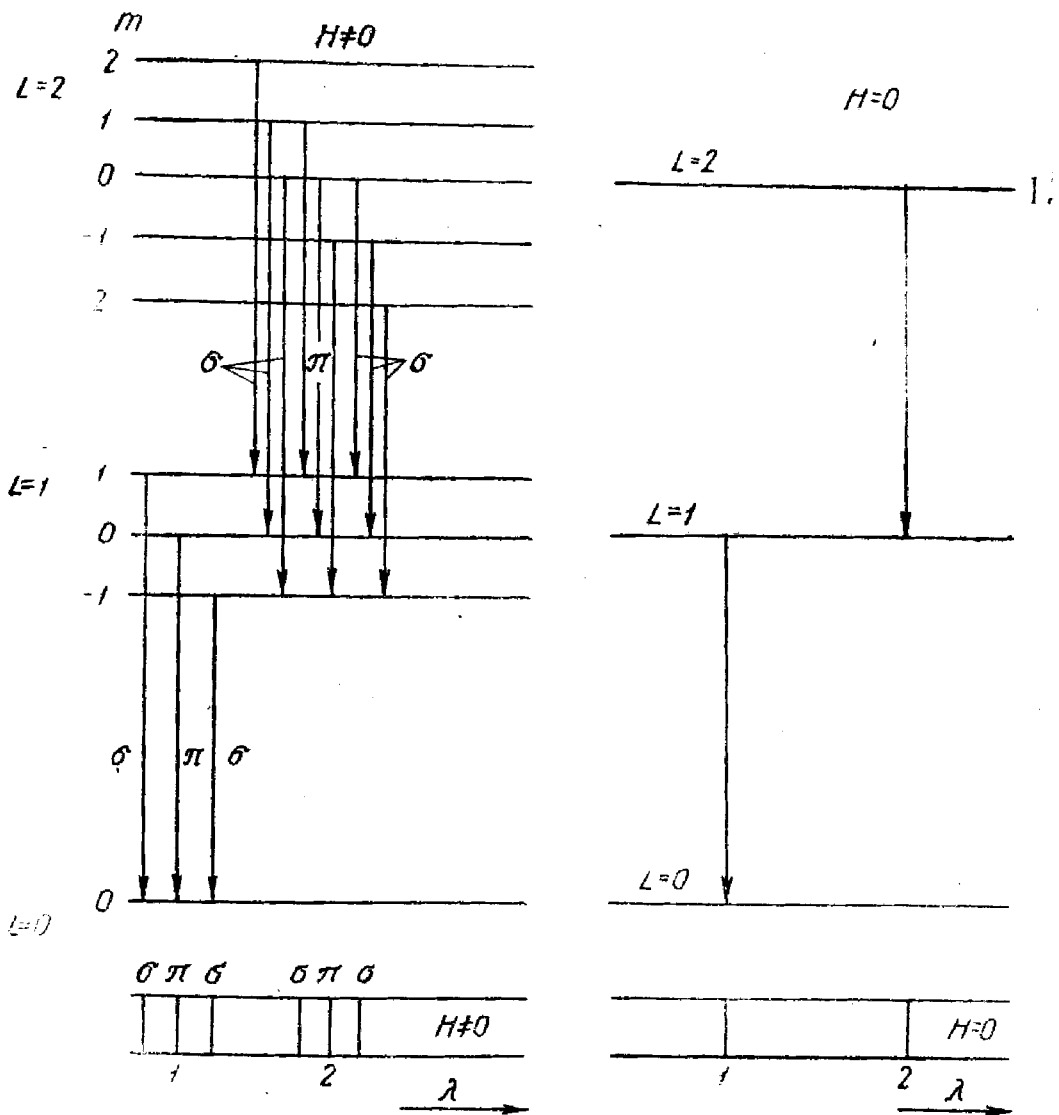
бунда  $m'$  ва  $m$  — юқори ва қуйи сатҳларнинг магнит квант сонлари.

(65.11) ифода тажрибага мувофиқ келган спектрал чизиқларнинг парчаланиш катталигини берсин учун магнит квант сонининг  $\Delta m = m' - m$  ўзгариши фақат қуйидагича бўлиши мумкин деб олиш керак:

$$\Delta m = 0 \text{ ёки } \Delta m = \pm 1. \quad (65.12)$$

У ҳолда

$$\nu = \nu_0 \pm \Delta\nu_0 \quad (65.13)$$



221-расм.

бўлади, яъни классик назария натижалари билан тўла мувофиқ келади. 221- расмда атомнинг ягона энергия сатҳларининг парчаланиш, улар ўртасидаги ўтишлар схемаси ва спектрал чизиқларнинг парчаланиш манзараси тасвирланган. Бу ерда атомдаги электронларнинг ҳаракат миқдори моментлари  $L = 0$ ,  $L = 1$  ва  $L = 2$  ( $\frac{h}{2\pi}$  бирликда) қийматга эга бўлган учта сатҳ тасвирланган. Бу сатҳлар магнит майдонсиз ( $H = 0$ ) оддий бўлади (расмнинг ўнг қисми). Улар орасидаги ўтишлар, пастда 1 ва 2 сонлар билан белгиланган оддий (якка) чизиқларни беради. Магнит майдони қўйилганда ( $H \neq 0$ ),  $L = 0$  сатҳ оддийлигича қолади,  $L = 1$  ва  $L = 2$  сатҳлар эса, мос ҳолда 3 ва 5 қўшимча сатҳларга парчаланadi. Парчаланган  $L = 1$  сатҳдан  $L = 0$  сатҳга ўтишлар учта компонентни беради (пастда 1 рақами билан белгиланган).  $L = 2$  парчаланган сатҳдан  $L = 1$  сатҳга тўққизта ўтиш имконияти мавжуд. Бироқ,  $\Delta m = 1$ ,  $\Delta m = 0$  ва  $\Delta m = -1$  ларга мувофиқ келувчи учта ўтишнинг

ҳар бири биттадан компонент беради. Шунга кўра, қўшимча сатҳларнинг кўп бўлишига қарамай, нурланувчи (ёки ютилувчи) спектрал чизиқлар аввалдагидек учта компонентга эга бўлади, бу ҳол расмда пастда 2 рақами билан ифодаланган. Парчаланган  $L = 1$  ва  $L = 2$  сатҳлар ўртасида тўққизта ўтишларнинг фақатгина учта компонент бериш сабаби сатҳларнинг айна  $h\Delta\nu_0$  бирдай катталиқка парчаланишидир. Агар бу парчаланиш катталиғи ҳар бир қўшимча сатҳдан навбатдагисига ўтишда ўзгарса, ҳар бир ўтиш алоҳида компонент беради ва, масалан,  $L = 1$  ва  $L = 2$  ўтиш ҳоллари учун барча тўққизта компонента кузатилиши керак эди. Парчаланган қўшимча сатҳлар орасидаги масофа  $h\Delta\nu_0$  га тенг бўлмагандаги ҳодисалар электронларнинг спин ҳаракатлари компенсацияланмаган барча ҳолларда ўринли бўлади; бунда ташқи магнит майдонининг таъсири электронларнинг фақат орбитал ҳаракатига эмас, балки уларнинг спин ҳаракатига ҳам таъсир этади. Натижада, назарий ҳисоблашларнинг кўрсатишича, сатҳларнинг парчаланиш энергияси  $\Delta W_H$  қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta W_H = mgh \Delta\nu_0, \quad (65.14)$$

бунда  $g$  — Ланде кўпайтувчиси деб аталади. Бу катталиқ магнит майдони бўлмаганда атом электрон қобигининг структураси билан характерланувчи рационал сонлар билан аниқланади.

(65.14) формулага биноан, спектрал чизиқларнинг парчаланиш катталиғи бундай ҳолда

$$\Delta\nu = \Delta\nu_0(m'g' - mg) = \frac{q}{r} \Delta\nu_0 \quad (65.15)$$

ифода билан аниқланади, бунда  $\frac{q}{r}$  — Рунге сони деб аталиб, рационал касрларни билдиради, чунки  $m'$ ,  $g'$ ,  $m$ ,  $g$  — рационал сонлардир. Шундай қилиб, парчаланиш эндиликда «нормал» парчаланишга мувофиқ келган  $\Delta\nu_0$  га тенг бўла олмайди. Парчаланувчи компонентларнинг умумий сони спин тоқлари компенсациялашган ҳолдагига қараганда анча катта бўлади. Ташқи магнит майдонида спектрал чизиқларнинг бундай парчаланиши Зеemannнинг аномал эффекти деб аталди. Бироқ ҳар иккала термин, *нормал* ва *аномал* эффект ҳеч нарсани характерламайди, шунга кўра, мақсадга мувофиқ ҳисоблана олмайди. Улар фақат тарихий аҳамиятга эга. Ҳар иккала ҳолат учун рационалроқ номлар: оддий Зеeman эффекти ва мураккаб Зеeman эффекти номларидир. Мураккаб Зеeman эффекти атомларнинг электрон қобикларининг тузилишини аниқлаш учун муҳим аҳамиятга эга.

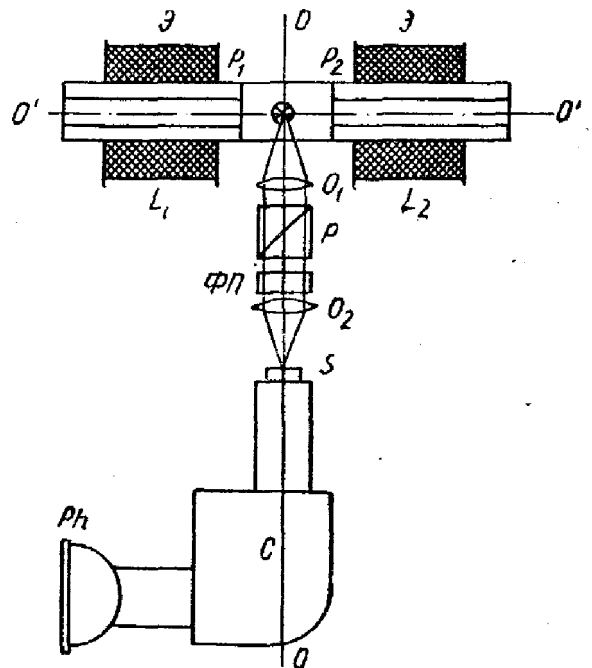
Парчаланган юқори сатҳлардан қуйи сатҳларга ўтишда спектрда парчаланган чизиқлар пайдо бўлади. Бундай ҳолда ҳодисани Зеemannнинг тўғри эффекти (оддий ёки мураккаб бўлишига қарамай) деб аташ қабул қилинган. Қуйи парчаланган (ёки парчаланмаган) сатҳлардан юқори сатҳларга ўтишда парчаланиш компонентига мувофиқ келувчи частоталарда ёруғликнинг ютилиши юз беради.

Бундай ҳолда ҳодисани Зеemannнинг тескари эффекти деб аталади. Тескари эффект ташқи магнит майдонига жойлаштирилган моддаларда ёруғликнинг тарқалишида катта аҳамият касб этади. (65.9) формула билан аниқланувчи  $\Delta\nu_0$  тебраниш частотаси радиочастоталар соҳасида ётади. Бу частота, айти бир  $W$  энергия сатҳининг атомларда магнит майдонида юзага келувчи икки қўшимча сатҳлари орасидаги ўтишга мувофиқ келади. Шунга кўра, агар моддага ташқи магнит майдони қўйилган бўлса, у ҳолда моддада мавжуд бўлган электронлар янги  $\Delta\nu_0$  хусусий частоталар олади (радиочастоталар) ёки мураккаб Зеemann эффекти бўлган ҳолда  $\Delta\nu = \frac{q}{r} \Delta\nu_0$  частота бўлади. Бу частоталарни радиочастотали электромагнит майдон ёрдамида уйғотиш мумкин. Радиоспектроскопиянинг электрон парамагнит резонанс деб аталувчи муҳим методларидан бири шунга асосланган. Парамагнит резонанс ёрдамида ҳозирги вақтда газ, қаттиқ жисм, эритмалар ва ҳ. к. ларнинг тузилишини ўрганиш бўйича турли-туман ишлар олиб борилмоқда.

Зеemann эффектini кузатиш учун жуда катта — ўн мингларча эрстед тартибидаги кучланишли магнит майдони ҳосил қилиш керак. Бунга кучли электромагнитлар ёрдамида эришилади, унинг қутб учлари оралиғига ёки ўрганилувчи ёруғлик манбаи, ёки ютувчи модда жойлаштирилади. Биринчи ҳолда Зеemannнинг тўғри эффекти, иккинчи ҳолда эса тескари эффекти тадқиқ қилинади.

222- расмда майдонга кўнданланг йўналишда Зеemann эффектini кузатиш схемаси келтирилган.  $I$  ёруғлик манбаи  $\mathcal{E}$  электромагнитнинг  $P_1$  ва  $P_2$  қутблари оралиғига жойлаштирилган. Электромагнит ўзаги магнит майдон бўйлаб Зеemann эффектini кузатиш учун  $O'O'$  ўқ бўйлаб пармаланган. Электромагнит ўзагига  $L_1$  ва  $L_2$  ғалтаклар кийгизилган бўлиб, бу ғалтаклар орқали қутблар орасида етарлича магнит майдони кучланганлигини ҳосил қила оладиган ўзгармас электр ток кучи ўтказилади. Ўзакнинг қутбларга қарама-қарши бўлган учлари яхлит темир бўлаги (яро) билан туташтирилган.

Ёруғлик  $I$  манбадан чиқиб, манбадан фокус масофага тенг бўлган масофадаги  $O_1$  линза — конденсор орқали ўтади. Ёруғлик  $O_1$  конденсордан  $P$  поляризаторга, сўнгра Фабри—Перо (ФП) интер-



222- расм.

ферометрига боради.  $P$  — қутбловчи призма  $\pi$ -ва  $\sigma$ -компонентларни ажратиш учун керак. Ёруғлик Фабри—Перо интерферометрини ўтгандан сўнг,  $O_2$  линза ёрдамида ҳар бир спектрал чизиқдан интерференция полосалари системасини ҳосил қилувчи  $S$  спектрограф тирқишида проекцияланади.  $S$  спектрограф спектрал чизиқларни Фабри—Перо интерферометрига қараганда бирмунча ноаниқроқ ажратади. Лекин ундан фойдаланиш зарур, чунки ундан фойдаланилмаганда турли спектрал чизиқларга мансуб бўлган парчаланиш структураси ўзаро аралашиб кетади. Майдон бўйлаб кузатиш учун барча оптик система  $OO$  ўқдан  $O'O'$  ўққа кўчирилиши керак. 222- расмда тасвирланган схема Зеemannнинг тескари эффектини кузатиш учун ҳам яроқлидир. Бироқ бунда ёруғлик манбаи қутблар оралиғидан  $OO$  ўқ бўйлаб спектрографдан четга силжитилиши керак.  $I$  манба ўрнида магнит майдонида ютилиш спектрал чизиқларининг парчаланиши ўрганилаётган модда жойланиши керак. Конденсор яна ёруғлик манбаидан фокус масофага тенг масофада жойлаштирилади. Бундай ҳолда ёруғлик манбаининг спектрал чизиқлари ютилиш чизиқларининг магнит майдонида максимал парчаланишидан кенг бўлиши керак. Бу ерда спектрал чизиқлар туташ спектрнинг бир участкаси ролини бажаради. Зеemannнинг тескари эффектини ўрганиш қатор устунликларга эга, чунки ютилиш чизиқлари чиқариш чизиқларига қараганда анча кескин ҳосил қилиниши мумкин. Жуда кучли магнит майдонларида парчаланиш катта дифракцион панжаралар ёрдамида ҳам кузатилиши мумкин.

#### 66- §. Нурнинг иккиланиб синиши ва магнит майдонда қутбланиш текислигининг айланиши

65- § натижаларидан келиб чиқишича, модда магнит майдонига жойлаштирилганда унинг оптик хусусий частотаси ажралади (парчаланаяди). Бир хусусий частота ўрнида бир қатор частоталар, энг оддий ҳолда, бир частота ўрнида бир-бирига нисбатан  $\Delta\nu_0 = \frac{eH}{4\pi mc}$  га силжиган учта частота пайдо бўлади. (63.26) формулага мувофиқ бу ҳол синдириш кўрсаткичининг ўзгаришига олиб келиши керак. Шунини алоҳида қайд қилиш керакки, турли қутбланиш компонентлари учун синдириш кўрсаткичининг ўзгариши турлича бўлади. Шундай қилиб, магнит майдонида жойлаштирилган моддада ёруғлик тарқалганда икки ҳодиса кузатилади: а) ёруғлик магнит майдони йўналишига кўндаланг тарқалганда нурнинг иккиланиб синиши рўй берадиган ҳодиса нурнинг магнитавий иккиланиб синиши деб аталади; б) ёруғлик магнит майдони йўналиши бўйлаб тарқалганда қутбланиш текислигининг айланиши кузатилади, бу ҳодиса қутбланиш текислигининг магнитавий айланиши ёки Фарадей ҳодисаси деб аталади; бу ҳодиса Фарадей томонидан кашф этилган.

Бу ҳар икки ҳодиса ташқи магнит майдонида турли қутбланиш компоненталари учун турлича бўлган оптикавий хусусий частоталарнинг ажрალიши (парчаланиши) билан тушунтирилади. Дастлаб биринчи ҳодисани тушунтирамиз. Агар моддада текширилувчи спектр соҳасида битта хусусий оптикавий  $\nu_n$  частота мавжуд бўлса, у ҳолда ташқи магнит майдони таъсирида бу частота оддий ҳолда учта:  $\nu_n$ ,  $\nu_n + \Delta\nu_0$ ,  $\nu_n - \Delta\nu_0$  частотага ажралади, бунда  $\Delta\nu_0 = \frac{eH}{4\pi mc} \cdot \nu_n$  частотали компонентанинг электр тебранишлари магнит майдони бўйлаб,  $\nu_n + \Delta\nu_0$  ва  $\nu_n - \Delta\nu_0$  частотали тебранишлар эса магнит майдонига перпендикуляр юз беради. Агар кузатиш спектрнинг  $\nu_n$  хусусий частотага қараганда узоқ (яъни ютилиш полосасидан узоқда) соҳаларида олиб борилса, у ҳолда (63.26) формуладаги  $\gamma^*$  ли катталики назарга олмаса ҳам бўлади ва ҳар иккала қутбланиш компонентларининг синдириш кўрсаткичлари ифодасини шундай ёзиш мумкин:

$$\left. \begin{aligned} n_{\parallel} - 1 &= \frac{A}{\omega_n^2 - \omega^2}, \\ n_{\perp} - 1 &= \frac{A}{2} \left\{ \frac{1}{(\omega_n + \Delta\omega_0)^2 - \omega^2} + \frac{1}{(\omega_n - \Delta\omega_0)^2 - \omega^2} \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (66.1)$$

бунда  $\Delta\omega_0 = 2\pi\Delta\nu_0$ ,  $n_{\parallel}$  — электр тебранишлари магнит майдони бўйлаб содир бўлувчи тўлқин учун синдириш кўрсаткичи;  $n_{\perp}$  — электр тебранишлари магнит майдонига перпендикуляр бўлган тўлқин учун синдириш кўрсаткичидир;  $A$  — дисперсион формуладаги барча константаларни бирлаштирувчи катталиқдир.

$\omega < \omega_n$  соҳада  $n_{\perp} > n_{\parallel}$  тенгсизлик,  $\omega > \omega_n$  соҳада эса  $n_{\perp} < n_{\parallel}$  тенгсизлик ўринлидир. Ютилиш полосаси соҳасида ҳодиса бирмунча мураккабдир ва буни бу ерда батафсил қарамаймиз.

(66.1) формуладан ютилиш полосаси яқинида магнитавий иккиланиб синдириш катталиги кучли ортади, деган хулоса келиб чиқади.

Энди Фарадей ҳодисасини ўрганишга ўтамиз. Бу ҳолда ёруғлик нури магнит майдони йўналиши бўйлаб тарқалади. Бу тарқалиш йўналиши учун оптикавий хусусий частота доиравий қутбланган икки тўлқиннинг частотасига ажралади. Ўнг қутбланиш учун

$$\nu'_n = \nu_n + \Delta\nu_0,$$

чап қутбланиш учун

$$\nu''_n = \nu_n - \Delta\nu_0.$$

Бунинг натижасида моддада тарқалаётган ва ўнг доиравий қутбланишга эга бўлган ёруғлик учун синдириш кўрсаткичи  $n_d$  га, чап доиравий қутбланган ёруғлик учун  $n_g$  га тенг бўлади:

$$n_d - 1 = \frac{A_1}{\omega_n'^2 - \omega^2}, \quad (66.2)$$

$$n_g - 1 = \frac{A_1}{\omega_n'^2 - \omega^2}$$

бунда  $\omega_n' = 2\pi\nu_n'$ ;  $\omega_n'' = 2\pi\nu_n''$ ;  $A_1$  константа (66.1) формуладаги маънони билдиради, лекин унинг қиймати  $A$  дан фарқ этади. Махраждаги  $\gamma^*$  ҳадни бу ерда ҳам назарга олмаймиз.

Шундай қилиб, (66.2) формуладан, ўнг ва чап қутбланиш нурлари учун синдириш кўрсаткичлари турлича деган хулоса келиб чиқади. Шу сабабли (46-§ га қаралсин) магнит майдонига жойлаштирилган моддага киришида чизиқли - қутбланган ёруғлик нури, агар нур куч чизиқлар бўйлаб йўналган бўлса, қутбланиш текислигининг айланиши содир бўлади. (66.2) формула асосида магнит майдонида қутбланиш текислигининг  $\varphi$  айланиш бурчаги:

$$\varphi = rdH \quad (66.4)$$

ифода билан аниқланишини кўрсатиш мумкин, бунда:

$$r = \frac{\lambda e(n-1)}{2mc^2(\lambda_n - \lambda)}, \quad (66.5)$$

$d$  — ёруғлик тарқалувчи модда қатламининг қалинлиги.

Магнит майдонидаги ёруғлик қутбланиш текислигининг айланишини кузатиш учун 222- расмда тасвирлангани сингари пармаланган ўзакли магнитдан фойдаланиш мумкин. Магнитдаги тешик орқали унинг қутблари орасига қўйилган модда чизиқли-қутбланган ёруғлик билан ёритилади. Модда орқали ўтган ёруғлик анализаторда ўрганилади. Ютилиш полосаси соҳасига яқинлашганда айланиш катта қийматларга эришади ва тушувчи ёруғлик частотаси озгина ўзгарганда унинг ўзгаришлари катта бўлади. Юқорида баён этилган ҳодисалар билан бирга магнит майдонининг қайтувчи ёруғликка таъсир этиши ҳам қайд қилинган. Масалан, магнит майдонида чизиқли-қутбланган ёруғлик металл сиртидан қайтгандан сўнг эллиптик қутбланиб қолади. Бу ҳодиса уни кашф этган машҳур физик Керр номи билан Керр магнитооптик ҳодисаси деб аталади.

### 67- §. Ўзгармас электр майдоннинг ёруғлик нурланиши ва тарқалишига таъсири

Моддага ташқи электр майдони таъсир эттирилганда чиқариш ва ютилиш спектрал чизиқлари частоталарининг ажралиши ва силжиши кузатилади. Бу ҳодиса биргина электронга эга бўлган атом (водородсимон атомлар) ва ионларда анча аниқ кузатилади. Электр майдони таъсирида атом энергия сатҳларининг ажралиши ва силжиши содир бўлади. Бу ажралиш (парчаланиш) нинг  $\Delta W$  катталиги электр майдонининг  $E$  кучланганлигига пропорционалдир:

$$\Delta W = \frac{3h^2nk}{8\pi^2meZ} E, \quad (67.1)$$

бунда  $h$  — Планк доимийси,  $n$  эса  $W_n$  энергияли сатҳнинг бош квант сони;  $k$  — «электр квант сони» деб аталган янги квант сони;  $m$  ва  $e$  — электроннинг массаси ва заряди;  $Z$  — ядро заряди,  $e$  бирликларида ўлчанади. Нурланувчи частота:

$$\nu = \nu_0 + \Delta\nu \quad (67.2)$$

формула билан аниқланади, бунда

$$\nu_0 = cR Z^2 \left( \frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (67.3)$$

водородсимон атом (ёки ион) нинг ташқи майдон бўлмагандаги частотаси;  $n' = 1, 2, \dots$  қийматларни қабул қилади;  $n = n' + 1, n' + 2, \dots$

$\Delta\nu$  учун шундай формулани ёзиш мумкин:

$$\Delta\nu = \frac{3hE}{8\pi^2 m e Z} (nk - n'k'). \quad (67.4)$$

$k$  — квант сони:  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm (n-1)$  қийматларни қабул қилади.  $W_n$  сатҳ ҳаммаси бўлиб, ўзига нисбатан симметрик жойлашадиган

$$N_l = 2n - 1 \quad (67.5)$$

қўшимча сатҳларга бўлинади.  $n$  ва  $k$  сонларнинг ўзгаришига ҳеч қандай чеклаш қўйилмайди. Баён этилган бу ҳодиса Штарк эффекти деб аталади.

Сатҳлар ва спектрал чизиқларнинг парчаланиш ҳодисаси бундай парчаланиш ташқи электр майдони кучланганлигининг биринчи даражасига пропорционал бўлганда чизиқли штарк-эффект деб аталади. Бундан ташқари, мураккаб атомларда, шунингдек, водородсимон атомларда ҳам жуда кучли майдон бўлганда спектрал чизиқларнинг бир томонлама силжишидан иборат квадратик Штарк-эффект кузатилади. Штарк-эффект газларда электр разряд ёрдамида ҳосил қилинадиган нурланиш манбаларида катта роль ўйнайди. Разрядда кўп миқдорда бўлган зарядли зарралар — электронлар ва ионлар нурланувчи атомлардан кичик масофаларда бўлгани учун ўзларининг электр майдонлари билан бу атомларга кучли таъсир этади, шу сабабли нурланиш ва нур ютиш спектрал чизиқларининг ажралиши ва силжишидан иборат Штарк эффекти юзага келади. Бу майдонлар вақт ўтиши билан тез ва хаотик ҳолда ўзгариб тургани сабабли, ажралиш ўрнига бу ерда спектрал чизиқларнинг кенгайиши ўринли бўлади.

Электр майдони шаффоф изотроп моддага қўйилганда унда янги ҳодисаларни вужудга келтиради. Модда ўзининг оптик хусусиятлари жиҳатидан бир ўқли кристаллга ўхшаб анизотроп бўлиб қолади. Бунинг натижасида моддада нурнинг иккиланиб синуши пайдо бўлади. Бу ҳодисани 1875 й. Жон Керр очди, шунинг учун у Керр эффекти деб аталди. Бу ҳодисага сабаб, ташқи электр майдонининг таъсирида модданинг қутбланувчанлиги ташқи электр майдон йўналиши бўйлаб ва унга перпендикуляр йўналишда турлича



бўлиб қолади. Демак, майдон бўйлаб ва унга перпендикуляр ҳолдаги тебранишлар учун диэлектрик сингдирувчанлик ҳам турлича бўлади. Бу икки йўналиш учун синдириш кўрсаткичи Максвелл қонунига биноан турлича бўлади. Мураккаблиги туфайли биз бу ерда текширмайдиган тажриба ва назария қуйидаги муносабатлар ўрнили эканини кўрсатади:

$$n_o = n - \frac{\lambda BE^2}{3}, \quad n_e = n + \frac{2\lambda BE^2}{3}, \quad (67.6)$$

бунда  $n$  — модданинг майдон бўлмагандаги синдириш кўрсаткичи;  $n_o$  — оддий нурнинг, яъни электр тебранишлари электр майдони йўналишига перпендикуляр ҳолда юз берувчи нурнинг синдириш кўрсаткичи;  $n_e$  — оддий бўлмаган, яъни электр тебранишлари электр майдони йўналишига паралел бўлган нурнинг синдириш кўрсаткичи;  $\lambda$  — ёруғлик тўлқини узунлиги;  $E$  — электр майдон кучланганлиги;  $B$  — мазкур моддани характерловчи катталиқ.

Масалан, нитробензолда спектрнинг кўзга кўринадиган ( $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ ) соҳасининг ўрта қисми учун  $B$  нинг қиймати  $5 \cdot 10^{-6}$  СГСЭ бирликка тенг. Уни кўпинча мазкур модда учун Керр доимийси деб аталади. Бироқ, аслида  $B$  тушувчи ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғлиқдир. Бошқача айтганда, керр-эффект дисперсияси рўй беради. Тушувчи нур тўлқин узунлиги ортиб бориши билан  $B$  нинг қиймати камайиб боради.

Чизиқли қутбланган ёруғлик моддага қўйилган электр майдони йўналишига перпендикуляр ўтганда ёруғликнинг кристалл пластинкалар орқали ўтишидаги ҳодисага ўхшаш ҳодиса юз беради.

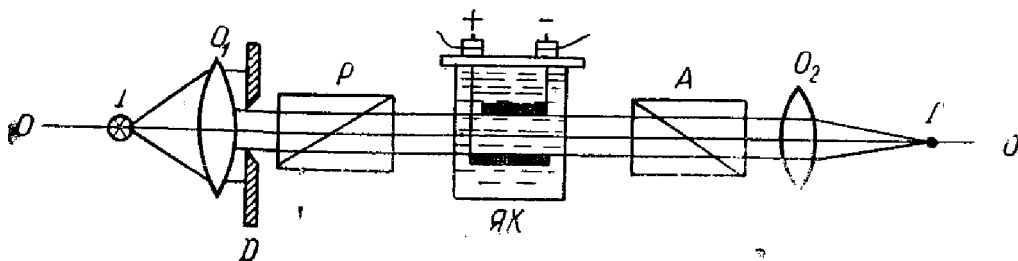
Бундай ҳолда оддий ва оддий бўлмаган нурлар орасидаги фаза фарқи:

$$\Delta \Phi = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_e - n_o)$$

га тенг бўлади. Охирги ифодага (67.6) дан  $n_e$  ва  $n_o$  ларнинг қийматларини қўйиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$\Delta \Phi = 2\pi d BE^2, \quad (67.7)$$

бунда  $d$  — электр майдонида жойлашган моддада ёруғликнинг йўл узунлиги. Керр ҳодисасини кузатиш учун 223- расмда тасвирланган қурилмадан фойдаланилади. Ёруғлик  $I$  манбадан  $O_1$  объектив ва  $D$  диафрагма орқали  $P$  қутбловчи призмага (Никол призмаси,



223- расм.

Франк—Риттер призмаси ва ҳ. к.) йўналтирилади. Чизиқли-қутбланган ёруғлик мумкин бўлган барча аралашмалар, ва айниқса сувдан тозаланган нитробензол тўлдирилган ЯҚ идишга тушади. Нитробензолга ёруғликнинг тарқалишига параллел бўлган ясси электродлар киритилган. Бу электродларга ушлагичлар орқали ҳар бир сантиметрда бир неча ўн минг вольтга етадиган юқори кучланиш келтирилади. Нитробензол тўлдирилган идиш унга киритилган электродлар билан биргаликда *Керр ячейкаси* деб аталади. Керр ячейкасида кейин эллиптик қутбланган ёруғлик иккинчи қутбловчи призма — А анализатор орқали ўтади, анализатор ўзаро перпендикуляр текисликларда қутбланган ҳар иккала нурни 44- § да баён этилганидек бир текисликка жамлайди. Керр ячейкасида эришилган фаза фарқига боғлиқ ҳолда, ўтувчи нурлар ёки бири-бирини сўндиради, ёки кучайтиради, яъни анализатор орқасидаги бўшлиқда ёки ёруғлик, ёки қоронғилик ҳосил бўлади. Одатда поляризатор ва анализатор шундай ўрнатиладики, бунда қутбланиш текисликлари бир-бирига перпендикуляр (айқаш) бўлиши керак, шу туфайли майдон бўлмаганда ёруғлик қурилма орқали ўтмайди. Агар Керр ячейкасидаги электродларга электр кучланиш берилса, у ҳолда қурилмани кўриш майдони ёришади. Электр майдонининг поляризатор ва анализаторларнинг қутбланиш текисликларига нисбатан йўналиши одатда улар билан  $45^\circ$  бурчакни ташкил қилади. Агар қўйиладиган электр майдони вақт жиҳатидан ўзгарувчан бўлса, у ҳолда  $I'$  нуқтада ҳам ёритилганлик ўзгарувчан бўлади. Бундан электр тебранишларини ёруғлик оқими тебранишларига айлантиришда, яъни ёруғлик модуляциясида фойдаланилади.

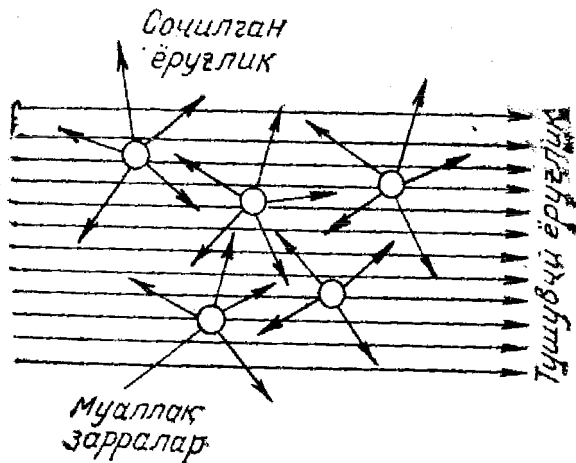
Бунга биноан товуш тебранишларини ҳам ёруғлик оқими тебранишларига айлантириш мумкин. Бундай ҳодиса товушли кинода товушни оптикавий усулда ёзиб олиш учун фойдаланилади. Керр ячейкасида телевидениенинг баъзи системаларида, шунингдек, оптикавий локация мақсадларида, яъни масофаларни борган ва қайтган ёруғлик импульслари ёрдамида ўлчаш учун фойдаланилади. Текширишлар Керр ҳодисасининг «инерцияси» жуда кичик, яъни  $10^{-9}$  сек эканини кўрсатди. Бу деган сўз, Керр ячейкаси электродларига бериладиган электр тебранишлар частотаси ёруғлик оқими тебранишларига ҳеч қандай бузилишсиз берилади демакдир. Керр ячейкаси тез ўтувчи процессларни ўрганишда кенг қўлланилади.

Ҳозирги вақтда нитробензол ўрнида ўзлари орқали ўтаётган ёруғликка ташқи электр майдони таъсирини амалга ошириш мақсадида электрооптикавий кристаллар кенг ишлатилади. Бундай кристаллар ёруғликни юқори частотали модуляция қилиш учун, нурланиш частоталарини ўзгартириш ва бошқа мақсадлар учун қўлланилади.

## ЁРУҒЛИКНИНГ ХИРА МУҲИТЛАРДА ТАРҚАЛИШИ

### 68-§ Ёруғликнинг оптикавий жиҳатдан бир жинсли бўлмаган муҳитларда тарқалиши

Аввалги барча бобларда ёруғлик мутлақо бир жинсли муҳитда тарқалади деб фараз қилган эдик. Ҳақиқий муҳит ҳеч вақт бир жинсли бўла олмайди. Унда зичлик, температура градиентлари ва ҳ. к. бўлади, натижада муҳитнинг синдириш кўрсаткичи координатанинг функцияси бўлиб қолади. Фазода жуда ҳам секин ўзгарувчи макроскопик нобиржинсликлар билан бир қаторда муҳитда микроскопик нобиржинсликлар ҳам бўлиши мумкин. Буларга муҳитнинг синдириш кўрсаткичи ва ютилиш коэффициентларидан фарқланувчи кўрсаткич ва коэффициентга эга бўлган муаллақ ҳолдаги майда зарралар, масалан, коллоид эритмалардаги муаллақ коллоид зарралар, ҳаводаги чанг, туман зарралари, суюқликлардаги қаттиқ зарралар кирази. Бу зарраларнинг катталиги ва синдириш кўрсаткичи турлича бўлиши мумкин. Буларнинг ҳаммаси муҳитда ёруғликнинг тарқалишига жуда катта таъсир кўрсатади.



224- расм.

Бегона микроразралар муаллақ ҳолда иштирок этган бир жинсли бўлмаган муҳит *хира муҳит* дейилади. Ёруғликнинг бундай хира муҳитда тарқалишида муаллақ зарралар ёруғликни бошланғич тарқалиш йўналишидан четлатади. Бундай четланишлар барча йўналишларда ҳам озми-кўпми бўлади (224-расм), яъни ёруғлик сочилади. Шу туфайли хира муҳитга тушган ёруғлик дастаси чекка томондан ҳам кўриниши

мумкин. Кўпинча кундузлари булутлардан ўтиб келаётган Қуёш нури, кечаси прожектор нурлари яхши кўриниб туради ва ҳ. к. Ҳавода нурларнинг кўринишига ҳавонинг чангланганлиги ва унда намлик зарраларининг бўлиши сабаб.

Хира муҳит томонидан ёруғликнинг сочилиши натижасида муҳит орқали тик ўтувчи ёруғлик оқими кучсизланади. Ёруғлик оқимининг бундай кучсизланиши формал ҳолда ёруғликнинг муҳит томонидан ютилиши деб талқин қилинса-да, табиатан ёруғликнинг ютилиши эмас, сочилишидир.

Ёруғликнинг хира муҳит томонидан сочилишига оид биринчи систематик татқиқотлар инглиз физиги Тиндаль томонидан бошланди, шунинг учун ёруғликнинг сочилиш ҳодисаси *тиндаль-эффект* деб ҳам юритилди. Тиндаль коллоидли эритмаларда, шунингдек, газларда ёруғликнинг тарқалишини кузатиш бўйича тажрибалар қилиб кўрди ва сочилувчи нурнинг қутбланганлигини қайд қилди.

Кейинги тажрибалар, ҳеч қандай бегона муаллақ зарралар бўлмаган, яъни биринчи қарашда мутлақо бир жинсли бўлган модда, ёруғликни сочишини кўрсатади, бунда температура қанча юқори бўлса, сочилиш шунча катта бўлар экан. Бу ҳол, бегона аралашмалардан мутлақо тозаланган моддаларда ҳам ўз-ўзидан ёруғлик сочилишини юзага келтирувчи оптикавий микроскопик нобиржинслиликлар пайдо бўлади, деган фаразни келтириб чиқарди. Бу нобиржинслиликлар зичлик флюктуацияси эканлиги кўп сонли текширишлар натижасида аниқланди. Зичликнинг жуда кичик ҳажмдаги флюктуациялари (тебранишлари) шу модда ташкил топган атом, молекула ва бошқа зарраларнинг хаотик иссиқлик ҳаракати натижасида юзага келади. Иссиқлик ҳаракати қанча интенсив бўлса, яъни муҳитнинг температураси қанча юқори бўлса, флюктуация шунча катта қийматга эга бўлади. Бундан температура ортиши билан ёруғлик сочилиш интенсивлиги ҳам ортади, деган ҳулоса келиб чиқади, бу ҳол тажрибада ҳам кузатилади. Муҳит молекуласининг иссиқлик ҳаракати туфайли юзага келган ёруғликнинг сочилиши *ёруғликнинг молекуляр сочилиши* деб аталади. Ёруғлик сочилишини худди шу ҳодисадан бошлаймиз, чунки модданинг тузилиши ва хоссаларини текшириш учун ёруғликнинг молекуляр сочилиши катта аҳамиятга эгадир.

### 69- §. Ёруғликнинг молекуляр сочилиши

Молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли улар фазода қатъий текис тақсимланмаган. Вақтнинг ҳар бир пайти мобайнида молекулаларнинг фазода идеал текис тақсимланишидан четланиш рўй беради, яъни бирлик ҳажмдаги молекулалар сони ўзгариб туради.  $1 \text{ см}^3$  га тўғри келган зарралар сони:

$$N = \frac{dN}{dV} \quad (69.1)$$

ифода билан аниқланади, бунда  $N$  — бирлик ҳажмдаги молекулалар сони;  $dN$  — молекулаларнинг  $dV$  ҳажмдаги сони.

Фараз қилайлик, фазода молекулалар идеал текис тақсимланганда  $1 \text{ см}^3$  даги зарралар сони  $N_0$  бўлсин. Молекуляр ҳаракат туфайли  $N$  соннинг флюктуацияси мавжуд бўлади. Флюктуацияни назарда тутганда ҳажм бирлигидаги зарралар сонини

$$N = N_0 + \Delta N \quad (69.2)$$

кўринишда ёзиш мумкин, бунда  $\Delta N$  — молекулалар зичлигининг флюктуацияси. Модданинг зичлиги ҳажм бирлигидаги зарралар сонига пропорционалдир, яъни  $N_0 \sim \rho_0$ ,  $\Delta N \sim \Delta \rho$ , бунда  $\rho$  — модда

молекулалари унда идеал текис тақсимлангандаги зичлик,  $\Delta\rho$  — флюктуация зичлиги.

Демак,  $\rho$  модданинг зичлигини умумий ҳолда қуйидагича ёзиш мумкин:

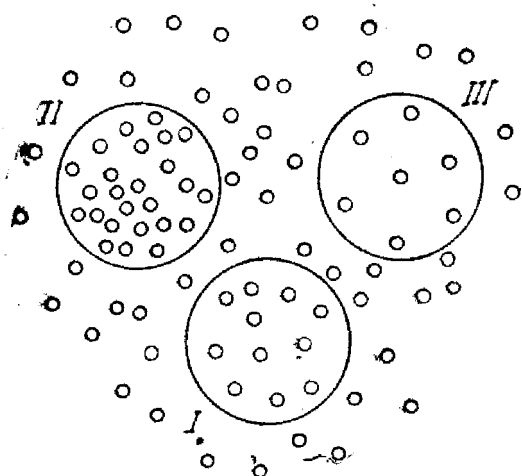
$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho. \quad (69.3)$$

Флюктуация қийматини нисбий флюктуацияни билдирувчи

$$\delta = \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \quad (69.4)$$

нисбат билан характерлаш яхшироқ бўлади.

Шундай қилиб, зичлик флюктуацияси туфайли муҳит хира бўлиб қолади ва унда ёруғликнинг сочилиши юз беради. 225- расмда



225- расм.

зичлик флюктуациясининг схемаси тасвирланган. Текширилувчи муҳитда учта: I, II ва III ҳажм ажратилган. I ҳажмда зарралар зичлиги ўртачага ( $N_0$ ) яқин, II ҳажмда зичлик ўртача қийматига нисбатан ортганда унинг флюктуацияси юз беради, III ҳажмда эса, муҳит зичлиги камайиши туфайли бўладиган зичлик флюктуацияси кўрсатилган. Зичлик флюктуацияси билан бошқа катталикларнинг ҳам флюктуацияси боғлиқ бўлиши мумкин.

Агар  $\Delta V$  ҳажм элементида зичлик флюктуацияси пайдо бўлса, бу ҳол  $\Delta\epsilon$  диэлектрик сингдирувчанлик флюктуациясини юзага келтиради, чунки  $\epsilon$  модданинг зичлигига боғлиқдир. Диэлектрик сингдирувчанлик  $\epsilon$  бирлик ҳажмдаги индукцияланган диполь моменти  $\vec{P}$  ва ташқи электр майдони  $\vec{E}$  билан:

$$\vec{P} = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \vec{E} \quad (69.5)$$

муносабат орқали боғланган.

Агар  $\epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon$  бўлса, бунда  $\epsilon_0$  — флюктуация бўлмагандаги диэлектрик сингдирувчанлик,  $\Delta\epsilon$  — диэлектрик сингдирувчанлик флюктуацияси бўлса, у ҳолда ҳажм бирлигидаги индукция диполь моменти:

$$\vec{P}_s = \frac{\epsilon_0 + \Delta\epsilon - 1}{4\pi} \vec{E} = \frac{\epsilon_0 - 1}{4\pi} \vec{E} + \frac{\Delta\epsilon}{4\pi} \vec{E} \quad (69.6)$$

бўлади.

$$\Delta\vec{P}_s = \frac{\Delta\epsilon}{4\pi} \vec{E} \quad (69.7)$$

катталиқ ҳажм бирлигидаги диполь моментининг флюктуациясини билдиради. Агар мазкур флюктуация  $\Delta V$  ҳажм элементида содир бўлса, у ҳолда  $\Delta P^s$  катталиқ:

$$\Delta P^s = \frac{\Delta \epsilon}{4\pi} E \Delta V \quad (69.8)$$

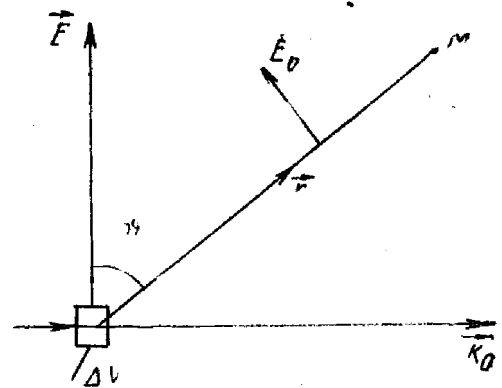
бўлади. Келгусида биз ҳодисаларни скаляр катталиқлардан фойдаланиб ўрганамиз.

Ўзгарувчан  $p$  диполь momenti

$$E_{\vartheta} = \frac{\omega^2 p_0}{c^2 r} \sin \vartheta \quad (69.9)$$

формулага мувофиқ электромагнит тўлқинлар нурлайди, бунда  $E_{\vartheta}$  — диполдан  $r$  масофада бўлган кузатиш нуқтасидан нурланувчи электромагнит тўлқиннинг амплитудаси;  $p_0$  — диполь моментнинг тебранишлар амплитудаси;  $\vartheta$  — диполь ўқи йўналиши билан  $\vec{r}$  радиус-вектор орасидаги бурчак. Агар диполь momenti  $\vec{E}$  ташқи электрмайдони томонидан ҳосил қилинган бўлса, у ҳолда  $\vartheta$  — бурчак  $\vec{E}$  ва  $\vec{r}$  йўналишлар орасидаги бурчакни ифодалайди.

226- расмда  $\vec{E}$  — тушувчи ёруғлик тўлқини майдонининг вектори, тушувчи тўлқиннинг тарқалиш йўналишини аниқловчи  $\vec{k}_0$  вектор,  $\vec{r}$  вектор ва сочилган ёруғлик тўлқини майдон кучланганлигини ифодаловчи  $\vec{E}_{\vartheta}$  векторлари ва  $M$  — кузатиш нуқтасининг жойланишлари келтирилган. (69.6) формулада иккита ҳад мавжуд. Биринчи ҳад флюктуация бўлмаганда ёруғлик ўтаётган муҳитнинг уйғонишини белгилайди,  $\Delta \epsilon$  га боғлиқ бўлган иккинчи ҳад флюктуация туфайли ҳосил бўлади ва ёруғликнинг сочилишига тегишлидир. Шунга кўра агар  $p_0$  ўрнига (69.9) формулага



226- расм.

$$\Delta P^s = \frac{\Delta \epsilon}{4\pi} E \Delta V \quad (69.10)$$

катталиқни қўйсак, у ҳолда зичлик флюктуацияси ҳосил бўлган  $\Delta V$  ҳажм элементи тарқатган тўлқиннинг  $E_{\vartheta}^s$  амплитудасини ҳосил қиламиз:

$$E_{\vartheta}^s = \frac{\omega^2}{c^2 r} \frac{\Delta \epsilon}{4\pi} E_0 \Delta V \sin \vartheta. \quad (69.11)$$

$r$  масофадан  $\vartheta$  йўналишда  $1 \text{ см}^2$  юза орқали ўтувчи сочилган тўлқиннинг ўртача қуввати:

$$I_{\vartheta}^s = \frac{c}{4\pi} \frac{E_0^2}{2} \frac{\omega^4 \Delta \epsilon^2 (\Delta V)^2}{(4\pi r)^2 c^4} \sin^2 \vartheta \quad (69.12)$$

га тенг бўлади. Энди  $\frac{c}{4\pi} \frac{E_0^2}{2} = I_0$  бўлгани учун (бунда  $I_0$  — тушувчи нурнинг вақт бўйича ўртача қуввати) ниҳоят шундай ёзиш мумкин:

$$I_{\vartheta}^s = I_0 \frac{k^4 \Delta \epsilon^2 (\Delta V)^2}{(4\pi r)^2} \sin^2 \vartheta \quad (69.13)$$

(бунда  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ).

Биз газлардаги сочилишни қараб чиқиш билан чегараланамиз. Бундай ҳолда  $\epsilon$  учун:

$$\epsilon - 1 = C\rho \quad (69.14)$$

ифода ўринли бўлади, бундан

$$\Delta \epsilon = C\Delta\rho = (\epsilon - 1) \frac{\Delta\rho}{\rho} = (\epsilon - 1)\delta, \quad (69.15)$$

бунда

$$\delta = \frac{\Delta\rho}{\rho}.$$

Газлар кинетик назариясига кўра  $\overline{c^2}$  катталиқ учун

$$\overline{\delta^2} = \frac{1}{N\Delta V} \quad (69.16)$$

деб ёзиш мумкин, бунда  $N = 1 \text{ см}^3$  даги молекулаларнинг сонидир. Демак,

$$(\Delta \epsilon)^2 = \frac{(\epsilon - 1)^2}{N\Delta V}. \quad (69.17)$$

(69.17) формуладан  $(\Delta \epsilon)^2$  нинг қийматини (69.13) га қўямиз ва шундай ёзамиз:

$$I_{\vartheta}^s = I_0 \frac{\Delta V}{(4\pi r)^2} \frac{k^4 (n^2 - 1)^2}{N} \sin^2 \vartheta \quad (69.18)$$

(бу ерда  $\epsilon$  ни  $n^2$  билан алмаштирилган).

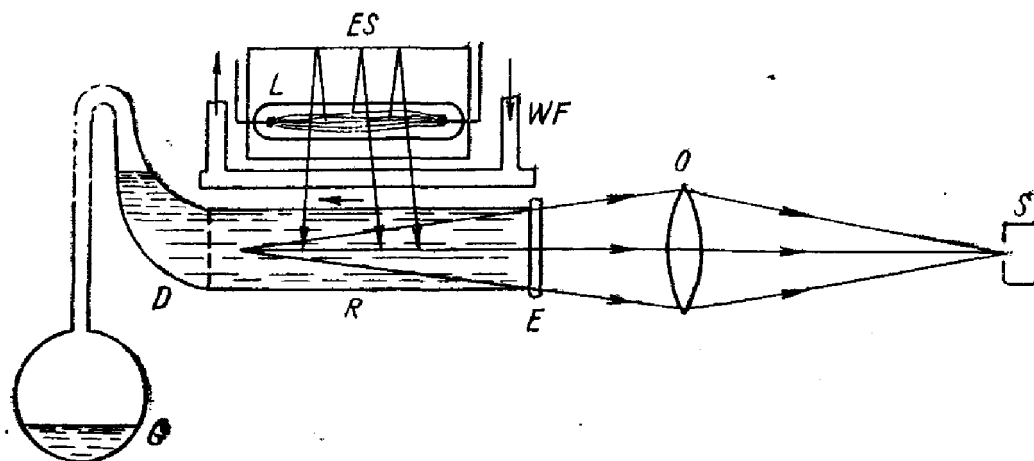
Ҳажм бирлигидаги сочилиш қуйидагига тенг бўлади:

$$I_{\vartheta}^s = \frac{I_0 k^4}{(4\pi r)^2} \frac{(n^2 - 1)^2}{N} \sin^2 \vartheta. \quad (69.18')$$

(69.18) формуладан, ёруғликнинг молекуляр сочилишида сочилган ёруғликнинг интенсивлиги тўлқин узунлиқнинг тўртинчи даражасига тескари пропорционал эканлиги келиб чиқади. Демак, спектрнинг қисқа тўлқинли қисми унинг узун тўлқинли қисмига қараганда бир неча марта интенсивроқ сочилди. Агар спектрнинг инфрақизил чизиғига яқин бўлган 0,8 мкм тўлқин узунлиқдаги ва интенсивлиги унга тенг бўлган 0,4 мкм тўлқин узунлиқдаги бинаф-

ша нурлар олинса, у ҳолда сочилган бинафша ва қизил нурлар интенсивликларининг нисбати 16 га тенг бўлади. Бу сочилган табиий ёруғликда ҳаво ранг, кўк ва бинафша ранглар кўп бўлишини билдиради. Ҳақиқатан ҳам, атмосферада сочилган қуёш нури кўк-ҳаво рангда бўлади, шунинг учун ҳам осмон ранги доим ҳаво ранг бўлиб кўринади. Атмосфера қатламидан ўтган ёруғликда кўк-бинафша нурлар камаяди ва қизил-зарғалдоқ рангида бўлади, бу қуёшнинг чиқиш ва ботиш вақтларида яққол сезилади. (69.18) формуладан сочилган нурнинг интенсивлиги  $\Delta V$  сочувчи ҳажмга ҳам боғлиқ эканлиги келиб чиқади. Бу параграфда баён қилинган ёруғлик сочилиши назарий жиҳатдан биринчи марта Релей томонидан ўрганилди ва у *Релей сочилиши* деб аталади.

Гарчи ёруғликнинг молекуляр сочилиши туфайли осмон ва денгиз кўк-ҳаво ранг бўлиб, ҳодиса яхши кузатилса-да, бундай сочилишнинг интенсивлик қиймати кичик бўлади. Лаборатория шароитида (кичик ҳажмли моддаларда) уни кузатиш осон эмас, бунга асосан муаллақ ҳолдаги зарралар, кювет деворларидан қайтган нурлар ва ҳ. к. лар тўсқинлик қилади. Ёруғликнинг молекуляр сочилишини кузатиш учун тўсқинлик қилувчи бу барча ёруғликни йўқотиш керак. Бундай мақсад учун суюқликлар тўлдирилган (227-расм) махсус қурилмадан фойдаланилади. Бу ерда  $R$  — цилиндр кўринишдаги шиша идиш. Унга бошқа  $G$  идишдан дистилляция йўли билан суюқлик ҳайдалади ва бу суюқликда ёруғликнинг сочилиши кузатилади,  $R$  идишни дистиллаш усули билан тўлдирилганда суюқлик муаллақ ҳолдаги аралашмалардан тозаланади, аралашмалар эса  $G$  идишда қолади. Қуввати катта бўлган  $L$  газ разряд лампа (симбли лампа)  $R$  идишни ён сиртидан ёритади. Лампа нури  $R$  идишда йиғиш учун цилиндрнинг эллиптик қирқими шаклидаги  $ES$  цилиндрлик кўзгудан фойдаланилади.  $L$  лампанинг разряд фазоси кўзгу фокусларидан бирида,  $R$  идишнинг ўртаси эса бошқа фокусда ётиши керак. Сочилган ёруғлик  $E$  тирқиш орқали ўтади ва  $O$  линза ёрдамида  $S$  қабул қилувчи қурилманинг кириш қисмида (спектрографи тирқиши, фотокуьпайтиргич тирқиши ва ҳ. к.) йиғилади. Суюқликни қизиб кетишдан сақлаш учун  $R$  идиш ва  $\Delta$  лампа орасига  $WF$  кювет



227- расм.



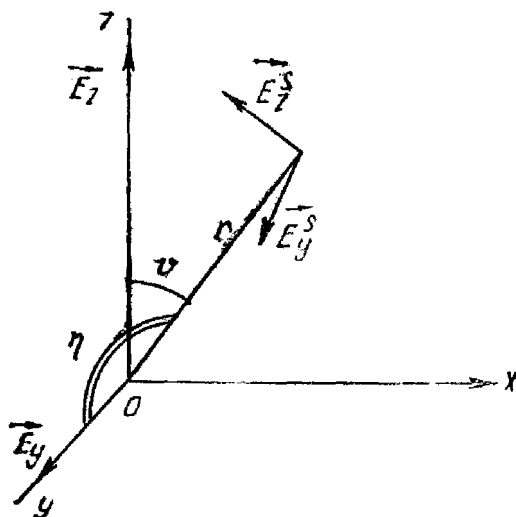
қўйилган, унда оқувчи сув циркуляцияланиб, инфрақизил нурларни ютади. Ҳар қандай бегона ёруғликни йўқотиш учун қабул қилувчи қурилманинг диафрагмаси (тирқиши) орқали идиш деворларига тегмайдиган нурларгина ўтказилади.

Нурларнинг  $D$  орқа девордан қайтишини йўқотиш учун девор қорайтирилади ва эгилган шаклда ясалади. Бундай қурилмаларнинг бир қанча турлари мавжуддир.

## 70-§. Сочилган нурнинг қутбланиши

Хира муҳитни чизиқли қутбланган ёруғлик билан ёритилганда сочилган нур ҳам қутбланади. Сочилган нурдаги электр майдони кучланганлик векторининг тебранишлари шу нур ва тушаётган ёруғлик тўлқини электр майдони тебраниши йўналиши орқали ўтган текисликда содир бўлади.

Тушаётган ёруғлик табиий ёруғлик бўлганда уни икки ўзаро перпендикуляр йўналишларда қутбланган тушувчи тўлқинлар йи-



228- расм.

гиндиси сифатида ифодалаш мумкин. Фараз қилайлик, тушувчи ёруғлик  $x$  ўқи бўйлаб тарқалсин, бу ҳолда унинг ёруғлик векторини  $y$  ва  $z$  ўқлари бўйлаб  $\vec{E}_y$  ва  $\vec{E}_z$  компонентларга ажратиш мумкин (228- расм). Шунга мувофиқ ҳолда сочилган ёруғликда икки компонент ҳосил бўлади, биз уни шартли равишда  $\vec{E}_y^s$  ва  $\vec{E}_z^s$  билан белгилашимиз мумкин (гарчанд уларнинг электр кучланганлик векторлари  $y$  ва  $z$  га параллел бўлмаса-да);  $\vec{E}_y^s$  компо-

нент  $(\vec{E}_y, \vec{r})$  текисликда,  $\vec{E}_z^s$  эса  $(\vec{E}_z, \vec{r})$  текисликда тебранади. Сочилган нурнинг тўлиқ  $I$  интенсивлиги бу ҳолда:

$$I^s = I_y^s + I_z^s \quad (70.1)$$

кўринишда ёзилиши мумкин. Агар (69.18) формуладаги  $I_0$  ва  $\sin^2\theta$  дан бошқа барча кўпайтувчиларни  $A$  билан белгиласак,  $y$  ҳолда (70.1) ифодани

$$I_{\theta, \eta}^s = I_0 A (\sin^2\theta + \sin^2\eta), \quad (70.2)$$

кўринишда бериш мумкин, бунда  $I_0$  — ҳар бир компонентадаги тушаётган нур интенсивлиги,

$$\sin\vartheta = \sin(\vec{E}_z, \vec{r}), \quad \sin\eta = \sin(\vec{E}_y, \vec{r})$$

бўлади. Энди

$$\sin(\vec{E}_y, \vec{r}) = \sin(\vec{y}, \vec{r}), \quad \sin(\vec{E}_z, \vec{r}) = \sin(\vec{z}, \vec{r}),$$

$$\cos^2(\vec{x}, \vec{r}) + \cos^2(\vec{y}, \vec{r}) + \cos^2(\vec{z}, \vec{r}) = 1,$$

$$\sin^2\vartheta = 1 - \cos^2\vartheta, \quad \sin^2\eta = 1 - \cos^2\eta,$$

$\vec{k} \parallel \vec{x}$  ( $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{k}_1$  — тўлқин вектори) бўлгани учун

$$\sin^2\vartheta + \sin^2\eta = 1 + \cos^2(\vec{x}, \vec{r}) = 1 + \cos^2(\vec{k}, \vec{r})$$

(бу ерда  $\vec{k}$  — тушаётган тўлқин сиртига ўтказилган нормаль).

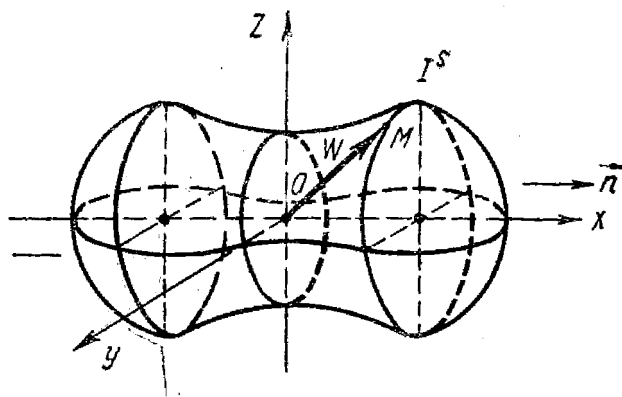
Бундай ҳолда  $\vec{r}$  йўналишида сочилган ёруғлик интенсивлиги:

$$I^s = I_0 A [1 + \cos^2(\vec{k}, \vec{r})] \quad (70.3)$$

кўринишда ёзилиши мумкин, бунда  $I^s = I_{\vartheta, \eta}^s$ .

(70.2) формуладан кўринадики, тушаётган ёруғлик қутбланмаган бўлишига қарамасдан, сочилган нур қисман бўлса-да, доим қутбланган бўлади. Тушаётган тўлқиннинг тарқалишига перпендикуляр бўлган йўналишида сочилган нур тўлиқ қутбланади, чунки электр майдоннинг қўшилувчиси бунда кузатиш йўналиши билан мос тушади ва унинг бўйлаб нурланиш нолга тенг бўлади.

Сочилган нур интенсивлигининг фазода тақсимланиши сочилган нур интенсивлигининг қутб диаграммаси билан берилади (229-расм).  $O$  координаталар бошидан сиртнинг ис-талган  $M$  нуқтасига ўтказилган  $\vec{W}$  — радиус-вектор  $O$  ҳажм элементининг  $\vec{W}$  йўналишида нурланиши-да (маълум масштабда) сочилган нур интенсивлиги-



229- расм.

ни ифодаловчи  $I^s$  катталики беради;  $\vec{n}$  вектор тушаётган ёруғлик тўлқинининг тарқалиш йўналишини кўрсатади.

Муҳим бир детални қайд қилиб ўтиш керак. Моддани чизиқли-қутбланган нур билан ёритилганда сочилган нурнинг тўла қутбланиши ҳодисаси ва табиий нур билан ёритилганда  $yOz$  текислигида сочилган ёруғликнинг тўла қутбланиши ҳодисаси ёруғликни сочувчи молекулалар тамомила изотроп, яъни молекулаларнинг қутбла-

нувчанлиги барча йўналишлар бўйича бир хил бўлгандагина ўринли бўлади. Агар модда молекулалари анизотроп, яъни доимий электр диполь моментига эга бўлса, у ҳолда зичлик флюктуацияси билан бир қаторда бўладиган анизотропия флюктуацияси сочилган нурнинг қутбланишини бузади. Демак, сочилган нурнинг қутбланиш ҳодисасини ўрганиб, ёруғликнинг молекуляр сочилиши ўрганилаётган модда молекулаларининг структураси ҳақида муҳим хулосалар чиқариш мумкин.

### 71- §. Сочилган ёруғлик интенсивлигининг модда зичлигига боғлиқлиги

(69.18) формуладан гўё сочилган нур интенсивлиги ёруғликни сочувчи модда зичлигига тескари пропорционал, деган хулоса келиб чиқади. Аслида эса бундай эмас. Шунингдек,  $n$  нинг  $\rho$  га боғлиқ эканини ҳам ҳисобга олиш керак. Ҳақиқатан ҳам, (63.26) формулага мувофиқ,  $N_n = 0$  бўлганда

$$n - 1 = CN \quad (71.1)$$

ифодани ёзиш мумкин, бунда  $C$  — частота ва  $\gamma^*$  сўниш коэффициенти га боғлиқ бўлган катталиқ;  $N$  — бирлик ҳажмдаги зарралар сони ( $N = N_m$ ).

Газлар учун  $n$  бирдан кам фарқ этади. Шунга кўра (69.18) формуладаги  $(n^2 - 1)$  ифодани қуйидагича ўзгартириш мумкин:

$(n^2 - 1) = (n + 1)(n - 1) \approx 2(n - 1)$ . Демак,  $\frac{(n^2 - 1)^2}{N}$  катталиқни

$$\frac{(n^2 - 1)^2}{N} = \frac{4(n - 1)^2}{N} = 4C^2N = C'\rho.$$

ифода билан алмаштириш мумкин.

Ушбу ифодани ҳисобга олган ҳолда газлар учун  $I^s$  катталиқ шундай кўринишга эга бўлади:

$$I^s = \frac{I_0}{\pi r^2} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 C' \rho [1 + \cos^2(\vec{k}, \vec{r})]. \quad (71.2)$$

Шундай қилиб, зичлиги идеал газлар зичлигидек ҳисобланган газларда сочилган ёруғликнинг интенсивлиги сочувчи газ (буғ) зичлигига пропорционал экан. Диэлектрик сингдирувчанлик флюктуацияси учун бирмунча умумий ҳолда шундай ифодани ёзиш мумкин:

$$\Delta \epsilon^2 = (\epsilon - 1)^2 \delta^2 = (n^2 - 1)^2 \delta^2. \quad (71.3)$$

Статистик физикадан  $\delta^{-2}$  учун, яъни флюктуациянинг ўрта статистик қиймати учун

$$\bar{\delta}^2 = \frac{kT}{\Delta V \cdot V_0 \left( \frac{\partial \rho}{\partial V} \right)_T} \quad (71.4)$$

ифода келиб чиқади, бунда  $p$  — босим;  $V_0$  — грамм-молекула ҳажми;  $T$  — абсолют температура;  $R$  — Больцман доимийси;  $\Delta V$  — сочувчи ҳажм элементи.

Критик соҳада  $\frac{\partial p}{\partial V} = 0$  ва зичлик флюктуациялари чексизга тенг бўлиб қолади. Ҳақиқатда бундай бўлмаслиги тушунарли. Ҳар ҳолда, зичлик флюктуацияси критик ҳолатда жуда ҳам катта қийматга эришади. (71.3) дан  $(\Delta \epsilon)^2$  ва (71.4) дан  $\bar{\delta}^2$  ни (69.13) формулага қўй-сак сочилган нур учун чексиз қиймат келиб чиқади. Ҳақиқатда бу ҳол, критик ҳолатда сочилиш жуда ҳам интенсив, модда эса жуда ҳам хира бўлиб қолишини билдиради. Буни тажриба тасдиқлайди. Бироқ критик ҳолатда, юқорида тахмин қилинганидек, турли ҳажмлардаги флюктуациялар ўзаро боғлиқ эмас деб бўлмайди. Зичлик ва температура флюктуацияларининг ўзаро таъсирини, шунингдек, қўшни ҳажмлардаги флюктуациянинг ўзаро таъсирини ҳисобга олиш керак. Критик ҳолатда  $\Delta V$ , яъни берилган босим ва температурадаги флюктуациянинг ўртача меъёри кескин ортиб кетади.  $\Delta V$  нинг чизиқли ўлчами ёруғлик тўлқини узунлигига тенг бўлиши ва ҳатто ундан ҳам ортиб кетиши мумкин, бу ҳол сочувчи муҳитни бегона муаллақ микроскопик зарралари бўлган муҳитга ўхшатиб қўяди. Назария ва тажрибанинг кўрсатишича, агар моддада ёруғликни ютувчи сезиларли соҳалар бўлмаса, бундай муҳит спектрнинг барча соҳасида ёруғликни анча текис сочади.

## 72-§. Ёруғлик сочилишидаги квант ҳодисалар

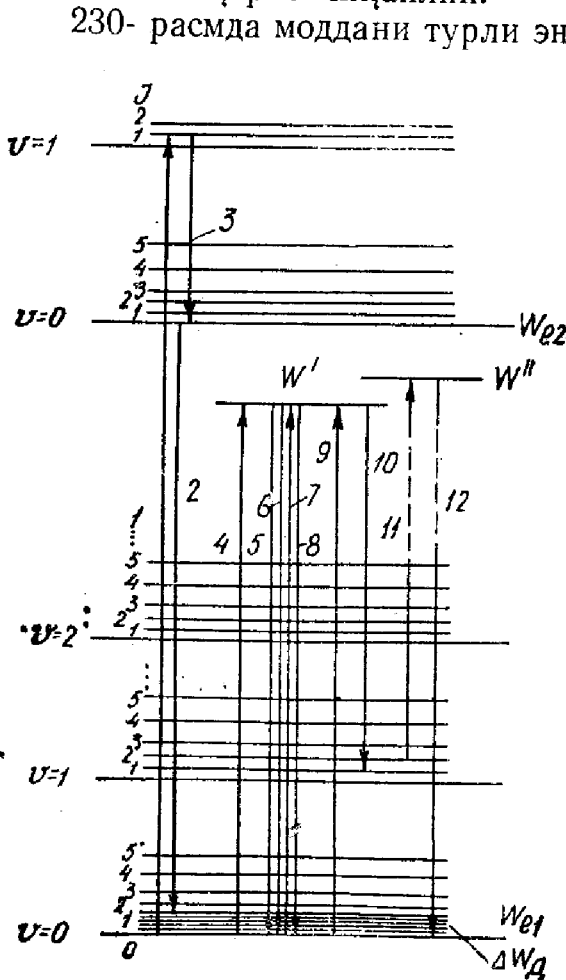
Ёруғлик сочилишининг элементар квант назарияси фотонларнинг модда зарралари билан тўқнашувини ва бунда фотон билан сочувчи зарра орасида импульс ва энергия алмашинувини ҳисобга олган ҳолда тузилиши мумкин. Модда ёруғликни сочганда ёруғлик тўлқини бир вақтда модданинг кўплаб зарралари билан ўзаро таъсирда бўлади, шунинг учун бундай ўзаро таъсир характерини аниқлаш учун модданинг тўлиқ энергия спектрини билиш керак. Умумий ҳолда модда молекулаларининг энергияси электрон, тебраниш ва айланиш энергияларига ажралиши мумкин бўлган энергиядир. Конденсияланган моддада флюктуацияларда тебраниши рўй берадиган молекулаларнинг ўзаро таъсир энергиясини ҳисобга олиш керак бўлади. Флюктуацияларнинг ўзини эса, кристалл панжараларининг тебраниши, яъни эластик тўлқинларнинг моддада тарқалиши сифатида қараш мумкин. Модданинг энергия спектридаги частота соҳаларида: 1) эластик тўлқинларнинг Дебай спектрига; 2) айланиш частоталари спектрига; 3) тебраниш частоталари спектрига ва 4) электрон спектрига тегишли соҳаларни ажратиш мумкин.

Энергия спектрининг Дебай соҳаси  $10^{10} \div 10^{11}$  гц частоталарни; айланиш спектр соҳаси —  $10^{11} \div 10^{13}$  гц частоталарни; тебраниш спектри соҳаси —  $10^{13} \div 10^{14}$  гц тартибидаги частоталарни ўз ичига олади. Электрон спектр частоталари  $10^{14}$  гц соҳадан юқорида ётади.

Санаб ўтилган бу соҳалар бир-бирини қоплаши мумкин, бироқ ана шу соҳалар бўйича ажралиш тамоман қонунийдир.

Тебраниш ва айланиш частоталарнинг ўзига хос томони шуки, уларнинг ўзаро ўтишида юзага келадиган энергия сатҳлари молекулалар ичидаги ўзаро таъсирларга мувофиқ келади ва шунга кўра, айрим зарралар ёки зарраларнинг унча катта бўлмаган группаларида локаллашади. Шунинг учун молекулалар ичидаги тебранма ва айланма ҳаракатлар моддада тўлқинсимон тарқалмайди. Модданинг айрим молекулаларининг тебраниши ва айланиши фазалари жиҳатидан бир-бири билан ўзаро боғланмаган. Бундан бу кўринишдаги ҳаракатлар (тебраниш ва айланиш) ўзаро таъсирлашгандаги сочилган нурга мос келувчи нурланиш когерент бўлмайди, деган хулоса чиқади. Аксинча, зичлик флюктуацияси туфайли бўладиган Дебай эластик-иссиқлик тебранишлари моддада тарқалади ва бу ҳаракатлардаги ёруғлик сочилиши модданинг турли ҳажмларидан чиқувчи нурланишнинг когерент бўлишига олиб келади. Дебай тўлқинларида бўладиган сочилиш зичлик флюктуацияларида бўладиган сочилишнинг ўзи, яъни Релей сочилиши бўлгани учун демак, релей сочилиши ёруғликнинг когерент сочилиши разрядига тегишли экан.

Ёруғлик ва модданинг умумий ҳолдаги ўзаро таъсир энергетик схемасини қараб чиқайлик.



230- расм.

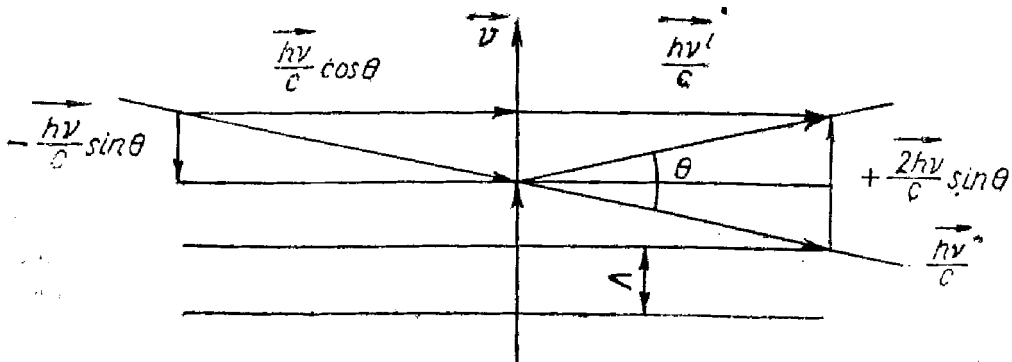
230- расмда моддани турли энергияли ёруғлик квантлари билан нурлатилганда ҳосил бўладиган сатҳ ва ўтишларнинг схемаси келтирилган. Бу ерда  $W_{e1}$ ,  $W_{e2}, \dots$  икки электрон энергия сатҳлари қийматларига мос келади. Турли энергияли тебраниш сатҳлари  $v = 0, 1, 2, \dots$  сонлар билан белгиланган,  $v$ —тебраниш квант сони, тебраниш сатҳлари устида  $J = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$  сонлар билан номерланган айланиш структураси кўрсатилган ( $J$ —айланиш квант сони). Биринчи электрон сатҳининг айланиш структурасидан пастда  $\Delta W_D$  энергия полосаси билан чегараланган Дебай спектрининг структураси кўрсатилган.

Агар моддага тушувчи ёруғлик кванти  $I$  кесма билан аниқланувчи энергияга эга бўлса, у ҳолда модданинг молекуласида  $W_{e1}$  пастки электрон сатҳидан (тебраниш-айланиш структуранинг қўшимча сатҳ-

ларидан биридан, мазкур ҳолда,  $\nu = 0, J = 0$  қўшимча сатҳидан) юқори электрон сатҳига, яъни тебраниш-айланиш структуранинг қўшимча сатҳига ( $\nu = 1, J = 1$ ) ўтиш содир бўлади. Молекуланинг  $\nu = 1, J = 1$  қўшимча сатҳдан  $\nu = 0, J = 0$  қўшимча сатҳга нурланишсиз ўтишидан сўнг (230-расмга қаралсин, 3-стрелка), электрон  $W_{e1}$  пастки электрон сатҳнинг тебраниш-айланиш структурасидаги бирор қўшимча сатҳга ўтади (2-стрелка), бунда флюоресценция ҳодисаси рўй беради.

Агар моддага тушувчи фотонлар электронларни пастки сатҳдан юқори стационар электрон сатҳларига ўтказолмасдан, уларни фақат стабил бўлмаган (виртуаль)  $W'$ , ёки  $W''$  ёки бошқа сатҳларга кўтариш имконига эга бўлса, у ҳолда флюоресценция ҳодисаси юз бермайди, электроннинг, пастки электрон ҳолатдаги тебраниш-айланиш структуранинг бирор қўшимча сатҳидан қайтишида эса, модда томонидан ёруғликнинг сочилиш ҳодисаси кузатилади. Электронни пастки  $W_{e1}$  электрон ҳолатидан  $W'$  виртуал сатҳга ўтишига (амалда электрон бу сатҳдан Дебай полосаси энергия сатҳининг бирор қўшимча сатҳи бир онда ўтади) (230-расмга қаралсин, 4-стрелка) ёруғликнинг релей сочилиши ҳодисаси мувофиқ келади. Бу кўринишдаги ёруғлик сочилишининг ўзига хос хусусияти шундан иборатки, бунда ёруғлик билан модданинг битта молекуласи эмас, балки модданинг Дебай гипертөвүш тўлқини тарқалувчи бутун бир соҳаси ўзаро таъсирлашади. Шундай қилиб, гап ёруғликнинг гипертөвүш (эластик) тўлқинда сочилиши ҳақида боради, бу схематик ҳолда 231-расмда тасвирланган. Бу ерда  $h\nu$ — тушаётган ёруғлик кванти ( $h\nu$  фотон энергияси),  $\Delta$ — Дебай гипертөвүш тўлқини узунлиги;  $L$ — тушаётган ёруғликнинг тарқалиш йўналиши,  $\hbar\Omega$ — шу Дебай тўлқинига мувофиқ келувчи гипертөвүш кванти;  $\Omega$ — гипертөвүш тебранишларининг циклик частотаси. Бутун ҳодисани фотон ва фонон ( $\hbar\Omega$  гипертөвүш кванти) нинг энергия ва импульснинг сақланиш қонунига мос ҳолда тўқнашуви деб талқин қилиш мумкин. Кўрилатган бу ҳодиса амалда рентген нурларининг кристалл панжараларда сочилиши билан айнийдир, рентген нурларининг бундай сочилиши, маълумки,

$$2d \sin \frac{\theta}{2} = \lambda' k \quad (72.1)$$



231- расм.

шартни қаноатлантирувчи  $\theta$  йўналишдагина ўринли эди, бунда  $d$  — атом қатламлари орасидаги масофа;  $\theta$  — тушаётган нур ва атом текислиги томонидан сочилган нур орасидаги бурчак;  $k$  — интерференция тартиби ( $k = 1, 2, \dots$ );  $\lambda'$  — ёруғликнинг муҳитдаги тўлқин узунлиги, яъни  $\lambda' = \lambda/n$ ,  $\lambda$  — ёруғликнинг вакуумдаги тўлқин узунлиги.

Бизнинг ҳолда  $d = \Lambda$ . У ҳолда (72.1) шарт  $k = 1$  учун

$$2\Lambda \sin \frac{\theta}{2} = \lambda \quad (72.2)$$

кўринишда ёзилади. 231-расмдан,  $\frac{\vec{h\nu'}}{c'}$  ( $c'$  — ёруғликнинг муҳитдаги тезлиги) сочилган квант импульси учун қуйидаги муносабатни ёзиш мумкин:

$$\frac{\vec{h\nu'}}{c'} = \frac{\vec{h\nu}}{c'} + \frac{2\vec{h\nu}}{c'} \sin \frac{\theta}{2}. \quad (72.3)$$

Сочилган фотон олган қўшимча  $2 \frac{\vec{h\nu}}{c'} \sin \frac{\theta}{2}$  импульс унга гипертовуш тўлқини томонидан берилган. У  $2 \frac{\hbar\Omega}{c'}$  катталиқка тенг бўлиши керак, чунки тўқнашувда ёруғлик кванти импульси иккиланма ўзгаради:  $-\frac{\vec{h\nu}}{c'} \sin \frac{\theta}{2}$  импульс йўқолади ва  $+\frac{\vec{h\nu}}{c'} \sin \frac{\theta}{2}$  импульс пайдо бўлади. Биринчи ва иккинчи қўшилувчига товуш квантининг катталиқлари бир хил бўлган импульслар берилиши мувофиқ келади. Ўз навбатида гипертовуш тўлқини  $-\frac{2\vec{h\nu}}{c'} \sin \frac{\theta}{2}$  импульс олади. Демак,

$$2 \frac{\hbar\Omega}{c'} = \frac{2h\nu}{c'} \sin \frac{\theta}{2} \quad (72.4)$$

бўлади.

$\frac{\vec{h\nu'}}{c'}$  векторнинг абсолют қиймати  $\frac{\vec{h\nu}}{c'}$  векторнинг абсолют қиймати билан  $\frac{2\vec{h\nu}}{c'} \sin \frac{\theta}{2}$  векторнинг унга бўлган проекцияси  $\frac{2h\nu}{c'} \sin^2 \frac{\theta}{2}$  ни қўшиш йўли билан аниқланади. Демак,

$$\frac{h\nu'}{c'} = \frac{h\nu}{c'} \pm \frac{2h\nu}{c'} \sin^2 \frac{\theta}{2},$$

бундан

$$\nu' = \nu \left( 1 \pm 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right). \quad (72.5)$$

$$\sin \frac{\theta}{2} = \frac{v}{c'} \quad (72.6)$$

бўлгани учун

$$v' = v \left( 1 \pm 2 \frac{v}{c} \sin \frac{\theta}{2} \right) \quad (72.7)$$

ёки

$$\Delta v = \pm 2v \frac{v}{c} \sin \frac{\theta}{2} \quad (72.8)$$

бўлади.  $c' = \frac{c}{n}$  орқали алмаштириб, (бунда  $n$  — муҳитнинг синдириш кўрсаткичи), қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\Delta v = \pm 2n v \frac{v}{c} \sin \frac{\theta}{2}.$$

Агар ёруғлик муҳитдан вакуумга чиқса, у ҳолда  $n \sin \frac{\theta}{2} = \sin \frac{\theta'}{2}$  деб ёзиш мумкин, бунда  $\theta'$  вакуумга тушаётган ва сочилган ёруғлик йўналиши орасидаги бурчак. У ҳолда  $\Delta v$  учун

$$\Delta v = \pm 2v \frac{v}{c} \sin \frac{\theta'}{2} \quad (72.8')$$

га эга бўламиз.

Демак, релей сочилишида сочилган нурда частоталарнинг  $\Delta v$  катталиқка силжиши кузатилади, шу билан бирга, бу катталик тушаётган нурга нисбатан сочилган нурнинг қандай бурчак остида кузатилишига боғлиқ бўлади. Сочилган нурда бир вақтда иккита  $v \pm \Delta v$  силжиган компонентлар кузатилади. Тажрибанинг кўрсатишича,  $v$  тушаётган нур частотали силжимаган компонент ҳам бўлар экан. Агар моддада турли тезликдаги эластик тўлқинлар тарқалиши мумкин бўлса, у ҳолда силжиган компонентларнинг сони иккидан кўп бўлади. Масалан, кристалларда ёруғлик сочилишида олтита силжиган компонент, суюқликларда эса иккита силжиган компонент кузатилиши керак. Кўрсатилган ҳодиса назарий жиҳатдан Мандельштам ва Бриллюэн томонидан айтилган, Гросс томонидан эса экспериментда қайд қилинган.

(72.7), (72.8) ва (72.8') формулалар сочилган нур частотасининг силжишини югурувчи гипертонус (дебай) тўлқинларида доплер эффекти натижаси сифатида тушунишга имкон беради. Агар сочилиш тўлқин тарқалиш йўналишида юз берса, у ҳолда сочилган ёруғлик частотаси ортади, ва аксинча. Бу назарий хулосани тажриба тасдиқлайди.

Моддага тушувчи ёруғлик кванти 9 электронни виртуал  $W'$  сатҳга уйғотган ҳолни кўрайлик (230- расм), бироқ бунда 10 аксинча ўтиш  $v = 1$  тебранувчан қўшимча сатҳда (ва шу структуранинг бирор айланиш қўшимча сатҳида) юз беради. Бундай ҳолда сочилган ёруғлик ҳам бошқа частотага эга бўлади, биз кўраётган конкрет ҳолда сочилган ёруғлик

$$hv' = hv - hv_{0i}, \quad (72.9)$$



тенгламага мувофиқ камайган частотага эга бўлади, бунда  $\nu$  — тушаётган ёруғлик частотаси;  $\nu'$  — сочилган ёруғлик частотаси;  $\nu_{0i}$  — тебранувчи частота. Бошқа ҳол, яъни юқорига  $11$  — виртуаль  $W''$  сатҳга ўтиш  $\nu = 0$  асосий тебраниш ҳолатидан эмас, балки  $\nu = 1$  уйғонган ҳолатдан содир бўлиш ҳоли ҳам бўлиши мумкин, пастга ўтиш  $12$  эса  $\nu = 0$  бўлган пастки тебранувчан қўшимча сатҳида содир бўлади. У ҳолда сочилган ёруғлик частотаси

$$h\nu'' = h\nu + h\nu_{0i} \quad (72.10)$$

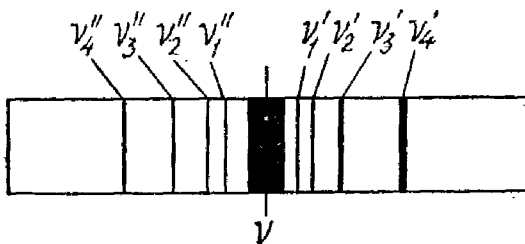
тенгламага мувофиқ ортади.

Дебай гипертовуш тўлқини билан ўзаро таъсирлашувда бўлган сочилишдан фарқли ўлароқ бунда когерент бўлмаган сочилиш юз беради, чунки айрим молекулаларнинг тебраниши бир-биридан изоляцияланган бўлиб, моддада тарқалмайди.

Бундай ҳолда сочилган ёруғлик частотаси тушаётган ёруғлик частотаси билан модданинг тебраниш частотаси комбинациясидан иборат бўлади, яъни:

$$\nu' = \nu - \nu_{0i}, \quad \nu'' = \nu + \nu_{0i}. \quad (72.11)$$

Мазкур ҳодиса умумий ҳолда ёруғликнинг комбинацион сочилиши деган номни олди. 232- расмда, молекуласи тўртта тебраниш частотасига эга бўлган моддадаги ёруғликнинг комбинацион сочилиш спектрограммаси келтирилган.



232- расм.

Тушаётган ёруғлик частотасининг тебраниш частоталари билан комбинациясидан ташқари яна айланиш частоталари билан комбинацияси ҳам бўлади, яъни ротацион комбинацияли сочилиш ўринли бўлади. Сочилган ёруғликдаги  $\nu'$  компонентлари флюоресценция ҳо-

дисасидаги сингари стоке компонентлари номини олди,  $\nu''$  компонент эса антистоке компонентлари номини олди. Уйғонган сатҳлардаги  $N_i$  молекулалар сонининг уйғонмаган сатҳлардаги  $N_0$  молекулалар сонига нисбати қуйидагига тенг:

$$\frac{N_i}{N_0} = \frac{g_i}{g_0} e^{-\frac{\Delta W_i}{kT}}, \quad (72.12)$$

(бунда  $g_0$  ва  $g_i$  лар  $W_0$  ва  $W_i$  сатҳларнинг статистик катталиклари), у ҳолда стоке ва антистоке компоненталарининг интенсивликлари ҳам шундай нисбатда бўлади.

Ёруғликнинг комбинацион сочилиш ҳодисасини классик тасаввур асосида ҳам тушунтириш мумкин. Ёруғликнинг сочилиши  $E$  ёруғлик тўлқинининг ташқи электр майдони таъсирида молекуланинг  $D^M$  диполь моментининг ўзгариши билан аниқланади:

$$D^M = \alpha \dot{E}, \quad (72.13)$$

бу ерда  $\alpha$  — молекуланинг қутбланувчанлиги,

$$E = E_0 \sin \omega t. \quad (72.14)$$

$E_0$  ва  $\omega$  — мос равишда тушаётган ёруғлик тўлқин электр майдони кучланганлигининг амплитудаси ва циклик частотаси. Молекулардаги тебранишлар туфайли қутбланувчанлик ҳам

$$\alpha = \alpha_0 + \sum \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)_0 q_i \quad (72.15)$$

қонун бўйича даврий тебранади, бунда  $\alpha_0$  — қутбланувчанликнинг доимий қиймати;  $\left( \frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)_0 q_i$  қутбланувчанлик ўзгариши бўлиб,  $q_i$  эркинлик даражасининг тебраниши билан белгиланади:

$$q_i = q_{i0} \cos \omega_i t \quad (72.16)$$

( $q_{i0}$  ва  $\omega_i$  — мос ҳолда молекуладаги  $i$ - тебраниш эркинлик даражасининг тебранишлар амплитудаси ва циклик частотаси).

(72.16) ни (72.15) формулага қўйиб, (72.14) ва (72.15) ифодаларни эса (72.13) га қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$D^M = \alpha_0 E_0 \sin \omega t + \sum \left\{ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)_0 q_{i0} E \sin (\omega - \omega_i) t + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)_0 q_{i0} E_0 \sin (\omega + \omega_i) t \right\}. \quad (72.17)$$

Ушбу формуладан кўриниб турибдики, молекула диполь моментининг ўзгаришига мос равишда сочилган ёруғликда силжимаган  $\omega$  частотали компонент ва, шунингдек, силжиган  $\omega - \omega_i$  ва  $\omega + \omega_i$  частотали компонентлар бўлади. (72.17) ифодадан компонентлар интенсивлигининг қийматларини ҳосил қилиш мумкин, бироқ улар жуда юқори температуралар учунгина тўғри бўлади, паст температуралар учун эса (72.12) муносабатни ҳисобга олиш керак.

Ёруғликнинг сочилиш ҳодисасидан модда молекуляр тузилишини ўрганишда кенг фойдаланилади.

### 73- §. Ёруғликнинг йирик зарраларда сочилиши

Ёруғликнинг йирик зарраларда сочилиш назарияси жуда мураккабдир. Бу ерда зарраларнинг ўлчамлари муносабати ва ёруғликнинг тўлқин узунлиги билан фарқ қилувчи бир неча ҳоллар бўлиши мумкин. Диэлектриклар, мутлақо шаффоф зарралар ва металл ўтказувчанлик хусусиятига эга бўлган зарралардаги сочилиш ҳодисалари жуда катта фарқ этади. Ниҳоят, ютувчан диэлектрик зарраларда сочилиш жуда ҳам мураккабдир.

Ўтказувчан зарраларнинг ўлчамлари ёруғлик тўлқин узунлигига яқин ёки ундан катта бўлган ҳоллар учун ёруғликнинг сочилиш назарияси немис физиги Ми, шунингдек, совет физиклари В. В.

Шулейкин, К. С. Шифрин ва бошқаларнинг ишларида ривожлан-тирилган. Математик ҳисоблашларнинг жуда улканлиги сабабли бу назариянинг сифатий хулосаларини қараб чиқиш билан чегаралана-миз.

Оптикавий жиҳатдан нобиржинслилик ўлчамлари (нобиржинс-лилик радиуси) ёруғлик тўлқин узунлигидан анча кичик бўлганда-ги релей сочилишида сочилган ёруғлик интенсивлиги  $\lambda$  нинг тўр-тинчи даражасига тескари пропорционалдир, яъни

$$I \sim \lambda^{-4}. \quad (73.1)$$

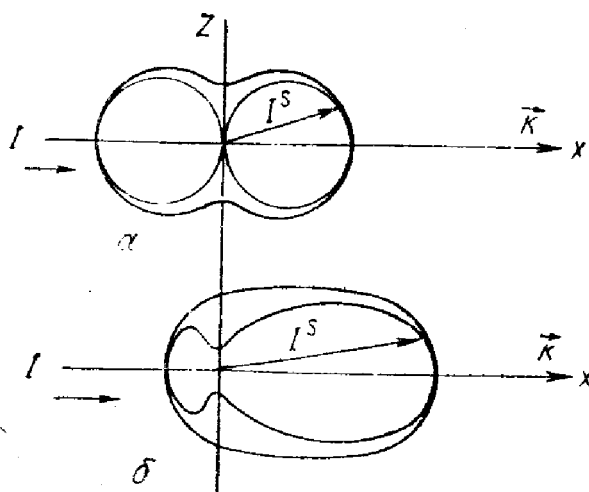
Нобиржинслиликларнинг бошқа ўлчамларида бу қонун нотўғри, умумий ҳолда эса

$$I \sim \lambda^{-p}, \quad (73.2)$$

боғланиш ўринли бўлади, бунда  $p < 4$  ва нобиржинслилик ўлчамла-рининг ортиши билан кичраяди.

Ёруғлик тўлқин узунлигидан унча катта бўлмаган шаффофмас зарраларда сочилиш ҳодисасини дифракцион ҳодиса сифатида қа-раш ва уларни сферик, эллиптик ва бошқа мунтазам шаклдаги зарралар учун математик ҳисоблаб чиқиш мумкин. Зарраларнинг ўлчами ортган сари дифракцион эффектга «геометрик эффектлар», яъни зарра сиртидан қайтиш ҳодисаси ва синиш ҳодисаси қўшилади.

Зарраларнинг ўлчамлари ёруғлик тўлқини узунлигидан жуда катта ва зарралар шаффоф бўлса, у ҳолда сочилиш кўпчилик ҳол-ларда ёруғликнинг зарра сиртига тушиши ва ундан ташқарига чи-қишида синишидаги геометрик эффектлар билан аниқланади. Йирик зарраларда сочилишга доир барча ҳолларда сочилган нур интенсив-лигининг қутбий диаграммаси тушаётган нурнинг тарқалиш йўна-лишида чўзилган бўлиб қолади. 233- расм, а да Релей сочилиши учун ёруғлик сочилишининг диаграммаси келтирилган. Ташқи эгри чи-зиқ  $x, y$  текислигида сочилган нурланишнинг йиғинди интенсивли-гини беради. Ички эгри чизиқ тушаётган ёруғликнинг электр век-



233- расм.

тори  $Z$  ўқиға параллел бўл-ган компонентда сочилган интенсивликни беради. 233- расм, б да олтиннинг ўлчам-лари  $\rho \approx 300 \lambda$  (160 мкм) бўл-ган коллоид зарраларида сочилган ёруғликнинг диа-граммаси келтирилган. Диа-граммада сочилган нурнинг  $I$  тушаётган ёруғликнинг тарқалиш томони йўналиши-да кескин йўналганлиги кў-риниб турибди. Агар зарра-лар шундай ўлчамда бўлса-ки, бунда

$$\frac{\rho}{\lambda} \geq 10 \quad (73.3)$$

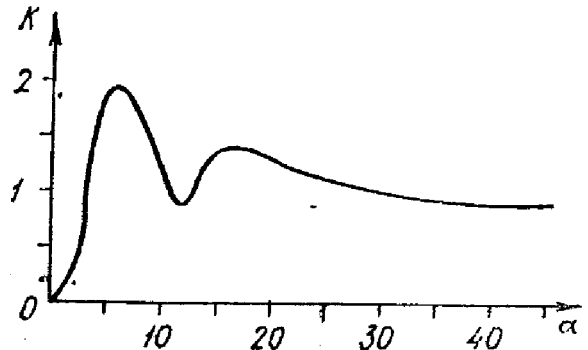
шарт бажарилса, у ҳолда сочилган ёруғлик интенсивлиги ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқ бўлмай қолади. Шунинг учун бундай муҳит сочилаётган ёруғлик (агар муҳит зарралари ютилиш поласаларига эга бўлмаса) релей сочилишидаги сингари ранг олмайди. Ёруғлик туманларда сочилганда шундай ҳодиса кузатилади, шунинг учун туманлар оқ рангда бўлади.

Хира муҳит орқали ўтганда ёруғлик худди ютилишда қандай қонунга мувофиқ заифлашса, худди шундай, яъни:

$$I = I_0 e^{-2\pi N_1 \rho^2 k z} \quad (73.4)$$

қонунга мувофиқ заифлашади, унда  $I_0$  — муҳитга кирувчи ёруғлик интенсивлиги;

$I$  — ёруғликнинг  $z$  қатлам қалинлигини ўтгандан сўнгги интенсивлиги;  $N_1$  —  $1 \text{ см}^3$  хира муҳитдаги зарралар сони;  $\rho$  — зарра радиуси,  $k$  — ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқ бўлган функция. Стрэттон ва Хаутон ютилишни ҳисобга олмасдан сув томчиси учун  $k$  функцияни ҳисоблаб чиқдилар. Ҳисоблашлар натижаси 234-расмда график шаклда келтирилган. Бу ерда  $k$  нинг  $\alpha$  параметрга боғлиқлиги келтирилган.  $\alpha$  нинг ўзи эса



234-расм.

$$\alpha = \frac{2\pi\rho}{\lambda} \quad (73.5)$$

ифода билан аниқланади.

Графикдан  $\alpha$  нинг 40 дан юқори қийматларида  $k$  нинг  $\alpha$  га амалда боғлиқ бўлмай қолишини кўриш мумкин. Агар бунда  $\rho = \text{const}$  деб, ва фақат  $\lambda$  ўзгаради деб олинса, у ҳолда сочилиш интенсивлиги ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқ бўлмай қолади.

Х боб

## ЧИЗИҚЛИ БЎЛМАГАН ОПТИКА

### 74-§. Модданинг чизиқли бўлмаган қутбланиши чизиқли бўлмаган ёруғлик ҳодисаларининг сабабчиси

Чизиқли бўлмаган ёруғлик ҳодисалари ёруғликнинг модда билан ўзаро таъсирлашувида юзага келади. Бундай ўзаро таъсирнинг муҳим элементи нурланиш тарқаладиган муҳитнинг қутбланувчан-

лигидир. Нурланишнинг когерент бўлмаган ёруғлик манбаларига мувофиқ келувчи оддий интенсивликларида модданинг электр қутбланиши ташқи электр майдони билан:

$$P = \chi E \quad (74.1)$$

қонунга мувофиқ чизиқли боғланган, бунда  $\rho$  — кучланганлиги  $E$  бўлган ташқи электр майдони таъсир этаётган модда ҳажм бирлигининг диполь моменти. Ҳозирча, муҳитни изотроп деб оламиз. Агар модданинг битта зарраси (атом, молекула ва ҳ. к.) га тўғри келадиган қутбланувчанликни  $\alpha$  билан белгиласак, у ҳолда  $P$  учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$P = N\alpha E, \quad (74.2)$$

бунда  $N$  — ҳажм бирлигидаги зарралар сони.  
Демак:

$$\chi = N\alpha. \quad (74.3)$$

Бундан ташқари,

$$\begin{aligned} \epsilon &= 1 + 4\pi\chi \\ \epsilon &= n^2 \end{aligned} \quad (74.4)$$

муносабат ўринли бўлади. (74.1) — (74.4) муносабатлар чизиқли оптика учун характерли. Умумий ҳолда  $\alpha$ ,  $\chi$ ,  $\epsilon$  ва  $n$  комплекс катталиклар бўлиши мумкин.  $P$  ва  $E$  орасидаги чизиқли боғланиш чизиқли оптиканинг дисперсия, ютилиш, сочилиш ва улар билан боғлиқ бўлган бошқа ҳодисаларда намоён бўлувчи барча ўзига хосликни белгилаб беради.

13- § да  $P$  ва  $E$  лар орасидаги боғланишнинг чизиқли бўлмагандаги ҳоли учун ёруғлик ва модда ўзаро таъсирининг баъзи натижалари қисқача баён этилган эди. Ёруғлик чизиқли бўлмаган қутбланишли муҳитда тарқалганда олий гармоника, йиғинди ва айирма частоталар, ёруғлик тўлқинларининг детектирланишига эквивалент бўлган статистик қутбланиш (13, 9 формула) юзага келар эди. Бироқ у ерда бу нарса жуда юзаки қаралган эди.

Бу бобда ҳозирги замон фани ва техникасида катта роль ўйнайдиган асосий чизиқли бўлмаган ёруғлик ҳодисаларини бирмунча батафсил қараб чиқамиз. Улар қаторига қуйидагилар киради:

- а) «оптикавий детекторлаш» ёки ёруғлик тўлқинлари билан статистик электр қутбланишни ҳосил қилиш;
- б) гармоникаларни генерациялаш, яъни  $\omega$  частотали ўтувчи ёруғлик тўлқини билан иккиланган, учланган ва тобора юқори частоталарни уйғотиш;
- в) кенг спектр диапазонидаги частоталарни ўзгартириш;
- г) чизиқли бўлмаган оптикавий муҳитда ёруғликни ўз-ўзидан фокуслаш;
- д) ёруғликнинг кўп фотонли ютилиши;
- е) ёруғликнинг мажбурий сочилиши.

Чизиқли бўлмаган ёруғлик ҳодисалари нурланиш қувватининг шундай қийматларида юзага келадики, бунда ёруғлик тўлқинларидаги электр майдон кучланганлиги молекулалар ичидаги  $10^8$  —  $10^9$  в/см тартибли электр майдон кучланганлиги билан тенглашади. Замоновий лазерлар электр майдони  $10^7$  в/см катталиққа эриша оладиган нурланишлар олишга имкон беради. Бундай майдон кучланганликларида чизиқли бўлмаган ёруғлик процесслари авж олади. Бунда муҳитнинг қутбланиши (74.1) чизиқли формула билан ифодаланмайди, балки ёруғлик тўлқинидаги электр майдон кучланганлигининг чизиқли бўлмаган

$$P = \chi E + \chi' E^2 + \chi'' E^3 + \dots \quad (74.5)$$

функцияси ҳисобланади, бунда  $\chi$ ,  $\chi'$ ,  $\chi''$  — мос равишда чизиқли, квадратик, кубик қутбланишларнинг қутбланиш электр қабулчанлик коэффицентлари. Қелгусида биз қутбланишнинг кубик қутбланишдан юқори бўлмаган ҳолларини қараб чиқиш билан чегарала- намиз, яъни қутбланиш:

$$\begin{aligned} P &= \chi E + \chi' E^2, \\ P &= \chi E + \chi'' E^3 \end{aligned} \quad (74.6)$$

формулалар билан ёзилиши мумкин бўлган ҳодисаларни ўрганамиз.

Бундай ҳолларда, табиийки, 3- гармоникагача генерация ва у билан боғлиқ бўлган эффектлар ҳосил бўлади.

Чизиқли бўлмаган ёруғлик процесслари икки синфга ажралади: улардан бири чизиқли бўлмаган эффект кузатилаётган муҳит дисперсиясига боғлиқ бўлади, иккинчиси эса дисперсияга боғлиқ бўлмайди.

Биринчи ҳолда чизиқли бўлмаган ёруғлик ҳодисалари юзага келиши учун (масалан, гармоникаларнинг генерацияси, частоталарнинг ўзгариши ва ҳ. к.) тўлқин синхронизми бўлиши зарур, яъни тушаётган тўлқини билан бошқа частотали уйғонган тўлқин орасидаги фазалар фарқи уларнинг бутун тарқалиши давомида ўзгармас сақланиши шарт. Шу шарт чизиқли бўлмаган қутбланувчи махсус кристаллар ёрдамида амалга оширилади.

## 75-§. Оптикий детекторлаш ва гармоникалар генерацияси

Агар ёруғлик тўлқинлари тарқаладиган муҳит (74.6) формуланинг биринчи тенгламаси билан ифодаланган қутбланувчанликка эга бўлса, у ҳолда унда электр майдон кучланганлиги катта ёруғлик тўлқини тарқалишида статик қутбланиш ва тўлқинлар синхронизацияси шароитида эса нурланишнинг иккинчи гармоникаси содир бўлади.

Тўлқин қуйидаги

$$E = E_0 \sin(\omega t - kz) \quad (75.1)$$

ифода билан берилган деб фараз қилайлик, бунда  $k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$ ;  $\lambda$  —

ёруғлик тўлқини узунлиги;  $v$  — тўлқиннинг муҳитдаги фазавий тезлиги. У вақтда (75.1) ни (74.6) даги биринчи формулага қўйиб:

$$P = \chi E_0 \sin(\omega t - kz) + \frac{\chi' E_0^2}{2} - \frac{\chi' E_0^2}{2} \cos(2\omega t - k'z) \quad (75.2)$$

ни ҳосил қиламиз.

Шундай қилиб, муҳитнинг қутбланишида учта ҳад бўлади. Биринчи ҳад тушаётган тўлқин частотасида тебранувчи қутбланиш тўлқинини ифодалайди. Иккинчи ҳад ёруғлик тўлқинининг чизиқли бўлмаган квадратик эффекти туфайли юзага келган статик қутбланишни беради. Статик қутбланишнинг пайдо бўлишини оптикавий детекторлаш деб аталади ва у турли асбоблар билан қайд қилиниши ҳамда,  $\chi'$  ва  $E_0$  ларни ўлчашда фойдаланилиши мумкин.

Учинчи ҳад иккиланган  $2\omega$  частотали қутбланиш тўлқини унинг  $k'$  янги тўлқин сони умуман айтганда  $2k$  га тенг эмас. Агар тўлқиннинг  $\omega$  частотадаги  $v$  фазавий тезлиги  $2\omega$  частотадаги  $v'$  фазавий тезликка тенг бўлганда эди,  $k'$  тўлқин сони  $2k$  га тенг бўлиши мумкин эди.  $v$  ва  $v'$  ларнинг фарқи туфайли  $k' \neq 2k$ . Бунинг натижасида  $\omega$  частотали ва  $2\omega$  частотали тўлқинлар  $\Delta z$  йўл кесмасини ўтганда улар орасида

$$\Delta\varphi = \Delta z (k' - 2k), \quad (75.3)$$

фаза фарқи ҳосил бўлади ва бу ҳол тўлқин синхронизмини бузади.

Бу шунга олиб келадики, тушаётган тўлқин энергиясининг  $\Delta\varphi$  ортган сари ( $\omega$  частотали) тушаётган тўлқиндан иккинчи гармоникадаги ( $2\omega$  частотали) тўлқинга сакраши камайиб боради.  $\Delta\varphi = 2\pi$  бўлганда, яъни тўлқинлар

$$\Delta z_k \geq \frac{2\pi}{k' - 2k} \quad (75.4)$$

бўлган  $\Delta z_k$  га тенг йўлни ўтганда энергия ўтиши тўхтайтиди. Бу шартга эришилганда тўлқин синхронизми шарт бузилади ва иккинчи гармоника генерацияси тўхтайтиди. Ҳисоблашнинг кўрсатишича, тушаётган тўлқинининг иккинчи гармоникага узатиладиган қувват тахминан

$$P' \approx \frac{k^2 \chi'^2 P^2 \Delta z^2}{4} \frac{\sin^2 \left\{ \frac{k' - 2k}{2} \Delta z \right\}}{\left\{ \frac{k' - 2k}{2} \Delta z \right\}^2} \quad (75.5)$$

формула билан ифодаланади, бунда  $P$  — тушаётган тўлқиннинг нурланиш қуввати.

Генерация максимуми қуйидаги

$$k' = 2k,$$

$$v' = v$$

$$(75.6)$$

шартда амалга ошади.

Бу ҳолда  $\Delta z \rightarrow \infty$ , яъни тўлқин синхронизми исталганча катта узунликда ўринли бўлади ва (75.5) формула

$$P' = \frac{k^2 \chi'^2 P^2 \Delta z^2}{4}, \quad (75.7)$$

кўринишни олади, яъни иккинчи гармоника қуввати нурланиш бўлаётган чизиқли бўлмаган муҳит узунлигининг квадратиغا, тушаётган тўлқиннинг тўлқин сони квадратиغا, чизиқли бўлмаган қабул қилувчанлик квадратиغا ва тушувчи тўлқин қувватининг квадратиغا пропорционал ортади.

(75.6) шартни таъминлаш учун чизиқли бўлмаган муҳит сифатида калий дигидрофосфат кристалидан ( $\text{KN}_2\text{PO}_4$ ) фойдаланиш таклиф қилинган, у кристалл КДР деб белгиланади. Унинг квадратик қабулчанлиги  $\chi' = 3 \cdot 10^{-9}$  СГСЭ га тенг. КДР кристаллар группасига қатор дигидрофосфат кристаллари киради. Улар ҳам пьезо-электр хоссасига эгадирлар.

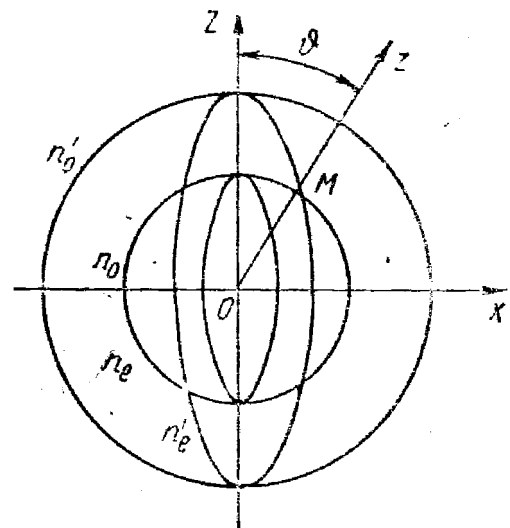
Бундай кристалларда тўлқин синхронизми шarti бажарилиши учун тушаётган ёруғлик тўлқини ( $\omega$  частота) шундай қутбланиши керакки, кристалларда бу тўлқин оддий тўлқин сифатида тарқалсин ва  $n_o$  синдириш кўрсаткичига эга бўлсин.

Оптикавий ўққа нисбатан маълум  $\vartheta$  бурчак бўлганда иккинчи гармоника ( $2\omega$  частота) тушаётган тўлқин тезлигига эга бўлади, фақат бунда унинг қутбланиши бу кристаллдаги оддий бўлмаган тўлқинга мувофиқ келади. Бу йўналиши учун унинг синдириш кўрсаткичи  $n'_e(\vartheta)$  бўлади. Демак, тўлқин синхронизми ва иккинчи гармониканинг интенсив уйғониши қуйидаги

$$n_o = n'_e(\vartheta) \quad (75.8)$$

шартда юз беради.

235- расмда  $OZ$  оптик ўққа  $\vartheta$  бурчак остида ориентирланган  $z$  йўналиш учун бу ҳол тасвирланган: худди шу  $Oz$  йўналишида тўлқин синхронизми содир бўлади.  $n_o$  ва  $n'_e$  синдириш кўрсаткичлари сиртларининг кесишиш нуқтаси  $M$  иккинчи гармоника тўлқинининг тарқалиш йўналишини белгилайди. Биз кўраётган ҳолда  $n'_e(2\omega) > n_o(\omega)$ ,  $n'_e(2\omega) > n_e(\omega)$ , яъни нормал дисперсия ўринлидир. Гармоникалар генерацияси кичик бурчак интервалида амалга ошади, чунки  $\vartheta$  йўналишдан четлашилган ҳамон тўлқин синхронизми тез бузилади ва натижада генерация шarti бузилади.



235- расм.



76- §. Ихтиёрий частотадаги когерент ёруғлик генерацияси (параметрик генерация) ва частоталарни ўзгартириш

(75.6) тўлқин синхронизм шарти хусусий ҳоллардан бирини ифодалайди. Умумий ҳолда бериладиган  $\omega$  тўлқин частотаси билан иккинчи нурланишнинг частоталаридан бири  $\omega'$  нинг қўшилиши ҳисобига (13.9) формулада кўрсатилганидек ихтиёрий частоталарни генерация қилиш мумкин.

Фараз қилайлик, чизиқли бўлмаган кристаллда квадратик но-чизиқлилик билан катта солиштирма қувватли ( $1 \text{ см}^2$  га тўғри келган қувват) ясси тўлқин тарқалмоқда:

$$E_1 = E_{01} \sin (\omega_1 t - k_1 z). \quad (76.1)$$

Бу тўлқин билан бир вақтда мазкур йўналишда бошқа ясси тўлқин тарқалади:

$$E_2 = E_{02} \sin (\omega_2 t - k_2 z). \quad (76.2)$$

Кристалл модданинг қутбланиши қуйидаги

$$P = \chi E + \chi' E^2 \quad (76.3)$$

ифода билан берилади.

Кристаллга тушаётган йиғинди майдон

$$E = E_1 + E_2. \quad (76.4)$$

(76.4) ни (76.3) га қўйиб ёзамиз ва қуйидагига эга бўламиз:

$$P = \frac{\chi'}{2} (E_{01}^2 + E_{02}^2) + \chi E_{01} \{\sin \omega_1 t - k_1 z\} + \chi E_{02} \sin \{\omega_2 t - k_2 z\} - \frac{\chi' E_{01}^2}{2} \cos \{2\omega_1 t - k_1 z\} - \frac{\chi' E_{02}^2}{2} \cos \{2\omega_2 t - k_2 z\} + \chi' E_{01} E_{02} \times \times \cos \{(\omega_1 - \omega_2) t - k' z\} - \chi' E_{01} E_{02} \cos \{(\omega_1 + \omega_2) t - k'' z\} \quad (76.5)$$

(76.5) ифодадан кўринадики, дастлабки частоталар билан биргалликда яна статик қутбланиш (ҳар икки частотанинг детектирланиши) юзага келади,  $2\omega_1$  ва  $2\omega_2$  частоталарда иккинчи гармоника, ва шунингдек, йиғинди ва айирма частоталар вужудга келиши ҳам мумкин.

$\omega_1$  частотадаги тўлқинни катта қувватли деб олганимиз учун биринчи галда детектирланади, шунингдек, агар тўлқин синхронизмига эришилган бўлса,  $\omega_1$  учун иккинчи гармоника вужудга келиши ҳам мумкин. Бизни ҳозирча  $\omega_1 - \omega_2$  ва  $\omega_1 + \omega_2$  частоталардаги генерация шарти қизиқтиради. Масалан,  $\omega'' = \omega_1 + \omega_2$  частота ва  $k''$  тўлқин сонига эга бўлган тўлқин учун тўлқин синхронизми шартини қараб чиқамиз. Бу ерда тўлқин синхронизми шарти

$$v_1 = \frac{\omega_1}{k_1} = \frac{\omega''}{k''} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{k''} \quad (76.6)$$

мунсabat билан ифодаланади.

Бу ердан:

$$k'' = k_1 \left( 1 + \frac{\omega_2}{\omega_1} \right) \quad (76.7)$$

га эга бўламиз.

Агар  $\omega_2 \ll \omega_1$  бўлса, у ҳолда  $\omega_2$  паст частотали нурланишнинг  $\omega'' = \omega_1 + \omega_2$  юқори частотали нурланишга «айланиши» содир бўлади.  $\omega_1 = \omega_2$  бўлганда иккинчи гармоника генерацияси содир бўлади. Юқорида кўриб чиқилганлардан, спектрнинг кенг диапазонида текис ўзгарувчи частотали когерент нурланиш генерацияланиши мумкин экан, деган хулоса чиқади. Шу билан бирга, (76.5) формула  $\omega'' = \omega_1 + \omega_2$  частотада содир бўладиган  $\omega_2$  нурланишнинг кучайиши мумкинлигини кўрсатади, бунда амплитуда бўйича кучайтириш коэффициенти  $E_{01}$  тўлқин амплитудасига ва  $\chi'$  қабулчанлик коэффициентиға пропорционалдир. Шундай қилиб, кучайтириш частотани спектрнинг узун тўлқинли соҳасидан қисқа тўлқинли соҳасига ўзгартириш билан бажарилади, бу масалан, инфрақизил спектр соҳасида етарлича самарали бўлмаган нурланишларни қайд қилиш мақсади учун жуда ҳам қулайдир.

### 77-§. Ёруғликнинг ўз-ўзидан фокусланиши

Қутбланиш катталигида куб даражали ҳади сезиларли роль ўйнайдиган чизиқли бўлмаган оптикавий ҳодисаларни кўрайлик. Биз бунда гармоникалар генерацияси учун тўлқин синхронизми шарти бажарилмайди ва уни ҳисобга олмаслик мумкин деб олайлик. У вақтда муҳитда фақатгина асосий частотадаги тўлқин тарқалади. Куб даражали ҳад билан аниқланувчи қутбланиш қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$P_3 = \chi'' E_0^3 \sin^3 (\omega t - kz) = \frac{3}{4} \chi'' E_0^3 \sin (\omega t - kz) - \frac{1}{4} \chi'' E_0^3 \sin 3 (\omega t - kz). \quad (77.1)$$

Бизни фақатгина  $\omega$  частотали ҳад қизиқтиради. Электр индукция  $P$  қутбланиш вектори билан қуйидаги формула ёрдамида (бу ерда  $\chi'$  ҳад ҳисобга олинмайди) боғланади:

$$D = \epsilon E = E + 4\pi P. \quad (77.2)$$

$P$  катталик учун бу ҳолда:

$$P = P_1 + P_3 = \chi E + P_3 \quad (77.3)$$

деб ёзиш мумкин.

(77.1) формуладан  $P_3$  учун фақатгина  $\omega$  частотали тўлқинни оламиз, чунки биз ҳозир гармоникаларни қарамаймиз. У ҳолда  $D$  учун қуйидагига эга бўламиз:

$$D = E + 4\pi\chi E + 3\pi\chi'' E_0^2 E =$$

$$= \{1 + 4\pi\chi + 3\pi\chi'' E_0^2\} E, \quad (77.4)$$

бунда  $E = E_0 \sin(\omega t - kz)$ .

(77.4) ифодадаги қавс ичидаги катталикни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\epsilon = n^2 = 1 + 4\pi\chi + 3\pi\chi'' E_0^2. \quad (77.5)$$

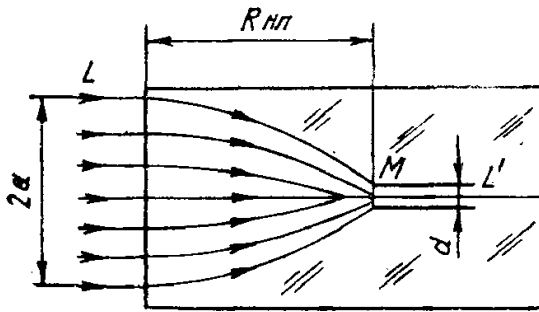
Бундаги  $\epsilon_0 = 1 + 4\pi\chi = n_0^2$  катталик оддий «чизиқли» синдириш кўрсаткичини ифодалайди. Бундай ҳолда

$$n^2 = n_0^2 \left( 1 + \frac{2n_2}{n_0^2} E_0^2 \right), \quad (77.6)$$

бунда  $n_2 = \frac{3\pi\chi''}{2}$ . Энди  $\frac{2n_2}{n_0^2} E_0^2 \ll 1$  бўлгани учун  $n$  нинг ифодаси қуйидагича бўлади:

$$n = n_0 + n_2 E_0^2, \quad (77.7)$$

Шундай қилиб, модданинг синдириш кўрсаткичи тўлқин амплитудасининг квадратиға ёки бошқача айтганда  $1 \text{ см}^2$  га тўғри келган қувватға боғлиқ бўлиб қолади. Фронт бўйлаб чегараланган ёруғлик дастасининг интенсивлиги ҳамма вақт даста ўқи бўйлаб каттароқ бўлгани учун синдириш кўрсаткичи ҳам (77.7) га асосан даста ўқида катта қийматга ва унинг чеккаларида пасайиб боради. Бунинг натижасида тўлқин тезлиги чекка қисмларида ўқдагига қараганда катта бўлади, бу ҳол тўлқин фронтининг даста ўқиға нисбатан эгилишиға сабаб бўлади.



236- расм.

Демак, дастанинг ўз-ўзидан фокусланиши деб номланган ҳодиса рўй беради, бу ҳодисанинг сабаби тўлқиннинг ўзидир. 236- расм айтилганларни тушунтириб беради. Катта қувватли  $L$  ёруғлик дастаси суяқлик солинган  $Q$  кюветға тушади, унинг синдириш кўрсаткичи (77.7) формула билан ифодаланади.  $L$  даста суяқлик орқали ўтиб, кюветға кириш қисмидан  $R_{нл}$  масофада бўлган  $M$  нуқта яқинида фокусланади.  $R_{нл}$  масофа ўз-ўзидан фокусланишнинг эффектив узунлиги деб аталади. Бу катталик:

$$R_{нл} = \frac{a}{2} \sqrt{\frac{n_0}{n_2 E_0^2}} \quad (77.8)$$

формула билан аниқланади.

Сўнгра ёруғлик дастаси  $d$  диаметри ингичка канал бўйлаб тарқалади ва ўзига хос оптик тўлқин ўтказгич бўлиб қолади. Ёруғлик каналга ўхшаш бу тўлқин ўтказгич ичида тарқалади, шу туфайли дифракция ҳодисалари бунда тамомила йўқолади. Ўз-ўзидан фокусланиш ҳодисаси ёруғлик дастасининг зичлик қуввати жуда кучайиб кетишига сабаб бўлади ва моддада ўз-ўзидан фокусланиш ҳодисаси бўлмаса юзага келмайдиган чизиқли бўлмаган ёруғлик ҳодисаларининг келгусида кучайишини белгилаб беради.

### 78- §. Кўп фотонли ютилиш ва ионизация (фотоэффект)

Ёруғлик ютилишининг квант назарияси шунга асосланадики, моддага тушувчи  $h\nu$  ёруғлик кванти энергияси амалда бу модданинг энергия сатҳларининг фарқига тенг

$$h\nu = W_n - W_1 \quad (78.1)$$

катталиққа эга бўлганда ютилиш ҳодисаси сезиларли намоён бўлади, бунда  $W_1$  ва  $W_n$  — қуйи ва уйғонган сатҳлар энергияси.

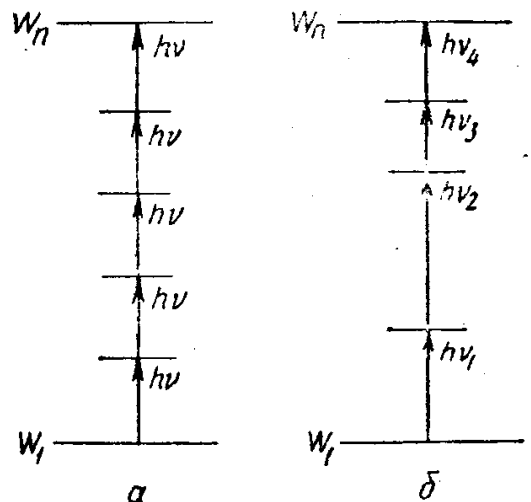
Ёруғлик ва модданинг ўзаро таъсирлашишидаги ҳар бир элементар актда битта фотон ютилади ва шунинг учун ҳам процесс бир фотонли ҳисобланади. Модда катта ҳажмий зичликдаги нурланиш берувчи лазерларда ҳосил қилинадиган катта қувватли ёруғлик оқими билан нурлатилганда битта элементар актда бир неча фотонлар ютилиши мумкин, бунда қуйидаги

$$N h\nu = W_n - W_1 \quad (78.2)$$

шарт бажарилади. Бу ҳолда кўп фотонли ютилиш бўлади. Бунда ҳар бир фотон энергиясининг қиймати бир фотонли ютилиш актида фотон ютадиган энергиядан  $N$  марта кам бўлади. Кўп фотонли ютилиш процесслари фақат бир сортли фотонлар бўлгандагина эмас, балки турли энергияли фотонлар аралашмаси бўлганда ҳам юз бериши мумкин. Масалан, қуйидаги

$$h\nu_1 + h\nu_2 = W_n - W_1 \quad (78.3)$$

тенгламани қаноатлантирувчи икки фотонли ютилиш бўлиши мумкин. Бир хил  $h\nu$  квантли кўп фотонли ютилиш схемалари 237-а расмда, турли квантлар бўлгандаги ютилиш схемаси эса 237-б расмда келтирилган. Агар  $W_n = W_i$  сатҳ (бунда  $W_i$  — ионизация энергияси) бўлса, яъни бу сатҳ энг юқори энергияли бўлса, у ҳолда фотонлар энергиясининг  $N h\nu$  йиғиндиси  $W_i$  дан катта қийматга эришганда атом (молекула ва ҳ.к.) нинг ионланиши юз беради.

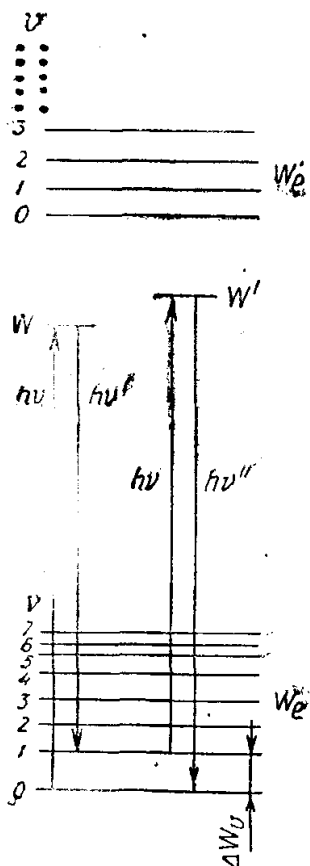


237- расм.

Бундай ионланиш кўп фотонли ионланиш (кўп фотонли фотоэффект) бўлади. Агар бундай ионланиш газ ёки конденсирланган диэлектрикда юз берса, у ҳолда жуда катта энергия зичлигида ёруғлик нурланишининг электр майдони таъсирида учқун тешилиши (пробой) рўй бериши мумкин. V расмда бу ҳодисанинг фотосурати келтирилган. Линза олдидаги фазода линза томонидан лазер нурланишининг кучли импульси фокусланган нуқтада равшан чақнаш кўринади. Бу ерда баён этилган кўп фотонли процесслар турли-тумандир ва уларни ўрганиш ёруғлик ва модда ўзаро таъсирига оид янги, муҳим томонларини очиб беради.

### 79-§. Ёруғликнинг мажбурий сочилиши

Агар муҳит зарралари (молекулалари)  $\Omega$  — хусусий тебранишлар частотасига эга бўлса, у ҳолда бу муҳит орқали кучли электромагнит нурланиши ўтганда молекуляр тебранишларнинг тушувчи ёруғлик тўлқини электр майдони тебранишлари билан ўзаро таъсири вужудга келиши мумкин. Бу ўзаро таъсирлар амалга ошиши  $W$  ва  $W'$  виртуал сатҳларга электрон ўтишларида (238- расмга қаралсин) ва  $W_e$  қуйи электрон сатҳидаги тебранувчи қўшимча сатҳга аксинча ўтишларда молекулага уйғотувчи квантнинг бир қисми  $\hbar\Omega = \hbar\nu - \hbar\nu' = \Delta W_e$  энергияси узатилиши ҳисобига рўй беради. Тушаётган ёруғлик тўлқини юксак даражада когерент бўлгани учун унинг уйғотган турли молекулаларининг молекуляр тебранишлари ҳам ўзаро когерент бўлади. Шундай қилиб,  $\omega$  частотали тушаётган ёруғлик тебранишлари  $\omega'$  частотали сочилган ёруғлик тебранишлари ва  $\Omega$  частотали молекуляр тебранишлар билан ўзаро таъсирлашади.  $\omega$  ва  $\omega'$  частотали тўлқинларнинг чизиқли бўлмаган ўзаро таъсири



238- расм.

$$\left. \begin{aligned} \Omega &= \omega - \omega', \\ \omega''' &= \omega + \omega' \end{aligned} \right\} \quad (79.1)$$

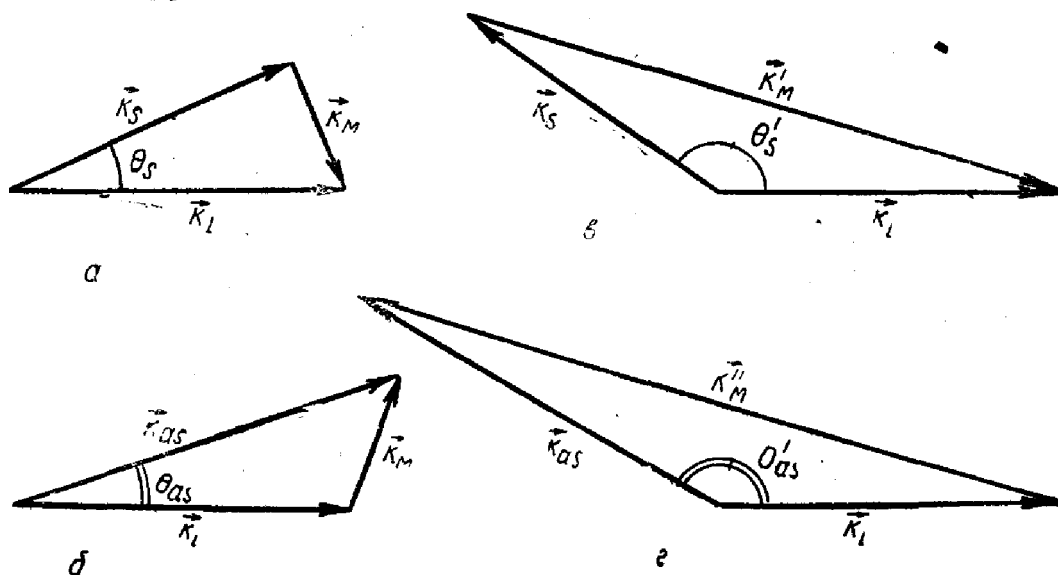
частотали нурланиш беради, шунингдек, бу частоталарда когерент молекуляр тебранишлар уйғотади.  $\omega'''$  тебранишлар частотаси амалда иккинчи гармоника частотасига тенг ва уни уйғотиш учун 75-§ да қаралган шарт амалга ошиши зарур.

Ўз навбатида,  $\omega$  частотали тўлқинлар ва  $\Omega$  частотали молекуляр тебранишларнинг ўзаро таъсири шундай

$$\begin{aligned}\omega' &= \omega - \Omega, \\ \omega'' &= \omega + \Omega\end{aligned}\quad (79.2)$$

частоталар бериши керак. Демак, сочилган ёруғликда нурланишнинг стокс ва антистокс компонентлари ҳосил бўлади. Кучли ёруғлик тўлқини билан уйғотилган моддадаги молекуляр тебранишлар мазкур ҳолда модда ҳажми бўйлаб когерент бўлгани учун, бу тебранишларда ҳосил бўлган сочилган нурланишлар ҳам юксак даражада когерент ва йўналгандир. Мажбурий комбинацион сочилиш юз бериши учун лазердан тушаётган (уйғотувчи) тўлқиннинг тўлқин вектори билан сочилган стокс ва антистокс нурланишлар тўлқин векторлари орасида маълум вектор муносабатлар бажарилиши керак. Мажбурий комбинацион сочилишда частота фақат  $\pm\Omega$  га эмас, балки  $\pm 2\Omega$ ,  $\pm 3\Omega$  ва ҳ. к. ларга ҳам ўзгариши мумкин. Мажбурий комбинацион сочилиш билан бир қаторда гипертовуш дебай тўлқинларида мажбурий сочилиш ҳам бўлади, бундай сочилиш «Мандельштам-Бриллюэн мажбурий сочилиши» (русча қисқартирилган номи — ВРМБ) номини олди. Бу сочилиш тушаётган ва сочилган ёруғлик тўлқинларининг тўлқин векторлари ва гипертовуш тўлқинининг тўлқин вектори (239- расм) орасида маълум вектор муносабатларида амалга ошиши мумкин. Бу векторларни мос ҳолда  $\vec{k}_L$ ,  $\vec{k}_S$ ,  $\vec{k}_{as}$ ,  $\vec{k}_M$  символлар билан белгилаймиз, бунда  $\vec{k}_L$  — тушаётган ёруғлик тўлқинининг тўлқин вектори,  $\vec{k}_S$  ва  $\vec{k}_{as}$  — сочилган стокс ва антистокс компонентларининг тўлқин векторлари,  $\vec{k}_M$  — гипертовуш тўлқинининг тўлқин вектори.

Сочилиш актлари геометрик жиҳатдан 239- расм *a*, *б*, *в*, *г* ларда кўрсатилгандек баён этилиши мумкин.  $\theta_S < 90^\circ$  бурчак учун стокс компоненти мажбурий сочилишининг вектор шarti 239- *a* расмда келтирилган; мос равишда  $\theta_{as}$  бурчак учун антистокс компоненти-нинг мажбурий сочилишини вектор шarti 239- *б* расмда келтирил-



239- расм.

ган.  $\theta_s$  ва  $\theta_{as}$  лар  $90^\circ$  дан катта бўлган ҳоли учун вектор шартлар 239- в, г расмда келтирилган.  $\vec{k}_L$ ,  $\vec{k}_S$ ,  $\vec{k}_{as}$  ва  $\vec{k}_M$  векторлар қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$\begin{aligned}\vec{k}_L &= \frac{\omega}{c'} \vec{n}_L, \quad \vec{k}_s = \frac{\omega'}{c'} \vec{n}_s, \\ \vec{k}_{as} &= \frac{\omega''}{c'} \vec{n}_{as}, \quad \vec{k}_M = \frac{\Omega}{v} \vec{n}_M,\end{aligned}\quad (79.3)$$

бунда  $c'$  — ёруғликнинг муҳитдаги тезлиги,  $v$  — гипертөвүш тўлқин тезлиги,  $\vec{n}_L$ ,  $\vec{n}_S$ ,  $\vec{n}_{as}$ ,  $\vec{n}_M$  — мос равишда бирлик векторлар.

«ВРМБ» принцип жиҳатидан исталган бурчакда кузатилиши мумкин, фақат бу шарт учун ёруғлик нурланиши гипертөвүш тўлқинларини интенсив генерация қилиши таъминланган бўлиши керак. Қудратли ёруғлик нурланиш лазери гипертөвүш тўлқинини интенсив «қайдаши» туфайли қудратли гипертөвүш тўлқини ҳосил бўлади, бу тўлқин ўз навбатида тушаётган ёруғлик тўлқинига тескари таъсир қилиб, интенсив ВРМБ сочилишини таъминлайди. Сочилган нур частотасининг ўзгариши  $\Delta\nu = \pm 2\nu \frac{v}{c} \sin \frac{\theta}{2}$  га тенг, бунда  $\theta$  вакуумда (ёки оддий шароитларда тўғридан-тўғри ҳавода) ўлчанади.

Бу бобда санаб ўтилган чизиқли бўлмаган эффектлар катта зичликдаги электромагнит нурланиш таъсирида ёруғлик ва модданинг чизиқли бўлмаган ўзаро таъсири туфайли бўладиган мажбурий радиацион процессларнинг энг муҳимидир. Улар орасида турли ўзаро таъсирлар мавжуд ва шунинг учун уларнинг кўпчилиги бир вақтда юзага келади. Чизиқли бўлмаган эффектлар оптикада ҳозирги вақтда амалда тобора кенг қўлланилмоқда.

## XI боб

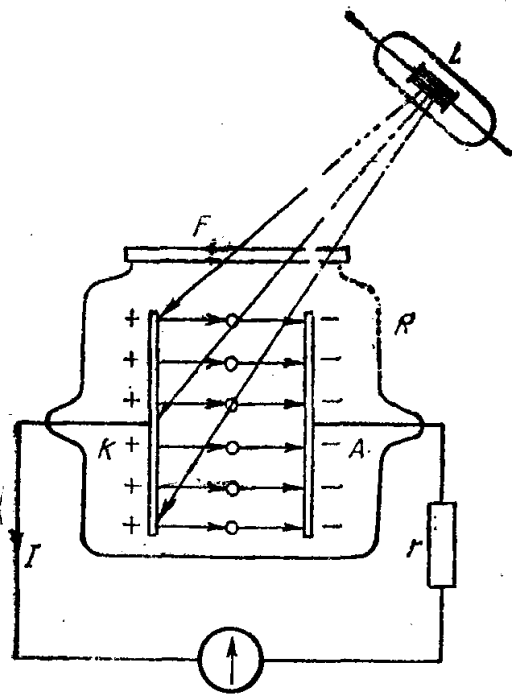
### ФОТОН ВА ЭЛЕКТРОНЛАРНИНГ ИНДИВИДУАЛ ЎЗАРО ТАЪСИР РЕАКЦИЯЛАРИ ТУФАЙЛИ БЎЛАДИГАН ПРОЦЕССЛАР

#### 80- §. Фотозффект

Жисмлар ёруғлик энергияси ютганида бу энергиянинг бир қисми электр энергиясига айланиши мумкин, натижада жисмларда электр юритувчи куч, ёки электр токи ҳосил бўлади, ёки жисмлар электр қаршилиги ўзгариши мумкин.

Бундай турдаги барча ҳодисалар фотозлектр эффект ёки фотозффект деб аталади. Фотозффект ҳодисасини Герц қайд қилган (1887), рус физиги А. Г. Столетов ва инглиз физиги Гальвакс (1888) томонидан систематик ўрганилган.

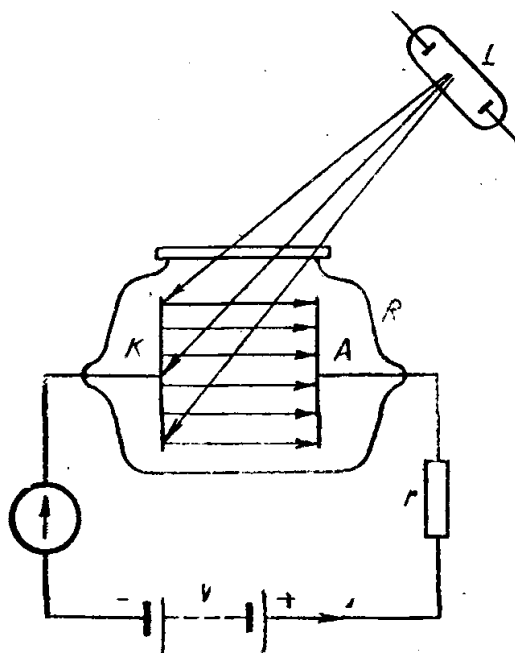
Юқорида номлари зикр қилинган олимлар ташқи фотоэлектр эффектни ўрганганлар, унинг моҳияти шундан иборатки, бунда модда (металл) сиртига тушувчи фотонлар моддага кириб энергиясини электронларга беради. Агар тушувчи фотонларнинг энергияси етарлича катта бўлса, у ҳолда электронлар тегишли кинетик энергия олади ва металл сиртидан атроф фазога учиб кетиши мумкин. Агар берк занжир ҳосил қилинса, у ҳолда бу электронлар ҳисобига унда электр токи оқиши мумкин (240-расм). Ёруғлик  $L$  — симоб лампасидан  $K$  — металл пластинка сиртига тушади ва ундан электронлар «узиб чиқаради».  $K$  (катод) ва  $A$  (анод) пластинкалар симоб лампасидан (аниқроғи симоб-кварц лампасидан) чиқувчи ультраби-нафша нурларни яхши ўтказувчи  $F$  — кварц дарчали  $R$  шиша найчага кавшарланган.  $R$  шиша найчадан ҳаво сўриб олинган ва юқори вакуум ҳосил қилинган.  $K$  сиртдан учиб чиқувчи электронлар турли томонга ҳаракатланади, уларнинг бир қисми  $A$  пластинкага етади ва  $I$  ташқи занжир ҳамда гальванометр орқали  $K$  пластинкага қайтиб келади.



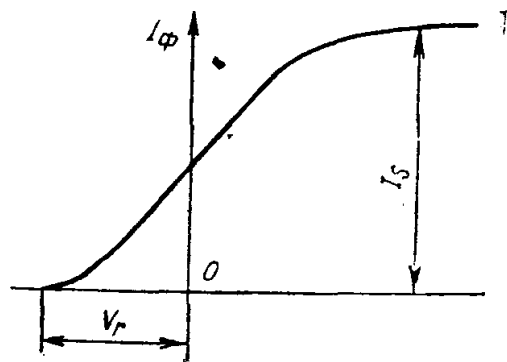
240- расм.

Шундай қилиб, ёруғлик билан ёритилаётган  $K$  пластинка ва  $A$  пластинка гальваник элемент сингари ток манбаига айланиб қолади. Бироқ  $A$  пластинкага кам сонли электронлар егиб келади, чунки  $K$  пластинкага қайтиб келади.

Шундай қилиб, ёруғлик билан ёритилаётган  $K$  пластинка ва  $A$  пластинка гальваник элемент сингари ток манбаига айланиб қолади. Бироқ  $A$  пластинкага кам сонли электронлар егиб келади, чунки  $K$  пластинкага қайтиб келади.



241- расм.



242- расм.



тинкадан учиб чиқувчи электронлар пластинка атрофидаги ҳажмий зарядларда ушланиб қолади. Шу туфайли бундай асбобнинг фойдали иш коэффициенти унча катта эмас. 240- расмда тасвирланган асбоб *фотоэлемент* дейилади. Мазкур ҳолда фотоэлемент ташқи фотоэффектга асосланган. Фотоэлемент орқали ўтувчи ток кучини ошириш учун у, 241- расмда кўрсатилгани каби  $V$  ташқи э. ю. к. манбаига уланади. Фотоэлементга қўйилган ташқи кучланиш ўзгартирилганда ток ортади ва маълум ёритилишда ўзининг  $I_s$  максимал катталигига эришади, бу катталик *тўйиниш токи* деб аталади. Фотоэлемент орқали ўтувчи электр токи ёки бошқача айтганда, фототок кучининг ташқи кучланишга боғлиқлиги 242- расмда тасвирланган. Агар ташқи кучланиш тескари (241-расмда кўрсатилганга нисбатан) йўналишда қўйилса, у ҳолда  $I_{\phi}$  фототок камаяди ва  $V_r$  кучланишнинг маълум бир қийматида нолга тенг бўлиб қолади.

Ёруғлик таъсирида ажралган барча фотоэлектронлар  $A$  пластинкага бориб тушганда  $I_s$  тўйиниш токи ҳосил бўлади. Столетов

$$I_s = kF \quad (80.1)$$

боғланишни топди, бунда  $k$  — бирор доимий;  $F$  — эса  $K$  катодга тушувчи ёруғлик оқими. (80.1) формула *фотоэффектнинг биринчи қонуни* (Столетов қонуни) деб аталади. Эйнштейн квант процессларда энергиянинг сақланиш қонуни асосида фотоэффектнинг иккинчи қонунини аниқлади.

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + e\varphi, \quad (80.2)$$

бунда  $\nu$  — фотоэлементга тушувчи ёруғлик частотаси;  $m$  — электрон массаси;  $v$  — унинг тезлиги;  $e$  — заряди;  $\varphi$  — электроннинг сиртдан ажралиши учун енгиши керак бўлган чиқиш потенциали. Бу қонун *Эйнштейн қонуни* деб аталади. Бу қонуннинг (80.2) формуласидаги иккинчи қўшилувчи

$$W_e = e\varphi \quad (80.3)$$

*чиқиш иши* деб аталади. Бу катталик қанча кичик бўлса, электронлар нурланувчи сиртдан шунчалик осон чиқади.

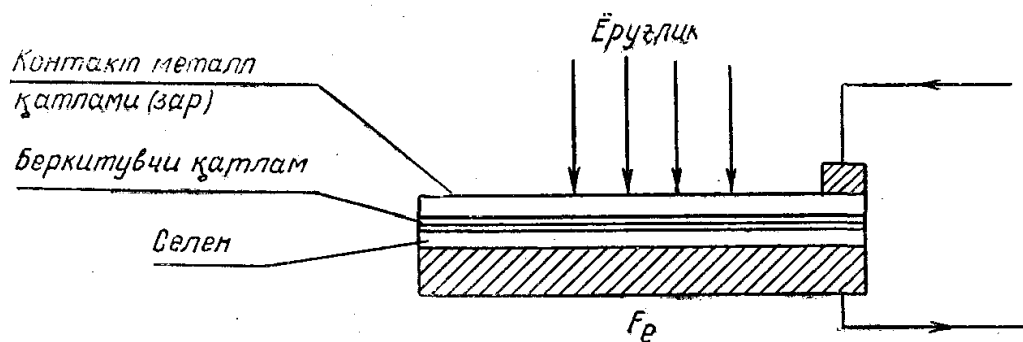
$W_e$  катталикни ёки унга тенг қийматли бўлган  $\varphi$  катталикни камайтириш учун фотоэлементнинг катод сирти махсус ишланади, хусусан, ишқорий элементларнинг юпқа қатлами билан қопланади. Бу ҳол  $\varphi$  нинг қийматини 1  $v$  дан кам қийматгача пасайтиради, натижада фотоэлементлар кўзга кўринувчи ёруғликка ва инфрақизил нурларга нисбатан сезгир бўлиб қолади. Эйнштейн тенгламаси (80.2) ни қуйидагича тушуниш керак:  $h\nu$  энергияга эга бўлган фотон металлга тушиб, ўз энергиясини электронга беради. Ушбу энергия биринчидан  $W_e$  чиқиш ишини бажариш учун ва иккинчидан, электронга  $\frac{mv^2}{2}$  кинетик энергия бериш учун сарф бўлади.

Фотонларнинг кўпчилик қисми металл томонидан ютилади ва фақат уларнинг бир қисмигина электронларни уриб чиқаради.

$\nu$  — қанча катта бўлса, металлдан учиб чиқувчи электронларнинг тезлиги шунчали катта бўлади.  $\nu = 0$  да ташқи фотоэффект бўлмайди. Бу ҳол фотоэффект чегараси (бўсагаси) деб аталади. Бу чегара ёруғликнинг  $\nu_0$  тебранишлар частотаси билан характерланади (фотоэффектнинг қизил чегараси). Ёруғликнинг бундан паст частотасида, мазкур модда учун фотоэффект ҳодисаси бўлмайди. Ташқи фотоэффект телевидение, товушли кино, автоматика ва ҳ. к. да қўлланилади.

Фотоэлектрик эффектнинг бир қанча кўриниши мавжуд эканлиги ҳақида гапирган эдик. Ташқи фотоэффектдан ташқари, беркитувчи қатлам фотоэффекти (вентилли фотоэффект) ва ички фотоэффект ёки фотоўтказувчанлик ҳам мавжуд. Беркитувчи қатлам фотоэффекти биринчи марта (1888 й.) рус физиги В. А. Ульянин томонидан қайд қилинди. Бироқ фотоэффектнинг бу кўриниши фақат 1926 й. дан кейингина қўлланила бошланди.

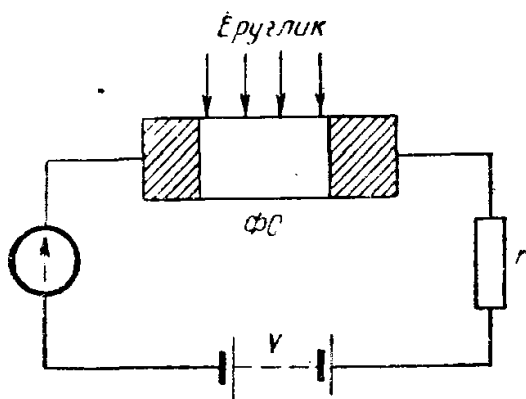
Вентилли фотоэффект ҳам электронларни сиртдан узишга асосланади. Унинг ташқи фотоэффектдан фарқи шуки, бунда электронлар вакуум ёки сийраклаштирилган газга учиб чиқмасдан, балки, тўғридан-тўғри беркитувчи қатламдан ўтади ва унда ўрнатилган металл пластинкани зарядлайди. Беркитувчи қатламлар жуда юпқа бўлиб, ажралган электронлар бу қатлам орқали осон ўта олади. Аксинча йўналишда электронлар ўта олмайди, чунки бунинг учун етарли кинетик энергияга эга бўлмайди. 243- расмда беркитувчи



243- расм.

қатламли фотоэлементнинг схемаси тасвирланган. Темир пластинкасига махсус ишлов берилган селеннинг юпқа қатлами суртилган. Селен қатламига эса катод пуркагич ёки вакуумда буғлатиш йўли билан олтиннинг юпқа қатлами суртилади. Олтин ва селен қатлами чегарасида беркитувчи қатлам ҳосил бўлади, бу қатлам ёруғлик таъсирида селен қатлампдан узилган электронни олтин плёнкаси йўналишида яхши ўтказди ва тескари йўналишда ўтказмайди. Шу туфайли олтин қатлами ва темир орасида э.ю. к. ҳосил бўлади, агар ташқи занжир берк бўлса, у ҳолда занжир бўйлаб электр токи ўтади.

Беркитувчи қатламли фотоэлементларнинг ташқи фотоэффекти ҳодисасига асосланган фотоэлементларга қараганда сезгирлиги



244- расм.

(244- расм) ёритилса, у ҳолда занжирдаги ток ўзгаради, чунки ёруғлик таъсирида ярим ўтказгичнинг электр қаршилиги ўзгаради.

Ярим ўтказгич қаршилигининг ўзгаришига сабаб унга тушган ёруғликнинг электронларни тўлган зонадан ўтказувчан зонага ўтказиши, шундай қилиб, уларни ўтказувчанлик электронларига айлантириб қўйишидир. Натижада ярим ўтказгичнинг қаршилиги камаяди. Фотоқаршилиқлар бир қатор афзалликларга эга. Улар катта тоқларни ўтказишга имкон беради, сезгирлиги юқори ва содда тузилган. Шунинг учун ҳам улардан электрон автоматика схемаларида кенг фойдаланилади.

Ҳозирги вақтда ярим ўтказгичли фотоэлементлар қуёш энергиясини тўғридан-тўғри электр энергиясига айлантириб бериш учун хизмат қилади. Ҳозирда ф. и. к. тахминан 10% бўлган, қуёш энергиясини тўғридан-тўғри электр энергиясига айлантирувчи фотоэлементлар (қайта ўзгартиргичлар) яратилди. Бу ҳол қуёш энергиясидан бевосита саноат ва маиший мақсадларда фойдаланишга кенг истиқболлар очиб беради.

## 81-§. Фотохимиявий реакциялар

Модда томонидан ёруғлик ютилганда кўп ҳолда модданинг химиявий ўзгариши юз беради. Ёруғлик таъсирида модда ўзгариши фотохимиявий реакция деб аталади. Ёруғлик таъсирида мураккаб молекулаларнинг таркибий қисмларга парчаланиши юз беради, масалан,  $\text{AgBr}$  кумуш бромид, кумуш ва бромга парчаланadi. Ўсимликнинг яшил қисмларида атмосфера углекислотасининг парчаланиши алоҳида аҳамиятга эга, бунинг натижасида атмосфера кислород билан узлуксиз тўлдириб турилади. Бундай кўпайиш жуда муҳим, чунки ҳайвонот ва ўсимликларнинг нафас олишида атмосферадаги эркин кислород боғланади ва карбонат ангидрид газ таркибига ўтади.

Фотохимиявий реакциялар қаторига, шунингдек, рангларнинг таркиб топиши, инсон баданининг офтобдан қорайиши ва бошқалар қиради.

юқори ва ташқи э. ю. к. манбаига муҳтож эмас. Ўзгарувчан ёритилишда, айниқса юқори частотали ўзгарувчан ёритилишда катта инерционалликка эга бўлиши унинг асосий камчилиги ҳисобланади.

Фотоэффектнинг учинчи кўриниши — ички фотоэффект, ёки фотоўтказувчанлик ярим ўтказгич ва диэлектрикларда кузатилади. Агар э. ю. к. манбаига эга бўлган электр занжирига уланган ФС ярим ўтказгич

1885 йилда Бунзен ва Роско ёруғлик таъсирида реакцияга кирган модда миқдори  $q$ , тушувчи  $I$  ёруғлик интенсивлигига ва ёритилиш вақти  $t$  га пропорционал бўлишини аниқладилар, яъни

$$q = \kappa It, \quad (81.1)$$

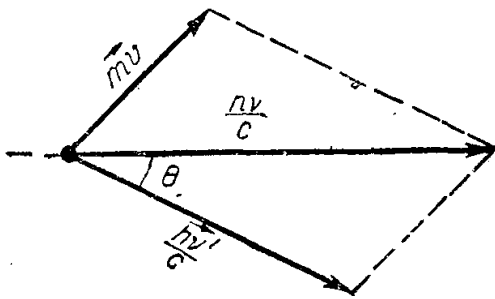
бунда  $\kappa$  — пропорционаллик коэффициенти.

Ёруғлик таъсирида бўладиган реакциялар фотохимиявий реакция ҳодисасини мураккаблаштирувчи иккиламчи реакциялар билан биргаликда содир бўлади. Бевосита ёруғлик таъсирида бўладиган фотохимиявий реакциялар, яъни бирламчи процесслар учун Эйнштейн шундай қонунни аниқлади, яъни ютилган ҳар бир фотон (квант) ўзи ютилган молекулани ўзгаришига сабаб бўлади. Фотоннинг энергияси молекулаларнинг  $D$  диссоциация (парчаланиш) энергиясидан катта ёки унга тенг бўлганда молекуланинг парчаланиши рўй беради. Агар парчаланиш фотохимиявий реакцияси газсимон (буғ ҳолатидаги) моддада юз берса ва квант энергияси катта, яъни  $h\nu > D$  бўлса, у ҳолда диссоциация энергиясидан катта бўлган фотон энергияси молекула «парчаларининг» кинетик энергиясига сарф бўлади. Бу энергия одатда жуда қаттиқ қиздирилганда ҳосил бўладиган энергияларга қараганда ҳам катта бўлади.

Фотохимиявий реакцияларнинг муҳим амалий қўлланишларидан бири фотографиядир. Бу ерда ҳам бирламчи ва иккиламчи процесслар ўринли бўлади. Бирламчи процесс кумуш бромиднинг фотопластинка (плёнка, қоғоз) да парчаланишидир, натижада яширин тасвир деб аталувчи тасвир ҳосил бўлади. Махсус химиявий реактивлар таъсирида яширин тасвир кўринувчи тасвирга айланади, чунки очилтиргич кумуш бромиднинг ёруғлик таъсир этган жойларда интенсив парчаланишини юзага келтиради. Парчаланмасдан қолган кумуш қолдиғи бошқа реактив — фиксаж ёрдамида йўқотилади, фиксаж сифатида одатда гипосульфит ( $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ ) олинади. Ёруғлик сезгир қатламни қайта ишлаш натижасида ҳосил қилинган кўринувчи тасвир—негативда ёруғлик сояларининг тақсимланиши оригиналдагига тескари бўлади. Тўғри тасвир ҳосил қилиш (шунингдек, фотография йўли билан) учун негативдан бошқа тасвир — позитив (одатда фотоқоғозда) ҳосил қилинади. Позитивда ёруғлик соялари тақсимоти оригиналига — фотография қилинувчи объектга мувофиқ келади.

## 82-§. Комптон эффекти

Фотонлар эркин электронлар билан тўқнашганда фотонларнинг частотаси ўзгарган ҳолда сочилиши кузатилади, фотонлар билан тўқнашган электронлар эса импульс ва энергия олади ва натижада улар маълум йўналишда ҳаракатлана бошлайдилар. Бу ҳолда энергия ва импульс сақланади. Сиртдан қараганда фотонларнинг электронлар билан тўқнашуви эластик шарлар тўқнашуви манзарасини эслатади.



245- расм.

Фараз қилайлик, тушувчи фотон энергияси  $h\nu$  бўлсин, тўқнашувдан сўнг сочилган фотоннинг энергияси  $h\nu'$  бўлсин, тўқнашгандан сўнг электроннинг эришган тезлиги  $\vec{v}$  бўлсин, у ҳолда импульс ва энергиянинг сақланиш қонунига кўра

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} + m\vec{v}, \quad (82.1)$$

$$h\nu = h\nu' + \frac{mv^2}{2} \quad (82.2)$$

бўлади. Бу тенгламалар ва 245-расмдан кўринадикки (иккинчи тартибли кичик ҳадларни ҳисобга олмаганда), сочилган нурланиш (фотон) тўлқин узунлигининг  $\Delta\lambda$  ўзгариши:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2 \frac{h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (82.3)$$

ифода билан аниқланади. Бунда  $\frac{h}{mc} = 0,02426 \text{ \AA}$  бўлади.

Эркин электронларнинг тўлқин узунлиги ўзгарган фотонлар сочиш ҳодисаси, ҳодисани кашф этган олим номи билан Комптон эффекти деб аталади. Бу ҳодиса рентген ва гамма-нурларга тўғри келувчи нисбатан юқори энергияли фотонларда аниқ кўзатилади. Амалда кузатиш эркин электронларда эмас, балки енгил элемент атомларининг электронларида олиб борилади, енгил элементлар атомларининг электронлари катта энергияли рентген фотонларига нисбатан эркин ҳисобланиши мумкин, уларни атомдан ажратиб олиш учун фотон энергиясининг нисбатан кам қисми сарфланади.

Комптон эффекти элементлар ўзаро таъсир актларида, яъни элементар зарраларнинг ўзаро таъсирида энергия ва импульс сақланиш қонунининг тўғри эканлигининг ёрқин исботи ҳисобланади.

### 83-§. Жуфтлар тугилиши ва аннигиляция

Фотонларнинг энергияси ортиб борган сари тобора кўпроқ уларнинг корпускуляр хоссалари намоён бўлиб боради. Бу ҳол фотоэффект, Комптон эффектида аниқ сезилади, энергиянинг кейинги ортишида эса, фотонларнинг яна бир асосий хоссаси қайд қилинади. Бу хосса шуки фотонлар электр зарядланган зарраларга — электрон ва позитрон (мусбат электрон) га айланади. Бу ҳодиса фотонлар энергиясининг катталиги

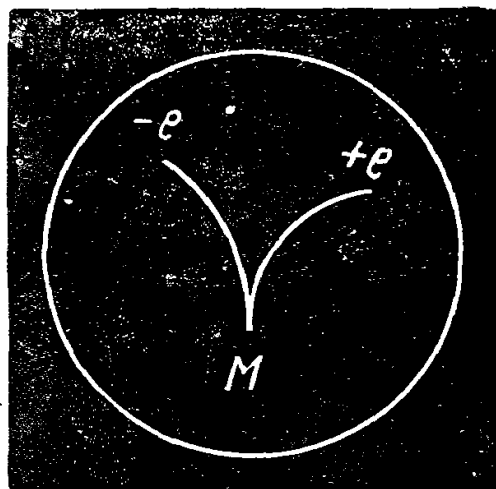
$$h\nu \geq 2m_0c^2, \quad (83.1)$$

шартни қаноатлантирувчи қийматга эришганда рўй беради, бунда  $m_0$  — электроннинг тинчликдаги массаси,  $c$  — ёруғлик тезлиги.

Бундай фотонлар атом ядроларининг яқинида жуфт зарралар: электрон ва позитронга айланади, фотон эса йўқолиб кетади. Шундай қилиб, юқори энергияли фотонлардан зарядли зарралар пайдо бўлади. Бу процесс моддада тамоман туб ўзгаришлар содир бўладиган процесс ҳисобланади. Магнит майдонига жойлаштирилган Вильсон камерасида кузатилганда  $\gamma$ -фотонлардан пайдо бўлган

электрон-позитрон жуфти «айри» кўринишида бўлади, бу «айри» электрон ва позитроннинг изидан иборат бўлиб, схематик равишда 246-расмда кўрсатилган. Вильсон камерасининг  $M$  нуқтасида фотоннинг электрон-позитрон жуфтига айланиши юз беради. Ҳаракатланувчи электрон ва позитрон магнит майдони таъсирида қарама-қарши томонга қараб оғади. Жуда кучли магнит майдонида электрон ва позитрон траекторияси айланага ўтиши мумкин.

Юқори энергияли фотонларнинг зарралар вужудга келтириши билан бирга, тескари процесс — электрон ва позитроннинг икки ва ундан ортиқ  $\gamma$ -фотонларга айланиши ҳам бўлиши мумкин. Бу процесс электрон ва позитроннинг аннигиляцияси деб аталади, лекин бу ном унчалик тўғри эмас.



246-расм.

## XII боб

### АТМОСФЕРАДАГИ ОПТИКАВИЙ ҲОДИСАЛАР

#### 84-§. Атмосферадаги оптикавий ҳодисалар ҳақида умумий мулоҳазалар

Оптикадаги энг янги кашфиётлар (лазерлар, чизиқли бўлмаган оптик ҳодисалар ва бошқалар) ва лазер алоқа воситаларининг интенсив яратилиши ҳамда информацияни узоқ масофаларга узатишнинг бошқа йўллари кашф қилиниши муносабати билан ёруғликнинг атмосферада ўтишида юз берадиган оптикавий ҳодисалар алоҳида аҳамият кашф этмоқда. Улар ёруғлик сигналларини узатиш ва қабул қилишдаги дуч келинаётган халақитларнинг сабаби бўлиши мумкин.

Аввалги бобларда қараб чиқилган оптик ҳодисалар—диффракция, ёруғликнинг синиши, унинг қутбланиши, сочлиши ва ҳ. к. — ёруғликнинг ер атмосферасида тарқалишида интенсив намоён бўлади. Атмосферада бўладиган специфик оптикавий ҳодисалар жуда кўп, шу туфайли уларни бу ерда батафсил баён этишга имкон йўқ ва биз маълум шароитлардагина эмас, балки ҳамма вақт намоён бўлиб турувчи баъзи ҳодисаларгагина тўхталамиз, холос.

Атмосфера оптикاسидаги доимий ҳодисалар қаторига биринчи навбатда атмосферада ёруғликнинг сочилиши сабаб бўлган ҳодисалар киради. Бу ҳодисалар кундузги ёруғлик, оқшом, осмоннинг ҳаво ранг ранги, шафақ ранги, булут ва туманлардаги оптикавий ҳодисалар ва ҳ. к.

Бундай кўринишдаги оптик ҳодисалар ёруғликнинг океан, денгиз, дарё ва кўлдаги сувларда тарқалишида ҳам бўлишини қайд қилиб ўтиш керак, сувда ёруғликнинг интенсивроқ ютилиши билан боғлиқ бўлган ҳодисалар ҳам шуларга киради.

Атмосферада доимо бўлиб турадиган бошқа ҳодисалар атмосфера зичлигининг баландликка қараб ўзгариб боришига боғлиқ ҳолда атмосферада синдириш кўрсаткичининг бир текис ўзгариб бориши сабабли намоён бўлади. Синдириш кўрсаткичининг ўзгариши натижасида *атмосфера рефракцияси* номини олган, ёруғлик нурлари йўналишининг узлуксиз ўзгариши рўй беради: гарчи бу ҳодиса, оптикавий жиҳатдан икки хил муҳит чегарасида нурларнинг синишига ўхшаш бўлса-да, атмосфера рефракциясида ёруғлик нури кескин синмайди. Атмосфера синдириш кўрсаткичининг доимий эмаслиги туфайли бўладиган атмосферадаги оптикавий ҳодисалар қаторига, шунингдек, сароб ва унга ўхшаш ҳодисалар ҳам киради. Баландликка боғлиқ ҳолда атмосфера зичлиги камайиши муносабати билан синдириш кўрсаткичининг ҳам баландликка боғлиқ ҳолда монотон пасайишидан фарқли ўлароқ, бу ҳодисаларда синдириш кўрсаткичининг «аномаль» тақсимланиши юз беради. Камалак асл маъносида ёруғликнинг синиши билан тушунтирилади. Камалакдан ташқари, бу ҳодисаларга гало—Қуёш ва Ой атрофидаги ёруғ ҳалқалар тўпламининг ҳосил бўлиши ҳам киради, бу ҳодиса пар булутлардаги муз кристаллчаларида ёруғликнинг қайтиши ва синиши билан боғлиқ. Ёруғликнинг сочилиши билан атмосфера рефракцияси ўртасидаги оралиқ синфга узоқдаги «нуқтавий» ёруғлик манбаларининг милтиллаши ҳодисаси киради. Милтиллаш атмосферадаги турбулентлик процесслари билан белгиланади, бунда бундай процесслар туфайли ёруғлик нури йўлида синдириш кўрсаткичи ва унинг градиентининг вақт бўйича ўзгариб туриши ёруғлик нури йўналишининг ўзгаришига сабаб бўлади. Шунга кўра, ёруғлик нури кузатувчига гоҳ келади, гоҳ ундан четга оғади. Қуёш ва Ой атрофидаги думалоқ ёруғ гардишлар, тожлар майда сув томчиларидаги дифракция ҳодисаси билан тушунтирилади, уларнинг диаметри муаллақ сув томчиларининг кичрайиши билан ортиб боради. Санаб ўтилган ҳодисалардан бошқа ҳодисалар ҳам мавжуд. Атмосферада қуёш радиациясининг тақсимланиши, шунингдек, Ер

ва океанлар сиртидан қайтган радиация билан боғлиқ бўлган атмосферада радиация алмашинуви ҳодисаси улар орасида муҳими ҳисобланади.

Ҳозирги вақтда атмосфера ҳодисаларини ўрганиш учун оптик зондлаш, яъни атмосферанинг юқори қатламларига ва булутларга прожектор ёки лазерлардан ёруғлик нури юбориш ва улардан қайтиб сочилган нурларни ўрганиш кенг қўлланила бошланди.

### 85- §. Атмосфера рефракцияси. Сароблар.

Агар атмосферадаги ҳаво зичлигининг иссиқлик тебранишлари (флюктуацияси), муаллақ зарралар (майда сув томчилари, чанг, туман зарралари ва ҳ. к.) каби микроскопик нобиржинслиликларни назарга олмасак, у ҳолда сокин атмосферани баландликка боғлиқ ҳолда секинлик билан ўзгарувчи муҳит деб олиш мумкин. Зичлигининг бундай ўзгаришида баландликка боғлиқ ҳолда атмосфера синдириш кўрсаткичининг бир текис ўзгариши қуйидаги формула билан боғлангандир:

$$n - 1 = C\rho, \quad (85.1)$$

бунда  $C$  — константа;  $\rho$  — ҳавонинг зичлиги. Ҳавонинг зичлиги баландлик ўзгаришига барометрик формула асосида қуйидагича

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{ghM}{RT}}, \quad (85.2)$$

боғланган, бунда  $\rho$  — катталик ҳавонинг  $h$  баландликдаги зичлиги;  $\rho_0$  — унинг Ер сиртидаги зичлиги;  $g$  — оғирлик кучи тезланиши;  $h$  — атмосферада қаралаётган нуқта баландлиги,  $R$  — газ доимийси;  $T$  — абсолют температура;  $M$  — ҳавонинг молекуляр оғирлиги.

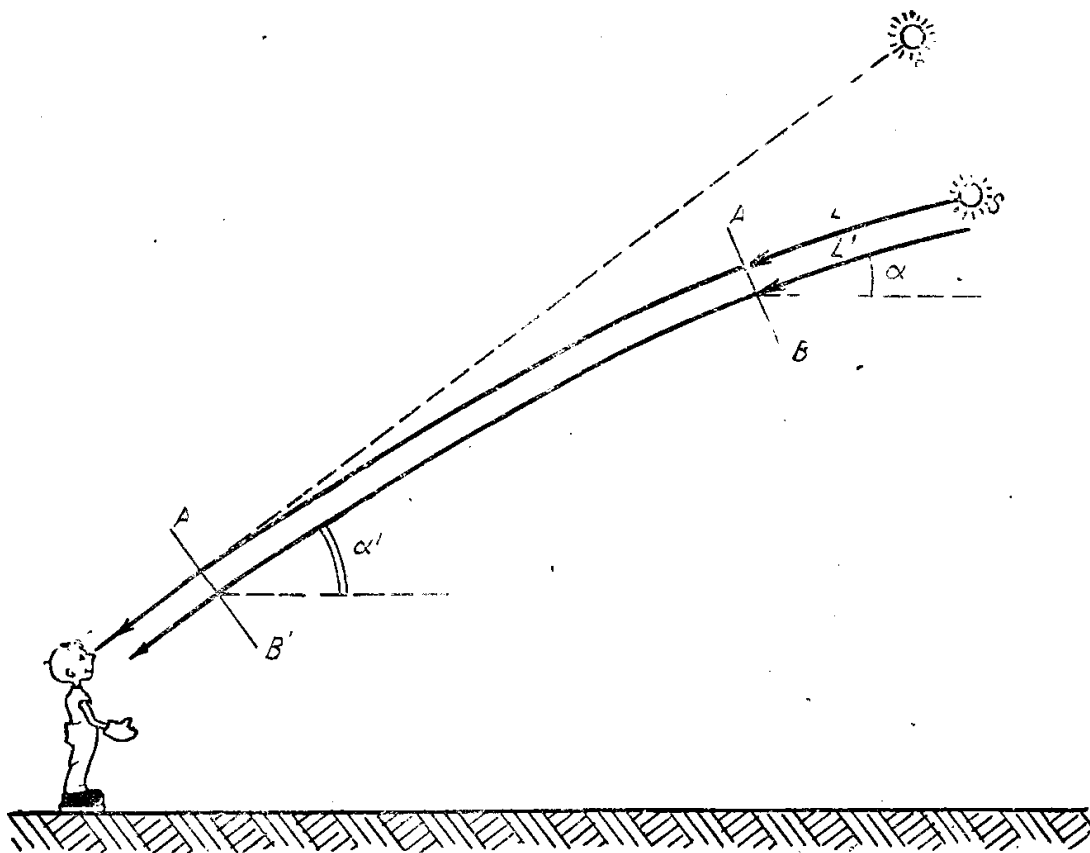
Демак.

$$n - 1 = C'e^{-\frac{ghM}{RT}} \quad (85.3)$$

бунда  $C' = C\rho_0$  — янги константадир.

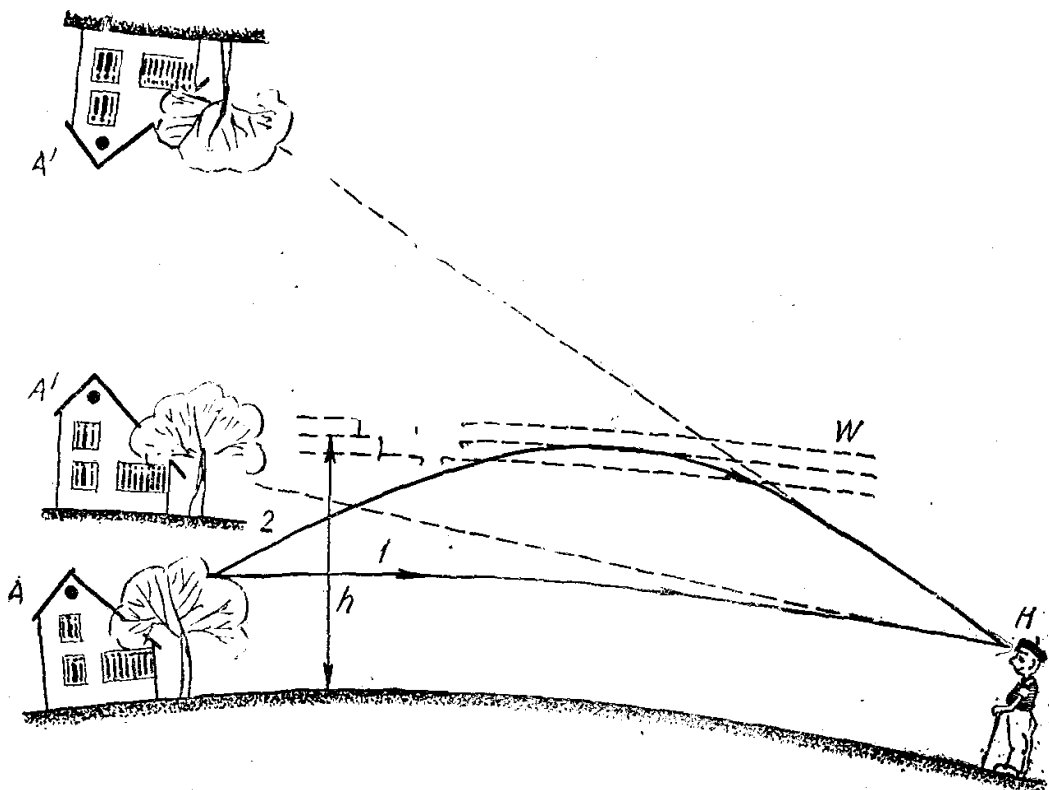
(85.3) ифодадан  $n$  катталикнинг баландликка боғлиқ ҳолда бир текис ўзгариб бориши келиб чиқади. Бу шунга олиб келадикки, ёруғликнинг вертикалга бурчак остида йўналган нурлари ўз йўналишини узлуксиз ўзгартириб боради, деган хулосага олиб келади. Айтилганларни 247- расм тушунтириб беради. Расмда осмон ёритгичидан (масалан,  $S$  — юлдуздан) горизонтга  $90^\circ$  дан кичик  $\alpha$  бурчак остида йўналган  $LL'$  ёруғлик нурлари тасвирланган.  $L'$  нурдан юқорида жойлашган  $L$  нур бўйлаб келувчи ёруғлик доимо  $L'$  нур бўйлаб тарқалувчи ёруғликка қараганда катта тезлик билан юради. Бунинг натижасида  $AB$  ёруғлик тўлқини fronti тобора кўпроқ чапга оғиб боради, тўлқин frontига перпендикуляр бўлган ёруғлик нурлари эса тобора вертикалга яқин йўналиш олади. Кузатувчи  $S$  юлдузни аслида у турган  $\alpha$  йўналишда эмас, балки  $\alpha'$  бурчак билан аниқланувчи бошқа йўналишда кўради, яъни юлдуз гўё горизонт-





247- расм.

дан юқорида жойлашгандек кўринади. Бунда  $\alpha$  бурчак қанча кичик бўлса, яъни буюм горизонтга қанча яқин жойлашган ёки ёритгич узоқ жойлашган бўлса,  $\alpha$  бурчак шунча кўп ўзгаради, яъни кузати- лувчи объект шунчалик кўтарилган бўлиб кўринади. Шунинг учун ҳам, Қуёш ва Ой горизонт яқинида бўлганида (чиқиш ёки ботишда) гўё вертикал йўналишда чўзилгандек бўлиб кўринади. Биз кўриб ўтган рефракция ҳодисалари атмосферада зичлик (85.2) формулага мувофиқ нормал тақсимланганида рўй беради. Агар баландлик бўйлаб ҳавонинг температураси қескин ўзгарса, масалан, Ер сир- тида у жуда паст, бирор баландликда эса аномаль баланд бўлса, у ҳолда аномал атмосфера рефракцияси ҳодисаси рўй бериб, сароб ҳосил бўлади (248- расм). Ерга яқин қатламларда кўпинча темпера- тура инверсияси бўлади, яъни баландлик ортган сари температура кўтарилиб, ҳавонинг зичлиги эса камайиб боради, натижада син- дриш кўрсаткичи ҳам пасаяди. Натижада юқори қатламларда ёруғ- ликнинг тезлиги ортади ва нур Ер сиртига оғиб букилади (1- нур). Шунинг учун кузатувчи ердаги  $A$  буюмни ердан кўтарилган ҳолда кўради ( $A'$ ).  $h$  — баландликда кучлироқ  $W$  инверсияли қатлам бўл- са, 2 нур бу инверсия қатламидан бир текис қайтади ва тўнтарилган иккинчи  $A''$  тасвирни беради. Баён этилган ҳодиса юқори сароб бў- лади. Юқори саробда кузатувчи буюмларнинг жойланишини ин- версия қатламларининг характерига боғлиқ ҳолда турли-туман кў- риши мумкин. Юқори саробдан ташқари пастки сароб ҳам бўлади,



248-расм.

- бу ҳодиса Ер яқинидаги ҳаво қатламлари жуда ҳам қизиқ кетганда кузатилади. Тепаликда жойлашган кузатувчига буюмлар пастроқ тушгандек бўлиб кўринади. Пастки саробда нурларнинг йўли 248-расмда кўрсатилганга нисбатан тескари бўлади. Пастки сароб ҳодисаси саҳроларда сув сиртининг мавжудлиги ҳақида нотўғри тасаввурлар ҳосил қилади, сув сиртида ердаги буюмлар акс этаётгандек бўлади. Пастки сароб юқори саробга ёки аксинча ўтганда ҳодиса жуда ғаройиб шакл олади (бу ҳодиса *фатаморғана* дейилади).

Атмосфера рефракцияси ҳодисаси масалан, жойларнинг геодезик расмга олишда ўлчашга хатолик киритиб атмосферадаги оптик ўлчашларни қийинлаштиради. Шунингдек, бу ҳодиса оптик алоқаларга ҳам жуда кучли халақит беради.

### 86-§. Ёруғликнинг атмосферада сочилиши билан боғлиқ бўлган оптиквий ҳодисалар: кундузги ёруғлик, осмоннинг зангори ранги, шафақ ва оқшом ранги

Олдинги параграфларда қараб чиқилган ҳодисалар фазода синдириш кўрсаткичининг ўзгариши ёки бошқача айтганда, синдириш кўрсаткич градиенти унча катта бўлмаган ҳолларда юз беради. Бундай ҳолда синдириш кўрсаткичининг ёруғлик тўлқин узунлигида ўзгариши синдириш кўрсаткичи ўзининг қийматига қараганда анча кичик бўлади, яъни:

$$\delta n = \lambda \frac{dn}{ds} \ll n, \quad (86.1)$$

бунда  $s$ —синдириш кўрсаткичининг ўзгариши ўлчанадиган йўналиш. Бироқ атмосферада микроскопик оптикавий нобиржинслиликлар — туман томчилари, чанг ва тутун зарралари, ва ниҳоят, ҳаво молекулаларининг иссиқлик ҳаракати натижасида зичлик флюктуациясининг мавжудлиги шунга олиб келадик, бундай нобиржинслилик бўлган ерда (86.1) шарт бажарилмайди. У вақтда ёруғлик нурлари йўналишининг бир текис ўзгариши ўрнига ёруғликнинг сочилишига сабаб бўлган кескин ўзгаришлар юз беради, бундай сочилиш назарияси IX бобда берилган. Молекулаларнинг хаотик иссиқлик ҳаракати туфайли бўладиган зичлик флюктуацияларида ёруғликнинг сочилиши айниқса муҳим. Ҳатто бирор бегона микроскопик зарралар бўлмаганда, яъни мутлақо тоза атмосферада зичлик флюктуациялари туфайли ёруғлик сочилиши юз беради, унинг интенсивлиги ҳаво зичлиги ортиши билан чизиқли ортиб боради ва ёруғлик тебранишлари частотасининг тўртинчи даражасига тўғри пропорционал бўлади (ёруғлик тўлқини узунлигининг тўртинчи даражасига тескари пропорционал).

Ёруғлик сочилиши туфайли Қуёш нури билан ёритилган ҳатто жуда тоза атмосфера барча йўналишлар бўйлаб ёруғлик сочади, бунда гарчи тўғри тарқалувчи қуёш нурлари Ер сиртининг қандайдир қисмларига тушмаса-да, бундай сочилиш туфайли Ер сирти ва ундаги барча буюмлар махсус кундузги ёруғлик билан ёритилиб туради.

Бу ҳол инсон ва Ердаги барча жониворлар учун яхши шароит яратади, чунки атроф фазода ориентирланишга имкон беради. Ёруғликнинг тоза атмосферада сочилиш интенсивлигининг ёруғлик тебранишлари частотасининг тўртинчи даражасига пропорционал бўлиши шунга олиб келадик, спектрнинг кўк-бинафша қисми (шунингдек, ультрабинафша қисми ҳам) қизил қисмига (соҳасига) қараганда бирмунча кучлироқ сочилади. Шунинг учун осмон, зангори рангда нурланади, агар атмосфера ҳар қандай аралашмалардан тоза бўлса (кўпинча юқори қатламларда), у ҳолда осмон ранги бинафша рангга яқин бўлади.

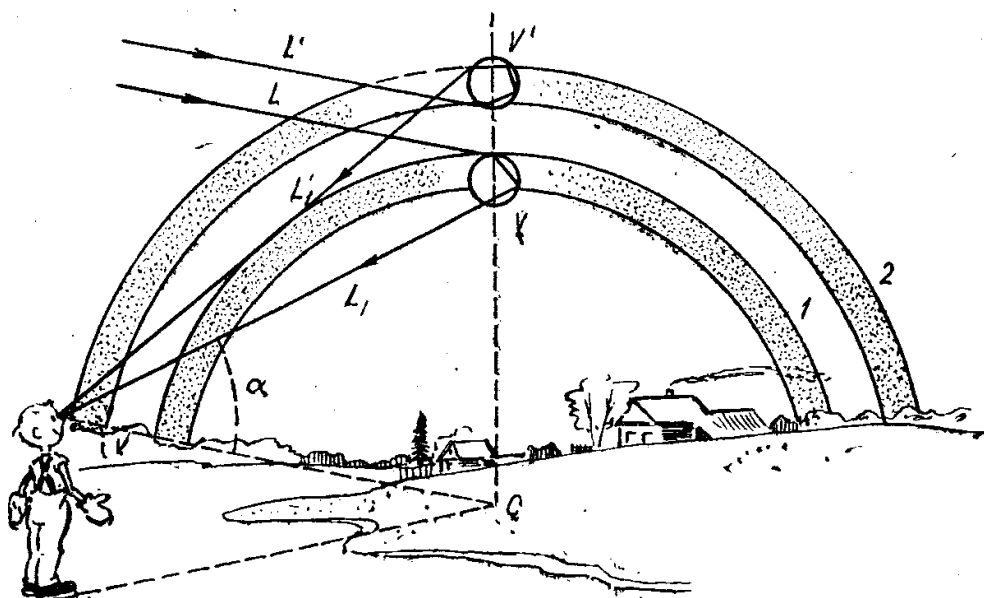
Айтилганлардан шундай хулоса келиб чиқади: Қуёш ёруғлигидаги кўк-бинафша нурларнинг кучли сочилиши натижасида атмосферадан ўтаётган ёруғлик таркибида улар камайиб, ёруғлик тобора қизил тус ола бошлайди. Бу ҳол Қуёш чиқишида ва ботишида айниқса яхши кузатилади, чунки бу вақтда ёруғлик нурлари катта атмосфера қатламларини ўтиб келади. Шафақ рангининг сабаби ҳам шу, бироқ бу ҳодиса ёруғликнинг атмосфера орқали тўғри ўтишига қараганда бирмунча мураккаброқ.

Муаллақ сув томчилари миқдори кўпайган сари осмон ранги бирмунча оқариб боради, зангори ранг тўқлиги сусаяди, чунки бундай томчилар спектрнинг барча соҳаларини текис сочади. Агар томчилар булут ва туман сингари янада йириклашса, улар спектрнинг барча соҳасини бир текис сочади, бунда булут ҳам, туман ҳам

оқ бўлиб кўринади. Атмосфера ёруғликни сочиши туфайли Қуёш ботгандан сўнг Ер сиртида тўлиқ қоронғилик ҳосил бўлмайди; чунки ботувчи Қуёш ёритаётган атмосфера ўзи ёришган ҳолда Ер сиртини ёритишда давом этади. Қуёш горизонтдан пастга тушганда атмосфера тобора кучсизроқ ёритила боради ва ниҳоят, маълум бир вазиятда (Қуёшга қарама-қарши томонда) ёритилиш бўлмайди. Бунда тун бошланади. Бу вақт билан Қуёш ботиши орасидаги вақт интервали оқшом вақти бўлади, оқшом вақтида атмосфера сочилган ёруғлик билан ёришиб туради ва Қуёш горизонтдан пастга тушган сари сочилган ёруғлик камайиб боради.

### 87-§. Камалак, гало, тожлар

Камалак—рангли ҳалқасимон полоса бўлиб, Қуёш ёритиб турган фазода ёмғир ёғаётганда кўринади, бунда Қуёш кузатувчининг орқа томонида, ёмғирли булут эса олди томонда жойлашиши керак (249-расм). Кўп ҳолларда бирданига иккита камалак кузатилади. Камалак ёмғир томчиларида қуёш нурларининг синишидан ҳосил бўлади. Бунда ёруғлик спектрларга ажралади, натижада камалак ранги ҳосил бўлади. Агар томчи ичида икки синиш ва битта қайтиш юз берса, у ҳолда биринчи камалак ҳосил бўлади. Икки синиш ва икки қайтишда диаметри каттароқ, лекин интенсивлиги кучсизроқ иккинчи камалак ҳосил бўлади. Биринчи камалакда  $\Delta$  қуёш нури (249-расмга қаралсин)  $V$  ёмғир томчисига тушиб, унда икки синиш ва бир қайтишга дуч келиб  $L_1$  йўналишида чиқади, сўнгра кузатувчининг кўзига тушиб, спектрнинг юқоридан пастга чўзилган тасвирини беради. Кузатувчининг кўзига маркази  $C$  нуқтада бўлган айланада ётувчи барча ёмғир томчиларидан нур келади, бунда  $C$  нуқта Қуёшдан кузатувчининг кўзи орқали ёмғир ёғаётган фазога борувчи чизиқ давомида ётади (249-расмда  $C$  нуқтани ёруғликни



249- расм.



затилади. Турли ҳалқаларнинг кесишган жойида жуда интенсив ёришган «соҳта Қуёшлар» деб аталувчи жойлар кузатилади. Бу ерда яна қўшимча турли узунликдаги ёйлар кузатилади, натижада галонинг умумий схемаси яна мураккаблашади.

Галонинг турли қисмлари ёруғликнинг муз кристаллчалари билан ўзаро таъсиридаги турли ҳодисалар туфайли юзага келади. 3 ва 4 доиралар кристаллчаларнинг вертикал қирраларидан қайтиш туфайли ҳосил бўлади, шунинг учун улар рангсиз. Қолган доиралар ёруғликнинг кристалллардан синиши натижасида ҳосил бўлади, ва шунинг учун ҳам рангли. Ҳақиқатда галонинг барча қисмлари кузатилмаслиги мумкин, чунки кўпинча патсимон булутлар осмон гумбазини тўлиқ қопламайди.

Тожлар Қуёш ва Ой (ёки бошқа ёруғлик манбалари) атрофини ўраб олган бир ёки бир неча рангли ҳалқалардир. Бу ҳалқаларнинг маркази ёриткич марказлари билан мос тушади. Тожларнинг диаметри  $2^\circ$  га яқин бўлиб, вақт-вақти билан ўзгариб туради. Тожлар Қуёш ёки Ой юпқа булут парда билан қопланганда кузатилади. Ёриткич ва уни ўраб олган камалак ҳалқа орасида оқимтир ёки сарғиш майдон—гардиш кўринади.

Тожлар осмон гумбазини қоплаган тиниқ булутлардаги сув томчиларида ёруғликнинг дифракцияланиши туфайли пайдо бўлади. Сув томчиларидаги дифракция шундай диаметрдаги тиниқмас экранлардаги дифракцияга ўхшайди. Думалоқ экрандаги дифракция амалда ўз характери жиҳатидан хира экрандаги шундай диаметрли тешикдаги дифракцияга мос тушади. Агар томчининг диаметри  $D$  бўлса, у ҳолда биринчи дифракция минимуми  $\theta$  бурчак остида ётади ва у

$$\theta = 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

шарт билан аниқланади.

Амалда кузатиладиган бурчаклар жуда ҳам кичик, яъни  $\theta \approx 2$ , энди  $\theta \approx 1/30$  рад,  $\lambda = 0,5$  мкм = 0,005 мм деб олиб,  $D = 18$  мкм = 0,018 мм ни ҳосил қиламиз. Бундай юпқа пардасимон булутларда томчиларнинг ҳақиқий диаметри 14—20 мкм бўлади. Туман томчиларининг диаметри ўртача 10 мкм га тенг. Галодан фарқли ҳолда тожларда ранглар тескари тартибда жойлашади.

## 88-§. Милтиллаш

Оптикавий ҳодисаларнинг катта бир синфи *милтиллаш* ҳодисаларидир. Милтиллаш узоқдаги ёруғлик манбалари ёки Ердаги буюмлар ёрқинлигининг атмосферадаги турбулент процесслар, яъни турли тартибсиз вертикал ёки горизонтал жараёнли оқимлар натижасида тебранишидир. Юлдузларнинг милтиллаши атмосферанинг маҳаллий ўзгаришлари туфайли муҳит зичлигининг ва демак, синдириш кўрсаткичининг тасодифий ўзгариши натижасида ёрқинлик ва рангнинг тез ўзгаришидан юзага келади. Муҳит зичлиги ва син-

дириш кўрсаткичи ўзгариши туфайли кузатувчининг кўзига тушаётган нур тасодифий рефракцияга дуч келади ва баъзан кузатувчига қараб келаётган йўналишини ўзгартиради, натижада юлдуз ёрқинлигининг тебраниши содир бўлади.

Ёрқинликнинг тебраниши билан бирга юлдузларнинг титраши, яъни юлдузлар кўринма вазиятининг тез ўзгариши ҳам кузатилади. Бу ҳодиса ҳам юлдузларнинг милтиллашида улар ранги ва ёрқинлигининг тебраниши билан тушунтирилади. Ердаги узоқ масофалардан кузатиладиган ёруғлик манбалари ҳам юлдузлардаги сингари сезиларли милтиллаши мумкин.

Юлдузлар ва Ердаги ёруғлик манбаларининг милтиллаши инсонларнинг амалий фаолиятида илмий татқиқотларни қийинлаштириш, техникавий масалаларни ечишга халақит бериш сингари қўшимча қийинчиликларни вужудга келтиради.

Оптикавий алоқа воситаларидан фойдаланиш борасида милтиллаш информацияни оптикавий узатишни ёмонлаштирувчи кучли «шовқинлар» манбаи ҳисобланади.

## II

### АТОМ ВА ЯДРО ФИЗИКАСИ

#### КИРИШ

**89- §. Ҳозирги замон атомистикаси — модда тузилиши ҳақидаги таълимот негизидир. Атом ва ядро физикаси предмети**

Ҳозирги замон атом фанининг, техниканинг ва энергетиканинг улкан ютуқлари—атом ва ядро физикасининг интенсив ривожланиши натижасидир. Агар биз ҳозирги замон атом ва ядро физикаси модда тузилиши ҳақидаги таълимотнинг негизи ҳисобланади десак, муболаға бўлмайди. Бундан ташқари, нафақат модда (газлар, суюқликлар, қаттиқ жисмлар), балки материянинг электр, ёруғлик ва бошқа турлари ҳам атомистик табиатга эга. Шунинг билан бир қаторда материя ҳаракати ҳам атомистик қонунлар билан аниқланади. Айтилганлардан, материя тузилиши ва ҳаракати ҳақидаги атомистик таълимот ҳозирги замон физикасида ҳукмрон таълимотдир, деган шаксиз хулоса келиб чиқади.

Ҳозирги замон атом ва ядро физикаси олимлар олдига энг муҳим фалсафий проблемаларни қўядики, улар атом ва ядро ҳақидаги таълимотнинг турли бўлимларида конкрет шаклда намоён бўлади.

Бу ерда биринчи навбатда материянинг узлуклилиги ва узлуксизлиги, тўлқинлар ва зарралар дуализми, зарраларнинг бир шаклдан бошқа шаклга ўзаро айланувчанлиги проблемаларини айтиб ўтиш керак. Шунингдек, атом ва ядро физикасида умумбоғланиш ва ўзаро таъсирнинг намоён бўлиши энг муҳим проблемалардан ҳисобланади. Конкрет ҳолда бу зарраларнинг ўзаро таъсири проблемасида, зарралар ва майдонлар муносабатида, фазонинг моддийлигида, электрон-позитронли вакуум проблемасида ўз ифодасини топади.

Квант механикасидаги ноаниқлик муносабатлари, шунингдек, умуман статистик қонуниятлар туфайли атом физикаси учун сабабият проблемаси фундаментал аҳамиятга эга. Энергиянинг, массанинг, ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунлари ва бошқалар билан алоқадор бўлган фалсафий проблемалар ҳам катта аҳамиятга эга. Айниқса, табиатдаги ва хусусан, атом ва ядро физикасидаги қайтувчанлик ва қайтмовчанлик билан алоқадор бўлган фалсафий масалалар мураккабдир. Одамнинг актив фаолияти ва унинг



табиатни ўзгартирувчи таъсири билан алоқадор бўлган фалсафий проблемалар ҳам дунёни билишни ривожлантиришда биринчи даражали аҳамиятга эга.

Атомистика қонунлари марксча-ленинча фалсафанинг — диалектик материализмнинг табиий-материалистик асоси ҳисобланади.

Физик-идеалистлар атом ва ядро физикасидаги энг янги ютуқларни бузиб талқин қилиб, фанга идеалистик реакцион дунёқарашни илаштиришга бир неча бор уриниб кўрдилар ва уринмоқдалар. Олимлар физик-идеалистлар ва буржуа файласуфларининг бундай ҳаракатларига қарши шайланган ҳолда бўлишлари учун илмий дунёқараш замини бўлган марксча-ленинча фалсафа — диалектик материализм позициясида маҳкам туришлари керак. Олимлар инсон тафаккурининг ана шу улкан ютуқларига таянган ҳолдагина фан ютуқлари асосида марксча-ленинча фалсафа проблемаларини муваффақиятли ривожлантиришлари ва фанни янги материалистик дунёқараш қонун-қоидалари билан бойитиб боришлари мумкин.

Айтилганлардан, атом ва ядро физикаси, шунингдек, элементар зарралар физикаси масалаларини ўз ичига олувчи билим соҳаси ниҳоятда кенг ва турли-туман эканлиги аён бўлади. Ҳозирги вақтда микродунё проблемалари космик объектларда ва ҳ. к. ларда содир бўлувчи процессларни билиш билан чуқур боғланишда эканлиги маълум бўлди. Космосни ўрганиш ҳам ҳозирги замон атом ва ядро физикасининг ва элементар зарралар физикасининг ютуқларига асосланади. Ушбу курсда микродунё проблемаларини бундай кенг аспектда қараб чиқишнинг имкони йўқ, албатта. Шунинг учун биз ўрганиладиган масалалар доирасини чеклаймиз.

«Атом физикаси» бўлимида атомларнинг электрон қобиклари тузилиши ўрганилади ва атомларнинг химиявий, электр, оптикавий ва ҳ. к. хоссалари тушунтирилади.

«Ядро физикаси» бўлимида ядроларнинг тузилиши ва ядро реакциялари масалалари, шунингдек, атом ядроларини ва уларни ташкил қилган зарраларни ўрганиш методлари баён этилади. Шу сабабли, табиийки, материалнинг бир қисми ядро реакциялари ва уларнинг маҳсулотларини ўрганиш учун мўлжалланган ўлчов аппаратурасини, шунингдек, юқори энергияли ядро зарраларини ҳосил қилиш учун мўлжалланган аппаратураларни тавсифлашга бағишланган.

Атом ядросининг тузилиши мураккаб бўлгани сабабли атом ядроси моделларига катта эътибор берилган.

«Элементар зарралар» бўлимида ҳозирги вақтда маълум бўлган элементар зарраларнинг хоссалари, уларнинг ўзаро бир-бирига айланиш реакциялари, шунингдек, юқори энергияли зарраларнинг ўзлари ўтаётган модда билан ўзаро таъсирлари қаралади. Космик нурлар темасига алоҳида боб бағишланган. Космосдан Ерга келаётган юқори энергияли элементар зарралар спецификасини алоҳида таъкидлаб ўтиш мақсадида шундай қилинди.

**Антик атомистика.** Атомлар ҳақидаги таълимот қадим замондаёқ пайдо бўлган. Машҳур грек файласуфлари: Левкипп (эрамиздан 500 йил олдин), Анаксагор (э. а. 500—428 йй.), Эмпедокл (э. а. 492—432 йй.), Демокрит (э. а. 460—370 йй.), Эпикур (э. а. 341—270 йй.) жисмларнинг атом тузилиши ҳақидаги таълимотни ривожлантирганлар.

Бу соҳада Демокритнинг хизмати айниқса каттадир. У коинот бўш фазодан ва чексиз кўп бўлинмас материя зарралари — атомлардан тузилган деб ҳисоблаган. Барча жисмлар атомлардан тузилган бўлиб, бу атомлар бир-биридан шакли, вазияти ва тақсимланиши бўйича фарқ қилади. Жисмлар фақат атомларнинг қўшилиши ва бўлиниши туфайли пайдо бўлади ва йўқ бўлади. Ҳаракат қандайдир ғайри-табиий кучлар таъсирида эмас, балки атомларнинг ўзига хос бўлган кучлар таъсирида вужудга келади. Демокритнинг атом таълимоти том маънода материалистик таълимот эди. Бироқ унинг дунёқарашида муҳим камчилик бўлган, яъни у бўш фазо мавжуд, деб фараз қилган. Қадимги машҳур мутафаккирлардан бири Аристотель (э. а. 384—322 йй.) бунга қарши чиқди, у материянинг узлуксизлигига асосланиб, бўш фазонинг мавжудлигини рад этди. Лекин шу билан бирга Аристотель бўлинмас атомларнинг мавжудлигини ҳам инкор қилди.

Шундай қилиб, қадим замонлардаёқ, материя табиати ҳақидаги икки қарама-қарши нуқтаи назар орасида кураш пайдо бўлган: бир нуқтаи назарга кўра материя бўлинади ва узлукли деб ҳисобланган, бошқаси эса материянинг узлуксизлигига асосланган. Бу кураш кўп асрлар давом этди. У антик фандан физика фани ривожининг охириги даврларига ҳам етиб келди. Ҳозирги вақтда табиатни диалектик асосда қарама-қаршиликлар бирлиги сифатида тушуниб, физика бу муаммони ҳал этди: шундай қилиб, материя ҳам узлукли (атомлардан тузилган) ҳам узлуксиз (туташ) ҳисобланади.

Атомистик назарияни кейинчалик қадимги йирик мутафаккирлардан Лукреций Кар (э. а. 95—55 йй.) ривожлантирди. Қадимги дунё мутафаккирлари атом материянинг энг майда зарраси деб тушунганлар. Антик фан тушкунликка учраши билан қадимги файласуфларнинг назариялари анча вақтгача эсга олинмади.

**Ўрта асрлар.** Ўрта асрлар шароитида атомистика тараққий этиш имконига эга бўлмади, чунки келгусида материалистик таълимотга айланадиган атомистика ўша вақтда ҳамма ерда ҳукмрон бўлган черков ақидалари билан қарама-қаршиликка учради. Худди шу черков ҳукмронлиги, шунингдек, ҳар хил турдаги сохта фанлар: алхимия, астрология, сеҳргарлик ва ҳ. к. ларнинг ривожланганлиги сабабли атом ҳақидаги таълимот тараққий эта олмади.

✓ **Уйғониш даври.** XVII ва XVIII асрлар атомистикаси. Бошқа фанлар каби атомистика ҳам Уйғониш даврида сезиларли муваффақиятларга эриша бошлади. Бунга шу даврдаги жамият ривожини

нинг экономика, техника, фан ва бошқа соҳаларидаги кенг тараққиёти сабаб бўлди.

Қадим замонлардаги каби, бу даврда ҳам атомистик тасаввурлар экспериментга асосланмасдан, балки ақлий концепциялар тарзида илгари сурилар эди. Шунинг учун бу даврда материянинг узлукли ва узлуксизлиги ҳақидаги масалага қарашлар турлича бўлганлиги ажабланарли эмас. Ҳақиқатдаги йирик олимлари — Г. Галилей (1564—1642) ва Рене Декарт (1596—1650) атомистика тарафдор бўлмаган. Декартнинг материя ҳақидаги таълимотида кўпроқ материянинг узлуксизлиги ҳақида гапирилган бўлса-да, у ўз назарияларида материя зарралардан ташкил топган деб тасаввур қилган. Бу атом тасаввурига маълум даражада яқинлашиш эди. Декарт бўш фазонинг мавжудлигини инкор қилган. Декарт тасаввурларига қарама-қарши ўлароқ, П. Гассенди (1592—1655) Демокритга ўхшаб, бўлинмас атомлар ва улар орасида бўш фазо мавжудлиги ҳақидаги тасаввурларни илгари сурди. Материя тузилиши ҳақидаги икки хил дунёқараш орасида бўлган курашда И. Ньютоннинг (1642—1727) механика ва бутун олам тортишиши соҳасида қилган буюк кашфиётлари катта аҳамиятга эга бўлди. Ньютон таълимоти атомистиканинг ривожланишига билвосита таъсир кўрсатди. Ньютон издошлари эса айни пайтда Декарт назариясига қарши эдилар. Улар ўз назарияларида Ньютоннинг жисмлар орасида бўшлиқ орқали масофадан туриб кучлар таъсир қилиши мумкинлиги ҳақидаги тасаввурига таянган эдилар. Ньютоннинг издошларидан бири, чех олими И. Боскович (1711—1787) узоқдан таъсир этувчи кучлар ҳақидаги тасаввурга асосланиб, материя ҳақидаги атомистик тасаввурларни ишлаб чиқди. У жисмни ташкил қилган зарралар узоқ масофада бир-бирини тортади, яқин масофада эса бир-бирини итаради деб ҳисоблади. Ана шу тасаввурлар асосида кристаллар тузилишини аниқлаш мумкин бўлди. Босковичнинг умумий ғояси тўғри бўлиб чиқди ва у анча кейинроқ, илмий атомистика ривожланган вақтдагина ўз тасдиғини топди.

Атом ҳақидаги таълимотнинг ривожланишида инглиз химиги Р. Бойлнинг (1627—1691), инглиз физиги Р. Гукнинг (1635—1703) ва голланд физиги Х. Гюйгенснинг (1629—1695) хизматлари катта.

Материянинг атомистик тузилиши ва ҳаракати ҳақидаги буюк ишлар гениал рус олими Михаил Васильевич Ломоносов (1711—1765) номи билан чамбарчас боғлиқ. М. В. Ломоносов ўзининг «О составляющих телах природы нечувствительных физических частичках, в которых находится достаточное основание частичных веществ» ва «Элементы математической химии» номли ишларида химиявий элементлар ҳақидаги тасаввурларни ишлаб чиқди ва содда ҳамда мураккаб жисмларни ташкил қилган зарралар орасидаги фарқни аниқлади. Шундай қилиб, молекула ҳақидаги тасаввурларни биринчи бўлиб М. В. Ломоносов ишлаб чиқди. У молекулани атомлардан тузилган мураккаб зарра деб таърифлади.

М. В. Ломоносов молекуляр ҳаракат ҳақидаги тасаввурларни ишлаб чиқишда ҳам катта ҳисса қўшган. У «Попытка теории упру-

гой силы воздуха» номли ишида газларнинг кинетик назариясини тараққий эттирди. Биринчи қарашда бу қанчалик ажабланарли бўлмасин, у реал газлар Бойль—Мариотт қонунига бўйсунмаслигини олдиндан айтиб берди. Ниҳоят, абсолют ноль температуранинг мавжудлигини ҳам М. В. Ломоносов биринчи бўлиб асослаб берди. Бу ишлар, шак-шубҳасиз, М. В. Ломоносовни ҳозирги замон атомистикасининг яратувчилари орасида юқори ўринлардан бирига қўяди.

Афсуски, бу ғоялар ўша вақтда тўғри тушунилмай, узоқ вақтгача унутилган эди ва фақат анча кейингина бошқа олимларнинг ишларида қайтадан тилга олинди.

### ✓ XIX асрда атом ҳақидаги таълимотнинг ривожланиши.

XIX аср саноат ишлаб чиқаришининг гуркираб тараққий этиши, буғ двигателларининг яратилиши, фаннинг ҳамма соҳасида ютуқларга эришилиши билан характерланади. Бу даврга келиб, анча олдин М. В. Ломоносов кенг маънода таърифлаб берган, бироқ бошқа йирик кашфиётлар сингари, унинг замондошлари унутган қонун — энергиянинг сақланиш қонуни узил-кесил аниқланди.

Бу давр илмий атомистиканинг гуркираб ривожланиш даври бўлди. Атомистик таълимот машҳур инглиз химики Д. Дальтоннинг (1766—1844 й). меҳнатлари эъзига катта муваффақиятларга эришди. Дальтон атомистик гипотезага асосланиб химиявий бирикмалардаги каррали нисбатлар қонунини асослаб берди (1808 й.).

1811 йилда йирик итальян физик-химики Авогадро (1776—1856) француз физик-химики Гей-Люссак (1778—1850) ишларига асосланган ҳолда ташқи шароитлар (температура ва босим) бирдай бўлганда бир хил ҳажмдаги ҳамма газларда молекулалар сони бирдай бўлиши қонунини (Авогадро қонуни) таърифлаб берди. Бу ишлар натижасида атомистик таълимот гипотезадан илмий назарияга айландики, бу назария модда тузилиши ҳақидаги таълимотга асос бўлди.

Дальтон нуқтаи назарига кўра атомлар бўлинмас зарралардан иборат. Илмий атомистика асосчиларидан бири шундай фикр билдиришига қарамасдан, унинг замондоши, инглиз олими Проут бунга қарама-қарши фикрни илгари сурди: атомлар мураккаб тузилган, яъни уларнинг ўзлари бошқа зарралардан ташкил топган. Проут атомни ташкил қилган зарралар водород атомларидир, бошқа ҳамма химиявий элементларнинг атомлари ана шу водород атомларидан ташкил топган деб ҳисоблаган. Бироқ атом оғирлигини аниқ ўлчганда Проут гипотезаси (ҳақиқатга яқин бўлган) тасдиқланмади — химиявий элементларнинг атом оғирлиги водороднинг атом оғирлигига каррали эмас экан, ҳолбуки, Проут гипотезасига кўра каррали бўлиши керак эди. Энди биз биламизки, бунга сабаб Проут тахминининг нотўғрилиги эмас, балки кўпгина элементларнинг бир нечтадан ҳар хил изотопларга эга эканлигидир, шу сабабли элементларнинг атом оғирликлари водороднинг атом оғирлигига каррали бўлиб чиқмаган.

Жисмларнинг тузилишига бўлган қарашларнинг тараққий этиши XIX асрда модда молекуляр-кинетик назариясининг яратилишига олиб келди. Юқорида гапирганимиздек, бу назариянинг кўпгина

муҳим қонун-қоидалари деярли бир аср илгари М. В. Ломоносов ишларида тараққий этирилган эди. Илмий атомистикани диалектик тушунишда илмий коммунизм асосчиларидан бири Ф. Энгельснинг хизмати катта. Энгельс атомларнинг бўлинмаслиги ҳақида Дальтон билдирган метафизик нуқтаи назарларга қарши ўлароқ, қуйидаги фикрларни айтди<sup>1</sup>: «Химия молекулаларни жуда кичик массага ва ўлчамларга эга бўлган атомларга ажратди... Бироқ атомлар мутлақо содда нарса эмас, умуман моддаларнинг бизга маълум бўлган энг майда зарралари эмас».

1827 йилда инглиз олими Броун микроскопик зарраларнинг узлуксиз хаотик ҳаракатини очди. *Броун ҳаракати* деб аталган бу ҳодисани фақат модданинг молекуляр-кинетик назарияси тасаввурлари асосида тушунтириш мумкин эди. Бу назария ушбу ҳодисани хаотик ҳаракатланаётган молекулаларнинг кузатилаётган муаллақ заррага урилишлари натижасидир деб тушунтиради.

1860 йилдан кейинги даврда модданинг молекуляр-кинетик назариясини ишлаб чиқишга бағишланган бир қатор фундаментал назарий ишлар пайдо бўлди. Булар жумласига немис физиклари А. Крёниг (1822—1879), Р. Клаузиус (1822—1888), инглиз физиклари Т. Жоуль (1818—1889), Ж. К. Максвелл (1831—1879), австриялик физик Л. Больцман (1844—1906), поляк физиги М. Смолуховский (1872—1917) ва бошқа олимларнинг ишларини киритиш мумкин. Шу давр ичида модданинг молекуляр-кинетик хоссаларига доир жуда кўп экспериментал тадқиқотлар ўтказилди. Буларнинг ҳаммаси модда молекуляр-кинетик назариясини ҳар томонлама асослаб берди, бу назарияга кўра жисмларнинг хоссалари атом ва молекулаларнинг ҳаракати билан тушунтирилади.

Материя кинетик назариясининг муваффақиятлари ва бу соҳадаги ижобий экспериментал кашфиётлар биргаликда илмий атомистиканинг улкан ютуқларини кўрсатади. Жуда кўп миқдордаги тасодифий процесслар тўплами сифатида объектлар ва ҳодисаларни ўрганиш характериға мос равишда статистик физика ривожландики, бунда физикавий процессларни ўрганиш учун эҳтимоллар назарияси методларидан фойдаланилди.

Атом таълимоти машҳур рус химиғи Д. И. Менделеев (1834—1907) очган йирик кашфиёт билан бойиди. 1869 йилда Менделеев химиявий элементларнинг даврий қонунини таърифлаб берди. Бу қонун асосида у химиявий элементларнинг даврий системасини тузди ва шунга асосланиб, бу вақтгача ҳали номаълум бўлган қатор химиявий элементларнинг мавжудлигини олдиндан айтиб берди. Бу қонун атом ва молекулаларнинг тузилишини ўрганишдаги энг мураккаб масалаларни ҳал қилишда йўлчи юлдуз бўлиб қолди. Атом физикаси соҳасидаги кейинроқ қилинган кашфиётлар Д. И. Менделеев кашфиётини янада мустаҳкам асослаб берди.

Атом физикаси ва материянинг молекуляр-кинетик назарияси соҳасидаги тараққиёт ўша вақтдаги кўпчилик физикларда табиат-

<sup>1</sup> Ф. Энгельс. Диалектика природы. 1950, 216- бет.

нинг ҳамма ҳодисаларини материянинг ҳаракати нуқтаи назаридан тушунтириб беришга интилиш уйғотди. Бироқ бу интилишлар катта қийинчиликка дуч келди, чунки стихияли материалист бўлган илғор физиклар материалистик диалектика қонунларини билмас эдилар ва улар деярли ҳамма вақт механистик материализм доирасидан чиқмаганлар, яъни ҳар қандай ҳаракатни механикавий ҳаракат деб тушунганлар.

Файласуфлар ва Мах, Авенариус, Оствальд, Пуанкаре каби физик-идеалистлар ва уларнинг издошлари XIX аср физикларининг фалсафий дунёқараши чекланганлигидан тўғридан-тўғри фойдаландилар. Бунинг оқибатида фақат физика соҳасидагина эмас, балки идеология соҳасида ҳам қарама-қаршиликлар вужудга келди. Мах ва бошқаларнинг субъектив идеализми физиклар, химиклар ва бошқа олимлар орасида анчагина ўз тарафдорларини топди. Мах (1838—1916) ва Оствальд (1853—1932) илмий атомистикага қарши курашиб, атом ва молекулаларнинг реаллигини инкор қилиш билан илмий атомистикани нотўғрига чиқармоқчи бўлишди. Улар материянинг объектив мавжудлигини инкор қилдилар. Оствальд дунёда материя йўқ, фақат энергия мавжуддир, деб исбот қилишга уриниб кўрди. Оствальднинг фикрича, гўё энергия (ёки ҳаракат) материал элтувчига муҳтож эмас.

Бир қатор физик-материалистлар Оствальд энергетикаси ёки энергетизм, деб аталган Оствальд таълимотига қарши чиқдилар. Атом, молекуляр физика ва химия кинетик назария асосида шунчалик муваффақиятли ривожланиб кетдики, оқибатда Оствальднинг реакцион уринишлари тамомила тушкунликка учради ва натижада Оствальднинг ўзи ҳам атом ва молекулаларнинг реаллигини тан олишга мажбур бўлди. Экспериментал физика юқори даражада мураккаблашиб, катта ютуқларга эришди ва натижада алоҳида зарралар йўлини кузатиш ҳам мумкин бўлди. Юқорида айтилганлардан кўриниб турибдики, атом ҳақидаги таълимот фаннинг қадим замондан бизнинг вақтгача бўлган бутун ривожланиш жараёнида икки фалсафий йўналиш орасидаги қаттиқ кураш майдони бўлиб келди. Биринчи фалсафий йўналиш — реакцион, атомистикани оёқ ости қилмоқчи бўлган идеалистик йўналиш бўлиб, иккинчиси эса прогрессив, ташқи дунё ҳақидаги объектив таълимот—илмий атомистика позициясини ҳимоя қилувчи йўналишдир.

**Электрда атом ҳақидаги таълимот.** Атомистик таълимотнинг электрнинг корпускуляр, атом тузилишини асослаб бериши унинг улкан ютуқларидан биридир. Шу таълимот асосида модданинг электр назарияси вужудга келди. Электр токнинг суюқликдан ўтишини ўрганиб, машҳур инглиз физиги М.Фарадей(1791—1867) суюқликдан ўтувчи электр миқдори эритмадан электродларга ўтирган модда миқдори билан узвий боғланишга эга эканлигини аниқлади. Немис физиги Г. Гельмгольц (1821—1894) бу натижаларни анализ қилиб, электролит эритмасидаги ҳар қайси бир валентли модда атоми электролитдан электр ток ўтганда ўзи билан ҳамма вақт бирдай электр зарядни олиб ўтган ҳолдагина бу натижалар тўғри бўлади деган ху-

лосага келди. Агар атом икки валентли, уч валентли ва ҳ. к. бўлса, у ҳолда у ўзи билан мос равишда икки, уч ва ҳ. к. марта кўп электр заряд олиб ўтади. Ҳозирги замон терминологиясида бундай зарядланган атомлар (ёки атомлар группаси) ионлар деб аталади. Гельмгольц шуларга асосланиб, электр зарядлар атом тузилишга эга, деган хулосага келди. Электр атоми (манфийси) *электрон* деб аталган. Кейинчалик электронлар эркин ҳолатда топилган, ҳолбуки мусбат зарядлар ҳамма вақт атомлар билан боғланган ва эркин ҳолатда учрамайди. Анча вақт ўтгач—йигирманчи асрга келиб, мусбат электронлар — позитронлар кашф қилинди.

Электронларнинг экспериментал кашф қилиниши электрон назариясининг яратилиши учун асос бўлди. Электр токнинг сийракланган газлар ва вакуум орқали ўтишини ўрганишга алоқадор бўлган ишлар туфайли электрон назарияси олға томон катта қадам қўйди. Инглиз физиги В. Крукс (1832—1919) электронлар оқимидан иборат бўлган катод нурларини кашф қилди. Бошқа йирик инглиз физиги Ж. Ж. Томсон (1856—1940) электроннинг массасини ўлчади. Милликен электроннинг зарядини ўлчади. Электрон назариясининг кейинги тараққиёти жуда самарали бўлди. Электронлар ҳақидаги таълимот модда тузилиши ҳақидаги таълимотга сингиб кетди. Бундан ташқари, атом, молекула ва бутун моддалар тузилишининг электр назарияси яратилди. Бу назарияга кўра атомлар мусбат зарядлар ва электронлардан тузилган.

Ж. Ж. Томсон атом тузилишининг ичида манфий зарядланган электронлар жойлашган мусбат зарядланган шар кўринишидаги моделини тавсия қилди. Электронлар мусбат зарядланган шар билан электр тортишиш кучлари воситасида боғланган. Бу модель гарчи нотўғри бўлиб, 1911 йилда бошқа модель билан алмаштирилган бўлса-да, лекин шунга қарамай, у модданинг электр, оптикавий ва бошқа кўпгина хоссаларини тушунтиришга имкон берди. Электронларнинг электр ва магнит майдонлардаги ҳаракатини текширишлар шуни кўрсатдики, электронларнинг массалари уларнинг ҳаракатланиш тезлигига боғлиқ экан. Электроннинг массаси ҳақидаги масалани электрон назарияси нуқтаи назаридан қараш электроннинг ҳамма массаси электромагнит табиатга эга, деган тасаввурга олиб келади. Бошқа томондан, электромагнит тўлқинлар назарияси электромагнит тўлқинлар импульсга (демак, массага) эга эканлиги ҳақидаги тасаввурга олиб келди, бу эса 1899 йилда ёруғлик босимини кашф қилган машҳур рус физиги Петр Николаевич Лебедевнинг ҳаммага маълум бўлган тажрибалаарида тасдиқланди. Бу назарий хулосалар ва экспериментал кашфиётлар атом, электрон ва бошқа зарраларнинг хоссалари тўғрисидаги тасаввурларни тубдан ўзгартириб юборди ва улар материя ва ҳаракат ҳақидаги таълимотнинг ривожланишида янги босқич бўлди.

Бу соҳадаги қарашларнинг ўзгариши кескин идеологик кураш вазиятида ўтди. XIX асрнинг кўпгина физиклари: Фарадей, Максвелл, Больцман, Г. Герц, Лармор, Д. И. Менделеев, А. Г. Столетов ва бошқалар стихияли материалистлар бўлган бўлса, XX асрда

кўпгина чет эл физиклари махизм позициясига ўтиб, атом физикасидаги энг янги кашфиётларни субъектив идеализм позициясида туриб талқин қила бошладилар.

Электроннинг массаси тезликка қараб ўзгаришидан ва, шунингдек, атомларнинг электр тузилишидан физик-идеалистлар материя мавжуд эмас, «материя йўқ бўлди» деб хулоса чиқардилар. Физикада кризис юзага келди. Бу кризиснинг моҳиятини В. И. Ленин ўзининг «Материализм ва эмпириокритицизм» деган асарида чуқур анализ қилиб берди: «Ҳозирги замон физикасидаги кризиснинг моҳияти шундан иборатки, деб ёзган эди В. И. Ленин, — эски қонунлар ва асосий принциплар емирилмоқда, онгдан ташқаридаги объектив реаллик рад қилинмоқда, яъни материализм ўрнига идеализм билан агностицизм қўйилмоқда. Кўпгина жузъий масалаларга нисбатан асосий ва типик ҳолдан иборат бу кризисни туғдирган мушкулликни «материя йўқ бўлди» деган сўз билан ифодалаш мумкин. (В. И. Ленин, Асарлар, 14-том, 286-бет.) Худди шу асарида Ленин бу кризисдан қутулиш йўлини ҳам кўрсатиб ўтган. Бу йўл — материяни ва унинг ҳаракатини механистик, метафизик тушунишдан уни диалектик-материалистик тушунишга ўтишдир. «Материя йўқ бўлаётир» деган гапнинг маъноси — материянинг биз ҳозирга қадар билган чегараси йўқ бўлаётир ва бизнинг билишимиз чуқурлашиб бораётир демакдир; материянинг илгари мутлақ ўзгармас, азалий бўлиб кўринган хоссалари (сингдирмаслик, инерция, масса ва шу кабилар) йўқ бўлмоқда ва энди бу хоссаларнинг материянинг фақат айрим ҳолларигагина хос бўлган нисбий хоссалар эканлиги маълум бўлмоқда. Чунки материянинг фалсафий материализм эътироф қиладиган ва у билан чамбарчас боғлиқ бўлган *бирдан-бир* «хоссаси» унинг *объектив реаллик бўлиши*, онгимиздан ташқарида мавжуд бўлиш хоссасидир (В. И. Ленин, Асарлар, 14-том, 289-бет). Лениннинг ишлари файласуфлар ва физик-материалистларни диалектик-материалистик дунёқараш соҳасида назарий асослар билан қуроллантирди ва физикадаги энг янги кашфиётларни тўғри талқин қилишда йўлчи юлдуз бўлиб хизмат қилмоқда.

✓ **XX аср бошида атом ҳақидаги таълимот.** 1896 йилда француз физиги Анри Беккерель (1852—1908) радиоактивлик ҳодисасини кашф қилдики, бу ҳодисани анча вақтгача ҳеч ким тушунтириб бера олмади. Юзаки қараганда унчалик аҳамиятсиз бўлган бу ҳодиса, ҳақиқатда янги даврнинг — атом асрининг бошланиши бўлди. Олимлар радиоактивлик ҳодисасини ўрганиш билан атом бағрига кириб бордилар. Француз физиги Пьер Кюри (1859—1906) ва Мария Склодовская-Кюри (1867—1934) поляк аёли, шунингдек қатор бошқа олимлар ва айниқса, машҳур инглиз физиги Резерфорд (1871—1937) нинг радиоактивлик соҳасидаги тадқиқотлари радиоактивликнинг асосий хоссаларини аниқлашга ва унинг сабабини билиб олишга имкон берди. Маълум бўлдики, бир қатор оғир элементлар (уран, радий ва бошқалар) ҳар доим кўринмас нурлар:  $\alpha$ -,  $\beta$ -, ва  $\gamma$ - нурлар чиқаради.



$\alpha$ -,  $\beta$ - ва  $\gamma$ - нурларнинг кашф қилиниши тадқиқотчиларга атомларни ўрганиш учун кенг имконият яратиб берди. Резерфорд тез  $\alpha$ - зарраларнинг ҳар хил химиявий элемент атомлари билан тўқнашувини текшириб чиқди ва бу тажрибалар натижасида қуйидаги хулосага келди: атомларнинг мусбат зарядли ва атомнинг деярли ҳамма массасини ўзида мужассамлантирган қисми диаметри  $10^{-13}$  см тартибида бўлган жуда кичик ҳажмга мужассамлашгандир. Демак, атомнинг бу қисми атом ўлчамидан юз минг марта кичик ўлчамга эга.

Атомнинг мусбат зарядланган қисмини Резерфорд атом ядроси деб атади. Шу асосда 1911 йилда атомнинг ядро модели (ёки планетар модель) яратилди. Томсоннинг атом модели ўрнини олган бу атом модели шу пайтгача атом тузилиши ҳақидаги тасаввурлар асоси бўлиб келмоқда.

Ҳозирги замон атом моделининг яратилиши ва ривожланиши, атомларда содир бўладиган процессларни текширишлар атомларнинг ёруғлик чиқариши ва ютиши ҳақидаги таълимот билан узвий боғлиқдир. Бу XX аср бошида ёруғлик нурланиши ва ёруғлик процессларининг квант табиати очилишига олиб келди. Шундан сўнг квантлар ҳақидаги таълимот атом ва молекуляр физикага, шунингдек, модда тузилиши ҳақидаги ҳамма бўлимларга ёйилди. Ёруғликнинг квант назарияси яратилиши ёруғлик икки юзлама табиатга — корпусляр (узлукли, атомли) ва тўлқин (узлуксиз) табиатга эга, деган тасаввурга олиб келди. Бироқ фақат ёруғлик табиатигина икки юзлама эмас экан. Тез орада модданинг бошқа ҳамма зарралари ҳам, хусусан, электронлар ҳам икки юзлама табиатга эга эканлиги аниқланди. 1924 йилда француз физиги Луи де Бройль ҳар бир зарра ҳаракатига тўлқин тарқалиши мос келади, деган фарзни айтди ва уни материя тўлқини деб атади. Америкалик физиклар Девиссон ва Жермер 1927 йилда электронлар дифракциясини экспериментда аниқладилар, бу—электронлар тўлқин табиатининг тасдиғи бўлди. Девиссон ва Жермер тажрибаларидан кейин бошқа кўпгина физиклар ҳам шундай тадқиқотларни амалга оширдилар. Каттиқ жисмлар тузилишини текшириш учун мўлжалланган, электронографлар деб аталувчи асбоблар худди шу принципда яратилган эди. Ниҳоят, бу кашфиётлар натижасида модда зарралари ҳам ёруғлик каби икки юзлама табиатга — тўлқин ва корпускуляр табиатга эга деган қатъий хулосага келинди. Атом физикасидаги янги далилларнинг очилиши энг янги атомичи процесслари назариясининг яратилишига олиб келди. Ҳозирги замон йирик физик-назарийчилари: Бор, Гейзенберг, Шредингер, Дирак ва бошқаларнинг ишлари асосида корпускуляр ва тўлқин тасаввурларни синтез қилишга имкон берувчи квант механикаси ишлаб чиқилди. Бу янги назария атом физикаси соҳасидаги ҳисоблашларни бажариш учун асос бўлди. Бу соҳадаги бир қатор муҳим методлар совет физиклари Я. И. Френкель, В. А. Фок, Д. Д. Иваненко, И. Е. Тамм, Л. Д. Ландау, А. А. Соколов, А. С. Давидов ва бошқалар томонидан яратилди. Юқорида айтилган эдики, электрон ва бошқа элементар

зарраларнинг тўлқин табиати ҳаракатни механикавий ҳаракат деб тушунишга асосланган тасаввурлар доирасига сифмас эди. Электронлар ва бошқа зарраларнинг дифракцияси зарралар ҳаракати Ньютон механикаси қонунларига қараганда мураккаброқ қонунларга бўйсунганини, шунинг учун электроннинг ҳаракатини механика қонунлари билан ҳисоблаш мумкин эмаслигини кўрсатади.

✓ **Ядро физикасининг ривожланиши.** Атом ядроси ҳақидаги таълимот ривожланиши билан катта муваффақиятларга эришилди. Резерфорд тадқиқотлари бу соҳада муҳим қадам бўлди. У 1919 йилда  $\alpha$ - зарраларнинг азот ядроларига урилиши натижасида азот ядроларидан водород атоми ядроси — протонлар учиб чиқишини пайқади. Резерфорднинг бу ишлари атомларни бир турдан иккинчи турга сунъий айлантириш даврининг бошланиши бўлди. Бундай айланишлар ядро реакциялари дейилади.

1919 йилда инглиз физиги Астон изотопларни кашф қилди, яъни битта химиявий элемент атомларининг ҳар хил турда бўлишини аниқлади. Француз физиклари И. Кюри (1897—1956), Ф. Жолио-Кюри (1900—1958) ва инглиз физиги Чадвикларнинг янги элементар зарраларни—нейтронларни кашф қилишлари атом ядроси физикасидаги энг йирик воқеалардан бири бўлди. Бу зарраларнинг массаси деярли протон массасига тенг, лекин электр зарядга эга эмас. Машҳур совет физиги Д. Д. Иваненко ўша йилнинг ўзида атом ядросининг протон-нейтронли моделини таклиф қилди. Атом ядроларининг хоссаларини тўғри тушунтира олмаган, аввал таклиф қилинган (протонлар ва электронлардан тузилган) ядро моделларидан фарқли равишда Д. Д. Иваненко таклиф қилган модель тажриба натижалари билан мос тушди. Тез орада ядро кучлари ҳақидаги масала қониқарли ҳал этилди. Д.Д. Иваненко ва И. Е. Тамм 1934 йилда ядро кучлари назариясини таклиф қилдилар, бу назарияни кейинчалик Д. Д. Иваненко ва А.А. Соколовлар (1936) ривожлантирдилар. Шунингдек, бу соҳадаги ишларга япон физиги Юкава ҳам салмоқли ҳисса қўшди. У 1935—1938 йиллар давомида асосий ядро зарраларининг (протонлар ва нейтронларнинг) ўзаро таъсирига сабаб, улар орасида янги элементар зарралар — мезонлар ҳаракатидир, деган тасаввурлар асосида ядро кучлари назариясини мукаммаллаштирди. Юкаванинг бу гипотезаси америкалик физиклар Андерсон ва Нидермайерларнинг тажрибаларида экспериментал тасдиқланди — улар космик нурларни ўрганишда мезонларни (1937) кашф қилдилар. Андерсон бундан бир неча йил олдин космик нурларни текшираётганда янги элементар зарра — позитрон — мусбат электронни (1938) кашф қилган эди.

Позитронни И. Кюри ва Ф. Жолио-Кюрилар ҳам аниқлаган эдилар, сунъий радиоактивликнинг очилиши ҳам уларга тегишлидир. Италиян физиги Энрико Фермининг (1901—1954) кўпгина ядро реакцияларини тадқиқ қилишдаги хизматлари жуда катта.

Радиоактивлик кашф этилиб, унинг табиати аниқланган пайтдан бошлаб маълум бўлдики, атом ядролари жуда катта потенциал энергияга эга экан, уни ажратиб олиш билан инсон қўлига янги

энергия манбаи берилган бўлар эди. Бироқ 1939 йилгача бу масалани ижобий ечиш учун аниқ йўл йўқ эди. 1939 йилдаги янги кашфиёт атом ядролари энергиясидан амалий фойдаланиш масаласини кўндаланг қилиб қўйди. Немис физик-химиклари Ган ва Штрассман уран ядросининг тахминан тенг икки қисмга (бўлакка) бўлиниш реакциясини очдилар. Бу реакция уран атоми ядросининг ичига нейтронлар тушганда амалга ошади. Бўлиниш реакциясида жуда катта энергия (200 Мэв га яқин) ажралади. Бу реакциянинг яна бир муҳим томони шундаки, бунда бир қанча янги нейтронлар чиқади. Бу нейтронлар ўз навбатида янги бўлиниш реакциясини юзага келтиради ва ҳ. к. Шундай қилиб, уран ядроларининг жуда катта энергия ажралиб чиқадиган ўз-ўзидан ривожланиб борувчи (занжир) реакциясини ҳосил қилиш имкони топилди. Бундай реакциялар кейинги йилларда АҚШ ва СССР да, сўнгра бошқа мамлакатларда амалга оширилди.

Агар занжир реакция ривожланаётганда у бошқарилмаса ва тўсқинликка учрамаса, у ҳолда атом портлаши деб аталган портлаш содир бўлади. Бундай портлашлар атом бомбаларида амалга ошади.

Атом энергиясидан фойдаланиш энергетиканинг янги тури — атом энергетикасининг ривожланишига олиб келди. СССР да 1954 йилда дунёда биринчи атом электростанцияси қурилди. СССР да ядро энергетикасининг ривожланишида совет физиги И. В. Курчатовнинг хизматлари катта бўлди. Унинг раҳбарлиги остида ишлаган кўпгина физиклар ядронинг занжир реакциясини амалга оширдилар ва ядро энергетикаси соҳасидаги бошқа қатор илмий-техникавий муаммоларни ҳал қилдилар. Хусусан, 1954 йилда бошқариладиган термоядро реакциялари олиш мақсадида юксак температурали плазмалар физикаси бўйича интенсив тадқиқот ишлари бошлаб юборилди.

**Зарядланган зарралар тезлаткичлари.** Атом ядроси ва элементар зарраларни тадқиқ қилишда зарядланган зарралар тезлаткичлари катта роль ўйнайди. Бу мақсад учун жуда кўп турли аппаратлар таклиф қилинган эди.

1930—1940 йиллар ичида юқори кучланишли (юқори вольтли) электр қурилмалар: импульсли трансформаторлар, кўп каскадли трансформаторлар, электр кучланишни  $10^6$  в гача ошириб берувчи кучланиш кўпайтиргичлар ишлаб чиқилди.

Ван де Грааф томонидан  $10^7$  в гача кучланиш олишга имкон берувчи электр генераторининг яратилиши (1936) бу соҳада олға томон қўйилган катта қадам бўлди. Бироқ барча бу хилдаги қурилмаларнинг ўлчамлари жуда катта. Бундан катта кучланишни, демак, тезлатиладиган зарраларнинг бундан юқори энергиясини бу методлар билан олиш амалда мумкин эмас. Принцип жиҳатдан янги типдаги тезлаткич яратиш зарур эди. Бундай тезлаткич — циклотрон биринчи марта 1932 йилда америкалик физик Лоуренс томонидан яратилди. Бу аппарат миллионлаб ва ўн миллионлаб электронвольт энергияли зарядланган зарралар — протонлар олишга имкон беради, 1941 йилда америкалик физик Керст электрон тезлаткични — бетат-

ронни яратди. Электрон тезлаткич билан алоқадор назарий муаммолар совет физиги Я. П. Терлецкий томонидан ишлаб чиқилди. 1944 йилда совет физиги В. И. Векслер ва у билан бир вақтда америкалик физик Мак-Миллан зарядланган зарраларни тезлатишнинг янги методини таклиф қилдилар, шу метод асосида янги тип тезлаткич — синхротрон яратилдики, унинг ёрдамида юз миллионлаб ва миллиардлаб электронвольт энергияли зарядланган зарра олиш мумкин.

1952 йилда АҚШда космотрон деб аталувчи, зарралар энергияси 2,3 Гэв бўлган протонлар тезлаткичи; 1954 йилда беватрон деб аталувчи 5 Гэв энергияли тезлаткич яратилди.

1955 йилда СССРда зарядланган зарралар 10 Гэв энергияга эришадиган тезлаткич қурилди. Швейцарияда эса 1959 йилда протонларни 30 Гэв гача тезлатадиган тезлаткич қурилди.

1969 йилда СССРда протонларни 70 Гэв гача тезлатадиган тезлаткич қурилди ва ишга туширилди. Бу эса элементар зарралар физикаси соҳасида жуда муҳим экспериментларни амалга оширишга имкон берди.

1955 йилда АҚШ да беватрон ёрдамида янги элементар зарра — антипротон, яъни манфий зарядли протон очилди, яна тез орада антинейтрон ҳам очилди.

**Элементар зарралар физикаси.** Тезлаткичлар ёрдамида олинadиган тез зарраларнинг ўзаро таъсирини текшириш массаси ва заряди турлича бўлган қатор янги беқарор элементар зарралар — мезонлар, гиперонлар ва бошқаларнинг, шунингдек, нейтрал зарраларнинг кашф қилинишига олиб келди.

Буларнинг ҳаммаси ҳозирги вақтда физиканинг янги бўлими — элементар зарралар физикасининг яратилишига сабаб бўлди. Бу соҳадаги муҳим проблема — элементар зарралар тузилиши проблемасидир. Кўп мамлакатларнинг физиклари ўз кучларини ана шу проблемани ўрганишга қаратганлар.

**Космик нурлар физикасининг ривожланиши.** Элементар зарраларни текшириш учун космик нурларни ўрганиш катта аҳамиятга эга. Бу соҳадаги кузатишлар 1901 йилда инглиз физиги Вильсон ва немис физиклари Эльстер ва Гейтель томонидан амалга оширилган бўлиб, улар берк идишдаги газлар электр ўтказувчанлик хусусиятига эга эканлигини аниқладилар. Дастлаб бу ўтказувчанликни Ер қобиғи ва атмосферасидаги радиоактивлик туфайли юзага келган қолдиқ ионланиш сабабли пайдо бўлган деб тушунтиришга уриниб кўрдилар. Бироқ 1911—1912 йиллар ичида Гесснинг аэростатларда ўтказган текширишлари шуни кўрсатдики, бу ионланиш баландлик ортиши билан кескин ортар экан, натижада Гесс бу ионланишга сабаб—олам фазодан келувчи нурлар ёки бошқача айтганда, космик нурлардир, деган гипотезани илгари сурди.

1913—1914 йилларда бу тажрибаларни, 9300 м баландликкача кўтарилиб, Кольхерстер такрорлади. Гесс тажрибаларининг натижалари тасдиқланди. 1922 йилда Милликен ва Боуэн биринчи марта аппаратурани стратостатда кўтариб чиқдилар. Совет физиги Д. В. Мисовский ўз шогирдлари билан бирга космик нурларни жуда кўп

текширди. Улар 1926 йилда сув остида жуда чуқурликда космик нурларни текшириб, барометрик эффектни, яъни космик нурлар интенсивлигининг барометрик босимга боғлиқлигини аниқладилар. Стратостатлар ёрдамида космик нурларни текшириш катта аҳамиятга эга бўлди. АҚШ да Андерсон, Бельгияда Пикар (1931—1932 й; *у 16400 м* баландликкача кўтарилишга муваффақ бўлди) шундай ўлчашларни амалга оширдилар. СССРда 1933 йилда Г. А. Прокофьев ходимлари билан *19 000 м* баландликкача кўтарилишга муваффақ бўлди. Совет физиги Д. В. Скобельцин бу соҳада олға томон катта қадам қўйди. У космик нурлар табиатини текшириш учун магнит майдонга жойлаштирилган Вильсон камерасидан фойдаланди. Кейинчалик бу тажрибаларни Милликен ва Андерсон мукамаллаштирдилар.

1929—1931 йилларда Д. В. Скобельцин ва француз физиги Оже космик нурларда зарралар қуюнини аниқладилар. Андерсон 1933 йилда космик нурларда позитронлар борлигини, 1937 йилда эса Нидермайер билан, янги зарралар — мезонлар (оғир электронлар) борлигини аниқлади.

Космик нурларнинг пайдо бўлиши ва уларнинг табиати ҳақидаги масала энг мушкул масалалардан эди. 1945 йилда швед физиги Альфвен космик нурларнинг бирламчи компонентаси юлдузларнинг уюрмавий электромагнит майдонида тезлашган зарядланган зарралардан иборатдир, деган фаразни айтди. Альфвен гипотезасида бу фақат қўшалок юлдузлар майдонидагина бўлиши мумкин, деб тахмин қилинган эди. Совет физиги Я. П. Терлецкий бу тасаввурни ривожлантирди ва зарядланган зарралар, магнит момент ўқи айланиш ўқи билан бурчак ҳосил қилган оддий юлдузлар майдонида ҳам тезлашиши мумкин эканлигини кўрсатди. Э. Ферми бу тасаввурни ривожлантиришда давом этиб, юлдузлараро магнитланган материянинг электромагнит майдони асосий тезлатувчи процесс эканлигини кўрсатди.

1948 йилдан бошлаб СССРда С. Н. Вернов раҳбарлигида катта баландликларда автоматик стратостатлар ёрдамида космик нурларни ўрганишлар ва чет эллардаги тадқиқотлар космик нурларнинг бирламчи компонентаси улкан тезликда ҳаракатланувчи атом ядроларидан иборат эканлигини кўрсатди. Улар атмосферадан ўтаётганда иккиламчи зарраларни — мезонлар, электронлар,  $\gamma$ -фотонлар ва атмосферанинг қуйи қатламларида кузатиладиган бошқа зарраларни вужудга келтиради. 1957 йил совет фанининг буюк ғалабаси нишонланган йил бўлди: 4 октябрда Ернинг биринчи сунъий йўлдоши учирилди. Бу воқеа янги даврнинг бошланиши бўлди. 1957 йил 3 ноябрда СССРда иккинчи, 1958 йил 15 майда эса учинчи Ер сунъий йўлдошлари учирилди. Иккинчи ва учинчи Ер сунъий йўлдошларида космик нурларни текширишнинг катта программаси амалга оширилди. Космик нурларнинг бирламчи компонентасида зарядланган зарралар билан бир қаторда фотонлар, шунингдек, оғир атом ядролари ҳам қайд қилинди.

Ернинг сунъий йўлдошларида ўтказилган текширишлар на-

тижасида 1958 йилда америкалик физик Ван-Аллен Ер шари атрофида зарядланган зарралар радиацион пояси борлигини аниқлади. Уша йилнинг ўзида Ернинг учинчи совет сунъий йўлдоши ёрдамида зарядланган зарраларнинг иккинчи радиацион пояси топилди. Бу кашфиётлар космосдаги электромагнит процессларни тушунишда катта аҳамиятга эга ва уларни ҳозирги вақтда ҳам турли мамлакатларнинг физиклари интенсив ўрганмоқдалар.

Ҳозирги замон атом ва ядро физикасининг ривожланиши ҳақида айтилганлардан кўриниб турибдики, инсоният материянинг энг сирли хоссаларини — элементар зарралар структурасини билишга ва шунингдек, бу хоссаларни космик фазога чиқиб ўрганишга муваффақ бўлди. Ядро физикаси соҳасидаги ютуқлар: атом энергетикаси, элементар зарралар физикаси, зарядланган зарраларни ўта юқори энергиягача тезлатиш ва ҳ. к. — буларнинг ҳаммаси инсоният олдида техникавий прогрессга чексиз кенг йўл очиб берадиган физика соҳасидаги янги революциянинг тантанасидир.

### XIII боб

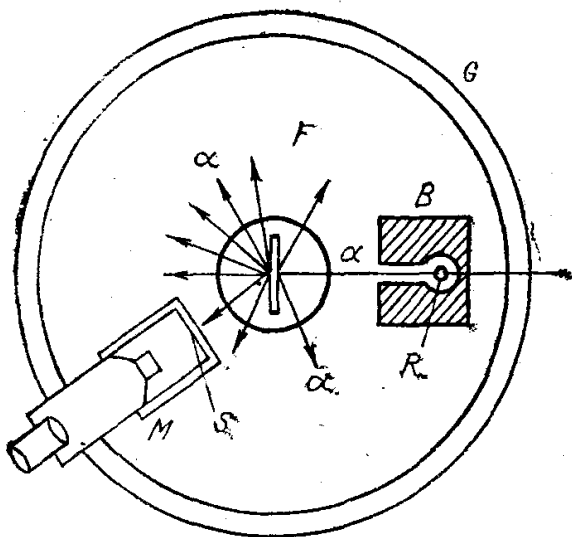
## АТОМ ТУЗИЛИШИ

### 91-§. Резерфорднинг атом планетар модели

А. Беккерель томонидан 1896 йилда радиоактивлик ҳодисасининг очилиши тадқиқотчилар қўлига ниҳоятда нозик қурол бердики, у атом тузилишини аниқлашга имкон туғдирди. Оғир радиоактив элементлар (уран, радий ва бошқалар) нурлайдиган тез ҳаракатланувчи  $\alpha$ - зарраларни шундай нозик қуроллар жумласига киритиш мумкин. Синчиклаб текширилганда  $\alpha$ - зарралар массаси гелийнинг массасига деярли тенг, мусбат заряди абсолют қиймат жиҳатидан икки электрон зарядига тенг бўлган зарралар эканлиги маълум бўлди.

Резерфорд 1906 йилда фундаментал экспериментларни амалга оширди. Бунда у  $\alpha$ - зарраларнинг бошқа модда атомлари билан тўқнашувларини ўрганиб, текширилаётган модда орқали ўтаётган  $\alpha$ - зарраларнинг сочилиш характерини кузатди. Резерфорд  $\alpha$ - зарраларнинг ҳаво орқали ўтишини текширди ва бунда ҳаво молекулалари билан тўқнашиши натижасида  $\alpha$ - зарраларнинг сочилиши содир бўлишини аниқлади. Резерфорднинг шогирдлари Гейгер ва Марсден  $\alpha$ - зарраларнинг фақат газлар орқали ўтаётгандаги сочилишини эмас, балки металллар орқали ўтаётгандаги сочилишини ҳам ўргандилар. Бу текширишлар шуни кўрсатдики,  $\alpha$ - зарраларнинг кўп қисми модда орқали ўзининг дастлабки йўналишидан огмасдан ўтади, уларнинг жуда кам қисмигина сезиларли ва ҳатто дастлабки йўналишидан катта бурчакка оғади.

Резерфорд ўз тажрибаларида  $\alpha$ - зарралар дастасининг изини фс-тографик пластинка воситасида кузатди. Гейгер ва Марсденлар



251- расм.

сцинтилляция (чақнаш) -методи деб аталган анча мукамал методдан фойдаландилар. Бу методнинг моҳияти қуйидагидан иборат (251-расм).

Ҳавоси сўриб олинган  $G$  камеранинг ичига  $R$  радиоактив манбали  $B$  контейнер жойлаштирилган.  $\alpha$ -зарраларнинг ингичка дастаси  $F$  металл вараққа (зарга) тушади, металл атомлари  $\alpha$ -зарраларни сочади.  $\alpha$ -зарралар сочилганда турли йўналишда учиб кетади. Уларнинг баъзилари  $S$  экранга тушади, экран флюоресценцияланувчи

модда — рух сульфид билан қопланган.  $\alpha$ -зарралар рух сульфидга тушганда ўша жойда ёруғлик чақнаши — сцинтилляция юз беради, шу туфайли сочилган  $\alpha$ -зарраларни қайд қилиш мумкин бўлади. Сцинтилляцияларни асбобнинг марказидан ўтган ўқ атрофида буриш мумкин бўлган  $M$  микроскоп орқали кузатилади. Микроскоп билан бирга  $S$  экран ҳам бурилади. Шу туфайли турли бурчак остида сочиладиган  $\alpha$ -зарраларни қайд қилиш имконига эга бўламиз.

Агар  $\alpha$ -зарраларнинг  $F$  металл зарга тушиш йўналиши билан сочилиш йўналиши орасидаги бурчак  $\theta$  га тенг бўлса, у ҳолда тажриба кўрсатадики, бу йўналишда сочилган  $\alpha$ -зарралар сони  $\sin \frac{\theta}{2}$  нинг тўрттинчи даражасига тесқари пропорционал бўлар экан.

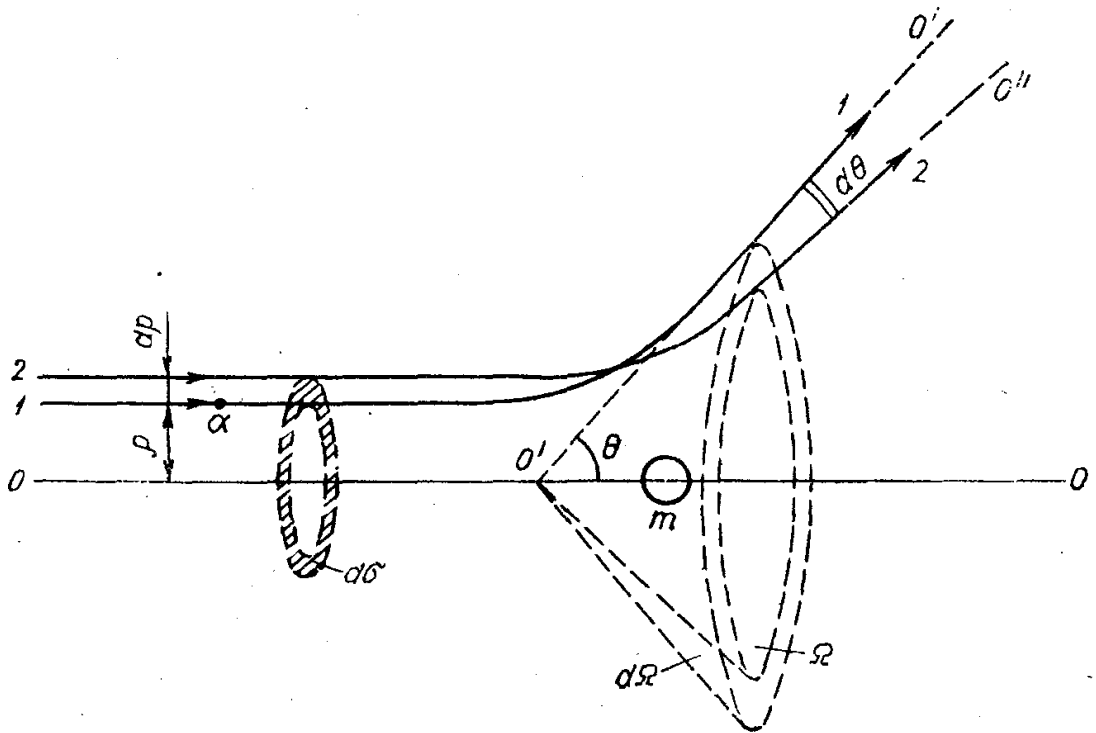
Шундай қилиб, Резерфорд, Гейгер ва Марсден тажрибаларида қуйидагилар аниқланди:

- 1) сочилган  $\alpha$ -зарралар сони тушувчи  $\alpha$ -зарралар сонидан кам;
- 2) жуда катта бурчакда сочилувчи ва ҳатто орқага —  $\alpha$ -зарралар манбанга отиб юбориладиган  $\alpha$ -зарралар ҳам бўлади;
- 3) сочилиш бурчаги ортганда сочилувчи зарралар сони кескин камаяди.

Резерфорд буни қуйидагича тушунтирди.  $\alpha$ -заррадек оғир зарра катта бурчак остида сочилиши учун бу зарра мусбат зарядли ва массаси  $\alpha$ -зарранинг массасига тенг ёки ундан катта бўлган зарра билан тўқнашиши керак. Агар атомда шундай зарралар бор деб фараз қилсак, у ҳолда улар учиб келаётган  $\alpha$ -зарралар билан Кулон қонуни бўйича ўзаро таъсирлашади, яъни

$$F = - \frac{2e^2Z}{r^2}, \quad (91.1)$$

бунда  $2e$  —  $\alpha$ -зарранинг заряди;  $Z_e$  — атомдаги зарранинг ( $\alpha$ -зарралар шу зарраларга урилади) заряди.



252- расм.

Оғиш бурчакларини ҳисоблаш учун (91.1) формула орқали ифодаланган марказий кучлар таъсиридаги икки жисм ҳаракати назариясидан келиб чиқадиган натижалардан фойдаланамиз. Бунда массаси  $m$  ва заряди  $Ze$  бўлган текширилаётган зарядланган жисм (текширилаётган атом) ва  $\alpha$ -зарра олинади (унинг массаси гелий атомининг  $m_\alpha$  массасига ва заряди  $2e$  га тенг).

252-расмда шундай икки зарранинг ўзаро таъсири схематик кўрсатилган. Бунда  $m$  — тўғри чизиқ  $OO$  да жойлашган текширилаётган атом. Бу тўғри чизиққа параллел ҳолда ундан  $\rho$  масофада  $v$  тезликли  $\alpha$ -зарра учиб ўтади.  $\alpha$ -зарра  $m$  атом яқинидан учиб ўтаётганда  $\theta$  бурчакка оғади, бу бурчак  $OO$  тўғри чизиқ билан  $O'O'$  асимптотанинг кесишиш бурчагидир.  $\alpha$ -зарра учиб ўтадиган  $1,1'$  траектория гиперболадан иборат. Бу ҳолда  $\theta$  оғиш бурчаги  $m_\alpha$ ,  $v$ ,  $\rho$  ҳамда  $2e$  ва  $Ze$  зарядлар билан қуйидагича муносабатда боғланган:

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{m_\alpha v^2 \rho}{2Ze^2}. \quad (91.2)$$

Бу формуладаги  $\rho$  катталиқ *нишонга олиш масофаси* (параметри — *тарж.*) дейилади.  $\rho$  ва  $\rho + d\rho$  цилиндрик сирт билан чегараланган цилиндрик қатлам ичида учиб борувчи  $\alpha$ -зарралар очилиш бурчаклари  $\theta$  ва  $\theta + d\theta$  бўлган конус билан чегараланган  $d\Omega$  фазовий бурчак ичида сочилади.  $\rho$  ва  $\rho + d\rho$  радиусли айлана ичидаги цилиндрик қатламнинг  $d\sigma$  кесим юзи

$$d\sigma = 2\pi\rho d\rho \quad (91.3)$$

га тенг. Бу катталиқ  $\alpha$ -зарраларнинг  $\rho$  ва  $\rho + d\rho$  масофа интерва-



лида учиб ўтаётганда  $\theta$  ва  $\theta + d\theta$  бурчак интервалида сочилиши учун  $m$  ядронинг эффектив кесими бўлади.

Агар  $1 \text{ см}^3$  моддадаги  $m$  массали атомлар сони  $n$  га, сочувчи қатлам қалинлиги  $h$  га тенг бўлса, у ҳолда кесими  $\Delta S$  га ва қалинлиги  $h$  га тенг бўлган  $\Delta V$  ҳажмдаги атомларнинг умумий сони қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta n = n \Delta V = nh \Delta S. \quad (91.4)$$

Бу ҳамма атомларда (91.3) ифодадан келиб чиқадиган умумий кесим юзлари  $\rho$  ва  $\rho + d\rho$  интервалдаги нишонга олиш масофаси  $\rho$  учун

$$\Delta \sigma = d\sigma \Delta n = nh2\pi\rho d\rho \Delta S \quad (91.5)$$

га тенг. Юзи  $\Delta S$  бўлган сочувчи намуна  $F$  нинг (251-расм) сиртига тушувчи  $\alpha$ -зарранинг  $\theta$  ва  $\theta + d\theta$  интервалдаги бурчакка оғиш  $\Delta\omega$  эҳтимоллиги  $\Delta\sigma$  юзнинг намунанинг бутун юзи  $\Delta S$  га нисбатига тенг:

$$\Delta\omega = 2\pi\rho nh d\rho. \quad (91.6)$$

Агар  $\Delta S$  юзга  $1 \text{ сек}$  да  $N$  та  $\alpha$ -зарра тушаётган бўлса, у ҳолда  $\theta$  ва  $\theta + d\theta$  интервалдаги бурчакка сочиладиган зарралар сонининг эҳтимоллиги

$$\Delta N = 2\pi\rho nNh d\rho \quad (91.7)$$

га тенг бўлади. (91.2) ифодадан  $\rho d\rho$  катталиқ учун қуйидаги ифодани ҳосил қилиш мумкин:

$$\rho d\rho = -\frac{1}{2\beta^2} \frac{\text{ctg} \frac{\theta}{2} d\theta}{\sin^2 \frac{\theta}{2}}, \quad (91.8)$$

бунда

$$\beta = \frac{m_\alpha v^2}{2Ze^2}.$$

(91.8) ва (91.7) формулалардан

$$\Delta N = \frac{2\pi nNh}{2\beta^2} \frac{\text{ctg} \frac{\theta}{2} d\theta}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (91.9)$$

ифодани оламиз («—» ишора тушириб қолдирилди, чунки у аҳамиятга эга эмас).

(91.9) формуланинг ўнг қисмини  $\sin \theta$  га кўпайтириб ва бўлиб, сўнгра

$$\Delta\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (91.10)$$

фазовий бурчак киритсак, у ҳолда (91.9) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\Delta N = \frac{nNh}{4\beta^2} \frac{\Delta\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (91.11)$$

(91.11) га  $\beta^2$  нинг қийматини қўйиб,

$$\Delta N = nNh \left( \frac{Ze^2}{m_\alpha v^2} \right)^2 \frac{\Delta\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (91.12)$$

ни ҳосил қиламиз. Агар сцинтилляцияланувчи  $S$  экран  $F$  пластинканинг сочилиш марказидан  $R$  масофада жойлашган бўлса,  $S$  майдон катталиги эса  $1 \text{ см}^2$  га тенг бўлса, у ҳолда

$$R^2 \Delta\Omega = 1. \quad (91.13)$$

Бунда (91.13) шартни қаноатлантирувчи (91.12) формула  $\Delta\Omega$  учун қуйидаги кўринишга келади:

$$\Delta N = \frac{nNh}{R^2} \left( \frac{Ze^2}{m_\alpha v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (91.14)$$

(91.14) формулани Резерфорд формуласи дейилади.  $\alpha$ -зарраларнинг сочилишига доир тажрибалар Резерфорд формуласини тўла тасдиқлади. Бу тажрибалардан, атомнинг ҳамма мусбат заряди ва унинг деярли бутун массаси радиуси  $10^{-13} \text{ см}$  тартибда бўлган жуда кичик ҳажм ичига тўпланган, деган хулоса келиб чиқади. Резерфорд атомнинг бу қисмини *атом ядроси* деб атади ва юқорида айтилган атомнинг планетар ёки ядро моделини тарифлаб берди. Бу моделга кўра, атом унинг деярли бутун массасини (электронларнинг массасидан ташқари) ва ҳамма мусбат зарядни ўзида мужассамлаштирган мусбат ядродан иборатдир. Атом ядроси атрофида  $10^{-8} \text{ см}$  тартибдаги масофалардаги орбиталар бўйлаб манфий электронлар ҳаракатланади. Атом ядросининг элементар мусбат зарядлари сони ( $Z$ ) электрон қобиқдаги манфий электронлар сонига тенг. Атом бутунча олинганда электр жиҳатдан нейтралдир.  $Z$  сони химиявий элементнинг Менделеев даврий системасидаги тартиб номерига тенг. Енгил элементлар учун  $Z$  атом оғирлигининг тақрибан ярмига тенг.

## 92-§. Водород атоми ва унга ўхшаш ионлар учун Бор назарияси

Резерфорднинг атом планетар модели унинг  $\alpha$ -зарраларнинг турли модда атомларида сочилиши бўйича ўтказган тажрибаларидан мантиқан келиб чиққан бўлса-да, бу модель атомнинг турғунлигини тушунтириб бера олмас эди.

Классик электрон назариясига мувофиқ орбита бўйича тезланувчан ҳаракатланаётган электр заряд электромагнит тўлқинлар нурлаши ва нурланиш натижасида ўз энергиясини йўқотиши керак. Пировардида электрон ядрога йиқилиб, атом емирилиши керак эди. Бироқ атомлар турғундир (бу ерда атомларнинг радиоактив емири-

лишини назарга олмадик, унинг табиати мутлақо бошқача). Резерфорднинг атом модели ҳар ҳолда тўғри деб ҳисобланса ҳам, барибир у нурланиш процесси билан бир қаторда атомларнинг турғунлигини ҳам тушунтириб бера олишга имкон берадиган даражада мукаммаллаштиришга муҳтож эди. Резерфорднинг атом моделини 1913 йилда даниялик физик Н. Бор мукаммаллаштирди. Бор кузатилган далиллар асосида қуйидаги фаразларни (Бор постулатлари) айтди: 1) атом аниқ турғун ҳолатларга эга бўлиб, бу ҳолатларда у электромагнит тўлқинлар нурламайди ва ютмайди; 2) атом катта энергияли бир турғун ҳолатдан кичик энергияли бошқа турғун ҳолатга ўтганда частотасининг абсолют катталиги

$$\nu_{nn'} = \frac{W_n - W_{n'}}{h} \quad (92.1)$$

шартдан аниқланадиган электромагнит тўлқин нурлайди, бунда  $W_n$  — бошланғич ҳолат энергияси;  $W_{n'}$  — охириги ҳолат энергияси;  $h$  — Планк доимийси.  $W_n$  ва  $W_{n'}$  катталиклари «Ёруғлик нурланиши» бўлимида айтилганидек, атомларнинг энергия сатҳларини билдиради. Атом физикасининг асосий масалаларидан бири  $W_n$  энергия сатҳларини аниқлашдан иборат. Резерфорд — Борнинг атом модели бу катталикларни биринчи навбатда водород атомлари учун (у жуда содда тузилган) назарий ҳисоблаб топишга имкон беради. Водород атоми битта протон (водород атомининг ядроси) ва битта электрондан иборат. Соддалик учун электрон ядро атрофида  $r$  радиусли айланма орбита бўйлаб ҳаракатланади, деб фараз қиламиз. Умуман олганда, бу ҳаракат эллипс бўйича бўлади. Бироқ ҳисоблашлар шуни кўрсатадики, орбитани эллипс деб ҳисобланганда ҳам уни радиуси эллипснинг катта ярим ўқи га тенг бўлган айлана деб олганимиздаги қийматни беради экан.

Электроннинг  $W$  тўла энергияси  $T$  кинетик ва  $U$  потенциал энергиялар йиғиндисидан иборат, яъни:

$$W = T + U. \quad (92.2)$$

Агар электроннинг массаси  $m$ , тезлиги  $v$  бўлса, у ҳолда  $W$  учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$W = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{r}. \quad (92.3)$$

Бу ҳолда ядро томонидан электронга таъсир қилувчи Кулон тортишиш кучи марказга интилма куч бўлади, шунинг учун  $\frac{e^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}$  деб ёзиш мумкин, бундан

$$W = \frac{e^2}{2r} - \frac{e^2}{r} = -\frac{e^2}{2r}. \quad (92.4)$$

Атом (электрон) тўла энергиясининг манфийлиги шуни англатадики, электрон атомдан узоқлашганда энергия ажралмайди, иш бажарилмайди, аксинча  $W$  га тенг бўлган энергия сарфланади.

Атомда фақат маълум (аниқ) турғун орбиталар мавжудки, уларда ҳаракатланаётган электрон ўзидан электромагнит тўлқин нурламайди. Шунинг учун (92.4) формуладаги  $r$  га исталган қийматларни бериш мумкин эмас. Турғун орбиталарнинг радиуслари қандай ҳисоблаб топилишини қараб чиқайлик.

Атом ёруғлик нурлаганда, фотонлар ҳақидаги тасаввурларга кўра, ёруғлик зарраси — фотон чиқаради. Бинобарин, электрон бир турғун орбитадан бошқасига ўтганда фотон чиқаради, у ўзи билан энергия, масса, импульс ва ҳаракат миқдори моменти олиб кетади. Агар ёруғлик ёрдамида атомни бирлик фотонлар билан аста-секин ёритиб ва электронни қуйи орбитадан юқори орбиталарга ўтишга мажбур қила бориб, уни уйғонмаган ҳолатдан уйғонган ҳолатга ўтказилса, у ҳолда фотоннинг ҳар бир қўшилишида электрон қўшимча  $h/2\pi$  ҳаракат миқдори моменти олади.

Умумий ҳолда электрон  $n$ - орбитага чиқиб бирор ҳаракат миқдори моментига эга бўлади, буни қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$|\vec{l}| = n \frac{h}{2\pi}, \quad (92.5)$$

бунда  $n$  — квант сони (мазкур ҳолда орбита номери).

$n$ -орбитада айланаётган (орбита радиуси  $r$ ) электроннинг ҳаракат миқдори моменти  $mvr_n$  га тенг, шунинг учун:

$$mvr_n = n \frac{h}{2\pi}. \quad (92.6)$$

Бундан,  $m^2v^2r_n^2 = n^2 \frac{h^2}{4\pi^2}$ , яъни

$$mv^2 = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m r_n^2}.$$

Бироқ

$$mv^2 = \frac{e^2}{r_n},$$

шунинг учун

$$r_n = \frac{r_0 n^2}{4\pi^2 m e^2}. \quad (92.7)$$

Турғун орбиталарнинг радиуслари шу ифодадан ҳисоблаб топилади. (92.4) ва (92.7) ифодалардан электроннинг турғун орбиталардаги  $W_n$  энергиясининг қиймати (атом энергия сатҳлари) келиб чиқади:

$$W_n = -\frac{2\pi^2 m e^4}{n^2 h^2}. \quad (92.8)$$

(92.1) ифодадан фойдаланиб, электрон бир орбитадан бошқа орбитага ўтганда чиқадиган монохроматик нурланиш (спектрал чизиқлар) нинг частотасини ва тўлқин сонини осонгина топиш мумкин. (92.1) ва (92.8) ифодалардан

$$\tilde{\nu}_{nn'} = \frac{2\pi^2 m e^4}{ch^3} \left( \frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (92.9)$$

келиб чиқади, бунда  $\tilde{\nu}_{nn'}$  — тўлқин сони,  $y \frac{v}{c}$  га, яъни тебранишлар частотасининг ёруғлик тезлигига бўлинганига тенг;  $n'$  — қуйи (кичик энергияли) орбитага мос квант сони;  $n$  — катта энергияли юқори орбитанинг квант сони. (92.9) формулани тажриба натижалари билан солиштиришдан, бу ифодада қавс олдидаги кўпайтувчи Ридберг доимийсига тенг бўлиши лозимлиги келиб чиқади (55.2 га қ.), яъни:

$$R = \frac{2\pi^2 me^4}{ch^3}. \quad (92.9')$$

Ҳисоблашлар  $R$  нинг тажриба натижалари билан жуда мос келувчи қийматларини беради. Бундан ривожлантирилган атом назарияси атомларда содир бўлувчи ҳақиқий процессларни тўғри ақс эттириши келиб чиқади.

Квантланган орбиталарнинг энергияси учун олинган ифодани (92.8 формулани) Ридберг доимийси орқали ёзиш мумкин:

$$W_n = -\frac{Rhc}{n^2}. \quad (92.10)$$

Энди мураккаброқ системани қараб чиқайлик. Айтайлик, заряди  $Ze$  га тенг бўлган, яъни  $Z$  бутун сонга кўпайтирилган битта мусбат элементар зарядга тенг бўлган ядро атрофида битта электрон айланма орбита бўйича айланаётган бўлсин. Бундай атомлар қаторига водород атоми ( $Z = 1$ ), бир қарра ионланган гелий ( $Z = 2$ ), икки қарра ионланган литий ( $Z = 3$ ) ва ҳ. к. ларни киритиш мумкин. Бундай ионлар қаторини изоэлектрон ионлар қатори дейилади. Бундай системалар учун (92.8), (92.9) ва (92.10) формулаларни қуйидаги кўринишда ёзиш керак:

$$W_n = -\frac{2\pi^2 me^4 Z^2}{n^2 h^2}, \quad (92.11)$$

$$W_n = -\frac{Rhc Z^2}{n^2 h^2}, \quad (92.12)$$

$$\nu_{nn'} = RZ^2 \left( \frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (92.13)$$

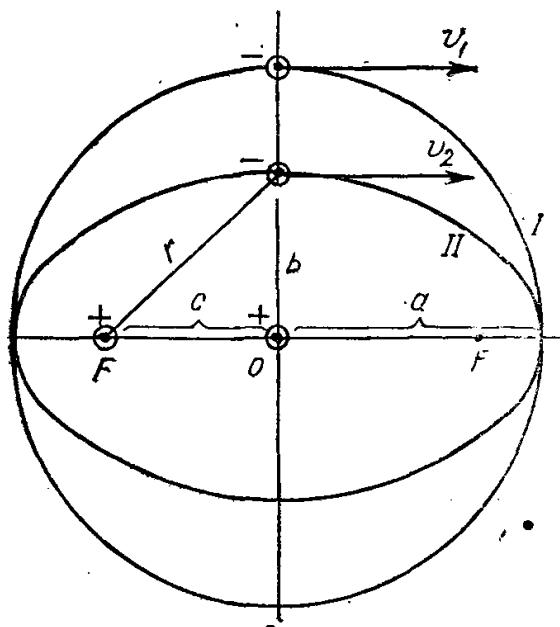
(92.13) формуладан келиб чиқадики, спектрал сериялар айна бир бўлагининг (яъни  $n$  ва  $n'$  лари бир хил бўлган бўлагининг) тебранишлар частотаси ядро заряди квадратининг ёки элементларнинг Менделеев даврий системасидаги атом номери (чунки  $Z$  шу номерга тенг) квадратининг ортиши билан чизиқли орта боради.

Водород атоми ҳоли учун (ёки  $n' = 1$ ,  $n' = 2$ ,  $n' = 3$ ,  $n' = 4$ ,  $n = n' + 1$ ,  $n' + 2$ , ... , бўлганда) мос равишда Лайман, Бальмер, Пашен ва Бреккет спектрал чизиқлар сериялари ҳосил бўлади (55- § га қ.). Бор назариясида спектрал чизиқлар частоталари учун топилган (92.9) ва (92.13) формулалар тажриба билан жуда мос келиши маълум бўлди.

### 93-§. Атомлар тузилиши квант назариясининг кейинги тараққиёти

Бор назарияси водород атоми ва водородга ўхшаш ионларнинг спектрини тушунтиришда эришган катта ютуқларига қарамай, бошқа атомларга татбиқида бир қатор камчиликларга эга. Масалан, водороддан кейин келувчи, икки электронли гелий атоми учун бундай

содда кўринишдаги Бор назарияси бирорта ҳам қониқарли натижа бермади. Бундан ташқари, ҳатто бир электронли атом системаларига татбиқида атомлардаги айланма орбиталар ҳақидаги фаразимиз жуда ҳам соддалаштириш бўлиб ҳисобланади, чунки масофанинг квадратига тескари пропорционал ўзгарадиган марказий кучларнинг таъсири эллиптик орбита бўйича ҳаракатни юзага келтиради. Шунинг учун энди биз битта электроннинг фокусларидан бирида  $+Ze$  зарядли ядро турган эллиптик орбита бўйича



253- расм.

ҳаракатини қараб чиқамиз (253- расм), бунда  $Z$  — атомнинг Менделеев жадвалидаги тартиб номери.

Электроннинг ядрога тортилиш кучи

$$F = - \frac{Ze^2}{r^2}, \quad (93.1)$$

га тенг, бунда  $r$  — электроннинг ядродан узоқлиги.

Потенциал энергия ўзаро таъсирлашувчи жисмлар (электрон ва ядро) орасидаги масофага ва уларнинг заряд катталикларига боғлиқ. Тўла энергия учун (у кинетик ва потенциал энергиялар йиғиндисига тенг) (92.3) га ўхшатиб қуйидагини ёзиш мумкин:

$$W = \frac{mv^2}{2} - \frac{Ze^2}{r}. \quad (93.2)$$

Электрон айланма орбита бўйича ҳаракатланганда потенциал ва кинетик энергиялар ўзгармаган. Эллиптик ҳаракатда электроннинг ядродан узоқлиги ( $r$ ) ўзаради, шунинг учун потенциал энергия узлуксиз ўзгаради; электроннинг тўла энергияси эса ўзгармай қолади, шунинг учун потенциал энергия ўзгариши билан бирга кинетик энергия ҳам, яъни электроннинг тезлиги ҳам ўзгаради.

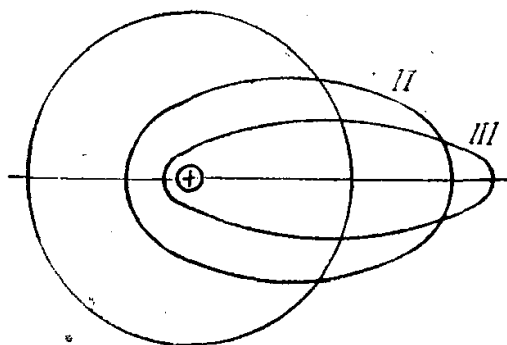
(93.2) формулани ўзгартириб (уни бу ерда кўрсатмадик), қуйидаги ифодани оламиз:

$$W = - \frac{Ze^2}{2a}, \quad (93.3)$$

бу ерда  $a$  — эллипснинг катта ярим ўқи. Агар орбита айланадан иборат бўлса, у ҳолда  $a$  айлана радиуси бўлади.

(92.4) ва (93.3) формулаларни таққослаб, қуйидаги хулосага келиш мумкин: эллиптик орбита бўйича айланувчи электроннинг энергияси радиуси эллипснинг катта ярим ўқига тенг бўлган айланма орбита бўйича айланувчи электроннинг энергиясига тенг бўлади.

Энергияларнинг тенглигидан, эллиптик орбитанинг катта ярим ўқи учун айланма орбита радиуси учун олинган муносабат ўринли бўлади, деган хулоса чиқариш мумкин. Зоммерфельд ғоясига кўра квантланган эллиптик орбиталарнинг катта ярим ўқлари қуйидаги шартни қаноатлантириши керак:



254- расм.

$$a_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi m e^2 Z} \quad (93.4)$$

Бу ифода (92.7) га ўхшаб ҳосил қилинади.

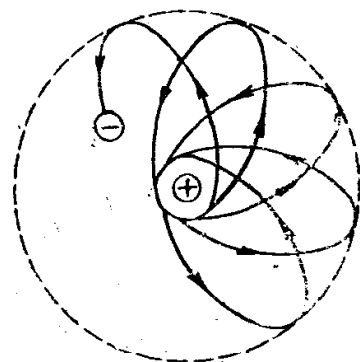
Агар катта ярим ўқлари бирдай, кичик ярим ўқлари эса ҳар хил бўлган эллиптик орбиталар оиласи берилган бўлса, у ҳолда бундай орбиталар бўйича ҳаракатланаётган электронлар бирдай энергия ва мос ҳолда бир хил  $n$

квант сони билан характерланади (254- расм). Демак, ядродан ташқари битта электронга эга бўлган бундай атом системалари учун кўп ҳодисалар электрон айланма орбита бўйича ҳаракатланганда ҳам, эллиптик орбита бўйича ҳаракатланганда ҳам бирдай ўтиши керак.

Бироқ бу хулоса электронга бошқа ҳеч қандай кучлар (ядро билан электрон орасидаги Кулон тортишиш кучидан ташқари) таъсир қилмаган вақтдагина тўғри бўлади. Агар бошқа бирор қўшимча кучлар пайдо бўлса, у ҳолда  $a$  бир хил, лекин  $b$  кичик ярим ўқи ҳар хил бўлган орбиталар ҳар хил энергияга эга бўлади. Бу ҳолда тўла энергия фақат  $a$  ярим ўқнинг ўлчамлари билангина эмас ёки бошқача айтганда, фақат  $n$  квант сони билангина эмас, балки бошқа параметрлар ва янги квант сонлари орқали аниқланади.

Энди квантланган орбитадаги электронлар энергиясига қандай янги ўзаро таъсирлар таъсир кўрсатиши мумкинлигини аниқлайлик. Электронлар орбитада жуда катта тезлик билан ҳаракатланади, шу сабабли электроннинг массаси билан тезлиги орасидаги боғланиш катта аҳамиятга эга. Электроннинг айланма орбита бўйича тезлиги ўзгармас ва шунинг учун орбитанинг турли қисмларида электроннинг массаси ҳам ўзгармайди. Агар электрон эллиптик орбита бўйича ҳаракатланаётган бўлса, у ҳолда электроннинг тезлиги орбитанинг ядрога яқин қисмларида катта, ядродан узоқроқ қисмларида эса кичик бўлади. Демак, эллиптик орбита бўйича ҳаракатланаётган электроннинг массаси ҳам ўзгаради. Шу сабабли, электрон қўзғалмас эллипс бўйича эмас, балки ўз текислигида 255- расмда кўрсатил-

гандек айланадиган эллипс бўйича ҳаракатланади. Бу айланиш эллипс қанчалик қўзиқ бўлса, яъни ярим ўқлар нисбати  $b/a$  қанчалик кичик бўлса, шунча тез содир бўлади, чунки бу нисбат камайганда орбитанинг турли қисмларидаги ҳаракатларда масса ўзгариши ортади. Айтилганлардан, III орбита II орбитага (254-расм) нисбатан тезроқ айланиши (прецессиялаиши) келиб чиқади. Мураккаб атомларда худди шундай ҳодиса бўлади, чунки бунда электронга атом ядросининг электр майдонидан ташқари, қўшни электронларнинг электр майдонлари ҳам таъсир қилади.



255-расм.

Юқорида баён қилинганлар шуни кўрсатадики, атомдаги электронлар энергиясини ҳисоблашда фақат орбиталар ўлчамларини эмас, балки уларнинг шаклини ва бу шаклни динамик жиҳатдан характерловчи катталикларни ҳам эътиборга олиш лозим. Бу масалани ойдинлаштириш учун 253-расмга мурожаат қиламиз. Расмда атомнинг электроннинг энергияси бир хил бўлган икки ҳолати тасвирланган: I ҳолат,  $a$  радиусли айланма орбитадан иборат (ядро  $O$  марказга жойлашган); II ҳолат, катта ярим ўқи  $a$  га тенг бўлган эллиптик орбита (ядро  $F$  фокусда жойлашган).

Бу орбиталар учун электроннинг ҳаракат миқдори моментини топамиз. I ҳолат учун ҳаракат миқдори momenti (абсолют миқдори бўйича):

$$|\vec{l}_1| = mv_1 a, \quad (93.5)$$

II ҳолат учун эса

$$|\vec{l}_2| = mv_2 b \quad (93.6)$$

бўлади. Электроннинг тезлиги унинг кинетик, потенциал ва тўла энергияларини боғловчи муносабатдан топилади. Биринчи орбита учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\frac{mv_1^2}{2} - \frac{Ze^2}{a} = -\frac{Ze^2}{2a}, \quad (93.7)$$

иккинчи орбита учун эса

$$\frac{mv_2^2}{2} - \frac{Ze^2}{r} = -\frac{Ze^2}{2a}. \quad (93.8)$$

253-расмда  $r = a$  бўлган ҳол тасвирланган, демак, (93.7) ва (93.8) тенгламалардан  $v_1 = v_2$  эканлиги келиб чиқади. Шунинг учун қуйидагини ёзишимиз мумкин:

$$|\vec{l}_2| = mv_1 b. \quad (93.9)$$



(92.6 формуладан ҳаракат миқдори моменти  $|\vec{l}_1|$  қуйидагига тенг:

$$|\vec{l}_1| = mv_1 a = n \frac{h}{2\pi}, \quad (93.10)$$

бинобарин,  $mv_1 = \frac{nh}{a2\pi}$ . Буни (93.3) га қўйиб, ушбуни оламиз

$$|\vec{l}_2| = n \frac{b}{a} \frac{h}{2\pi}. \quad (93.11)$$

Бундан кўринадики, эллиптик орбита бўйича ҳаракатланаётган электроннинг ҳаракат миқдори моменти ҳам  $h/2\pi$  га, яъни элементар ҳаракат миқдори моментига каррали бўлган квантланган катталиқ экан. Қуйидаги

$$n \frac{b}{a} = l \quad (93.12)$$

катталиқ эллипс бўйича ҳаракатланувчи электроннинг ҳаракат миқдори моменти характерловчи янги квант сонидир. Бу сон эллиптик орбиталар шаклини ҳам характерлаб беради. Шундай қилиб, худди шу квант сони электрон энергиясининг орбитани прецессиялантирувчи бошқа тур ўзаро таъсирларга (электрон билан ядро орасидаги Кулон ўзаро таъсир кучидан ташқари) боғлиқлигини ифода қилади.

$l$  сони қуйидаги қийматларни қабул қилиши мумкин:

$$l = 0, 1, 2, \dots, n - 1.$$

$l = 0$  қийматга электроннинг ядро марказидан ўтувчи тўғри чизиқ бўйича ҳаракати мос келади. Классик механика нуқтаи назаридан бу ҳаракатнинг бўлиши мумкин эмас. Бироқ зарралар ҳаракатини тўлқин процесс деб қаровчи квант механикаси бунга йўл қўяди. Ҳаммаси бўлиб  $n$  та орбита бўлиши керак. Шунинг учун  $l$  сони  $n$  та қиймат қабул қилишда мумкин, демак, максимал  $l$  учун  $n - 1$  бўлади.

Шундай қилиб, эллиптик орбита энди иккита квант сони —  $n$  ва  $l$  билан характерланади:  $n$  сони орбита катта ярим ўқини ва қўзғалмас (прецессияланмайдиган — тарж.) эллипсдаги электроннинг энергиясини аниқлайди;  $l$  сони эллиптик орбитанинг ярим ўқлари нисбатини ва орбитани шу орбита текислигида прецессияланишига сабаб бўлган ўзаро таъсир энергиясини аниқлайди.

$n$  квант сонини бош квант сони,  $l$  квант сонини эса орбитал квант сони (ёки азимутал квант сон — тарж.) дейилади.

Иккинчи квант сони  $l$  нинг пайдо бўлиши шунга олиб келадикки, бунда квантланган орбиталарнинг энергия қийматлари учун анча мураккаб ифода ҳосил бўлади, яъни энергия икки ўзгарувчининг функцияси бўлиб қолади. (92.10) формула ўрнига

$$W_n = - \frac{Rhc}{(h - \Delta)^2} \quad (93.13)$$

формула ҳосил бўлади, бунда  $n$  — бош квант сони;  $\Delta$  — квант дефекти деб аталиб, каср сондан иборат. У орбитал квант сони  $l$  нинг функциясидир, яъни

$$\Delta = f(l). \quad (93.14)$$

$n - \Delta = n^*$  катталикини *эффектив квант сони* дейилади. Бу ҳам бутун сон бўлмайди. Эффектив квант сонидан фойдаланиб,  $W_n$  учун қуйидаги формулани оламиз:

$$W_n = -\frac{Rhc}{n^{*2}}. \quad (93.15)$$

Шундай ёзилганда мураккаб атомлар энергия сатҳларини водород атоми ва унга ўхшаш ионлар энергия сатҳларига таққослаш қулай бўлади.

(93.13) формула ишқорий элементлар спектрларини ва ионланиш туфайли, ташқи электрон қобиғидан битта электрондан бошқа ҳамма электронлари чиқариб юборилган изоэлектрон ионлар спектрларини қониқарли даражада тавсифлашга имкон беради. Бу ҳолда (93.13) формулага  $Z_a > 1$  катталик кириши керак ( $Z_a e$  — қолдиқ атомнинг заряди, яъни ташқи битта электрондан бошқа, ҳамма электронлар ва атом ядроси зарядларининг йиғиндисидир). Бунда ионлар учун (93.13) формула ўрнига қуйидаги формула ўринли бўлади:

$$W_n = -\frac{Z_a^2 Rhc}{(n - \Delta)^2}. \quad (93.16)$$

Ишқорий элементларни текшириб чиқиш билан ҳозирги замон энергия сатҳлари символикасини ёки бошқача айтганда, спектрал термларни тушунтириш имконига эга бўламиз. Спектрал терм (энергия сатҳларининг бошқача ифодаси) деб

$$T_n = -\frac{W_n}{ch} = \frac{RZ_a^2}{(n - \Delta)^2} \quad (93.17)$$

га айтилади, у ҳолда бирор спектрал чизиқни характерловчи тўлқин сони қуйидаги формула бўйича топилади:

$$\tilde{\nu}_{nn'} = T_{n'} - T_n, \quad (93.18)$$

бунда

$$\tilde{\nu}_{nn'} = \frac{v}{c}, \quad n' < n.$$

Ишқорий элементларнинг спектрлари бўйича эмпирик материални текшириш натижасида Ридберг ишқорий элементлар учун спектрал термларнинг қуйидаги кўринишини аниқлади:

$$T_n = \frac{R}{(n + \delta)^2}; \quad (93.19)$$

$Z_a = 1$ ,  $\delta = -\Delta$  деб олинганда (93.17) формула ушбу (93.19) формула кўринишини олади (фақат  $n$  бош квант сони бўлган ҳолдаги-

на). Бунда бир-биридан  $\delta$  билан фарқ қиладиган термларнинг тўрт серияси топилган эди:

$$\begin{aligned} T_{n, s} &= \frac{R}{(n + s)^2}, \\ T_{n, p} &= \frac{R}{(n + p)^2}, \\ T_{n, d} &= \frac{R}{(n + d)^2}, \\ T_{n, f} &= \frac{R}{(n + f)^2}. \end{aligned} \quad (93.20)$$

Ишқорий элементлар спектрларини муфассал анализ қилиш шуни кўрсатдики,  $\delta$  нинг ҳар хил қийматларига эга бўлган термлар бир-биридан орбитал квант сони қийматлари билан фарқ қилар экан:

$$\begin{aligned} l = 0, \quad \delta = s, \\ l = 1, \quad \delta = p, \\ l = 2, \quad \delta = d, \\ l = 3, \quad \delta = f, \end{aligned} \quad (93.21)$$

ва ҳ. к.

Термларни

$$\begin{aligned} T_{n, s} &\sim ns, \\ T_{n, p} &\sim np, \\ T_{n, d} &\sim nd, \\ T_{n, f} &\sim nf \end{aligned} \quad (93.22)$$

ва ҳ. к. символлар билан белгилаш қабул қилинган.

Орбитал квант сони учун ҳам назарий, ҳам экспериментал равишда бир сатҳдан бошқа сатҳга квант ўтишларини «бошқарувчи» қоида топилган:

$$\Delta l = \pm 1. \quad (93.23)$$

Демак, квант ўтишлар фақат қуйидаги сатҳлар орасида содир бўлиши мумкин:

$$s \rightleftharpoons p, \quad p \rightleftharpoons d, \quad d \rightleftharpoons f.$$

Шундай қилиб, қуйидаги сериядаги спектрал чизиқлар амалга ошади:

$$\tilde{\nu} = R \left\{ \frac{1}{(n' + s)^2} - \frac{1}{(n + p)^2} \right\}. \quad (93.24)$$

Биринчи (бош) серия символик равишда қуйидагича ёзилади:

$$\tilde{\nu} = n's - np. \quad (93.25)$$

Биринчи ва иккинчи ёрдамчи сериялар деб аталувчи

ва

$$\nu = R \left\{ \frac{1}{(n' + p)^2} - \frac{1}{(n + d)^2} \right\}$$

$$\nu = R \left\{ \frac{1}{(n' + p)^2} - \frac{1}{(n + s)^2} \right\} \quad (93.26)$$

сериялар символик равишда қуйидагича белгиланади:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\nu} &= n'p - nd, \\ \nu &= n'p - ns. \end{aligned} \right\} \quad (93.27)$$

Ниҳоят, фундаментал серия деб аталувчи қуйидаги

$$\tilde{\nu} = R \left\{ \frac{1}{(n' + d)^2} - \frac{1}{(n + f)^2} \right\} \quad (93.28)$$

серия символик равишда

$$\hat{\nu} = n'd - nf \quad (93.29)$$

деб белгиланади.

$s$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $f$  символлар инглизча сўзларнинг биринчи ҳарфларидан олинган:  $p$  — principal,  $s$  — sharp,  $d$  — diffuse,  $f$  — fundamental (бош, аниқ, диффуз, фундаментал). Шундай қилиб, символика ўз номида (93.24), (93.26) ва (93.28) формулалардаги ўзгарувчан терм учун тузатиш символини акс эттиради.

Ҳозирги замон символикасида, айниқса, мураккаб атомларда, термлар символи учун (93.22), (93.25), (93.27) ва (93.29) символик формулалардаги  $s$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $f$  кичик ҳарфлар ўрнига  $S$ ,  $P$ ,  $D$ ,  $F$  ..., катта ҳарфлар қўлланилади, кичик ҳарфлар эса электрон қобикдаги алоҳида электронлар ҳолатларини белгилаш учун қўлланилади.

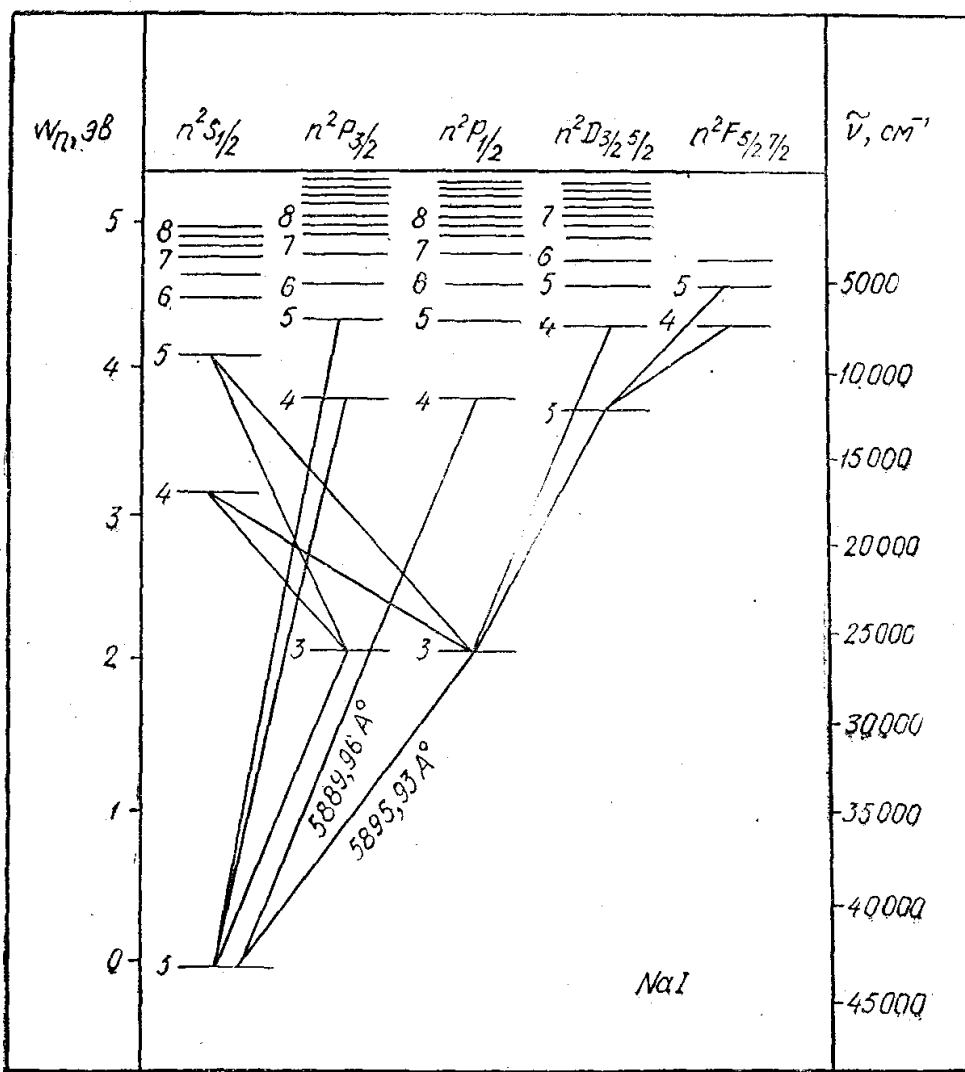
Бир валентли атомлар электронлари ва уларга ўхшаш ионлар учун  $n$  квант сони қуйидаги энг кичик қийматларни қабул қилади:

Элемент	Ташқи электроннинг энг кичик квант сони	
H	$n = 1$	
Li	$n = 2$	
Na	$n = 3$	(93.30)
K	$n = 4$	
Rb	$n = 5$	
Cs	$n = 6$	

Бир валентли атомлар ва изоэлектрон ионлар учун  $S$ -,  $P$ -,  $D$ -,  $F$ -,  $G$ - сатҳлар билан  $n$  ва  $l$  орасидаги боғланишни характерловчи жадвал тузиш мумкин.

$n \backslash l$	0	1	2	3	4	5
1	1S	—	—	—	—	—
2	2S	2P	—	—	—	—
3	3S	3P	3D	—	—	—
4	4S	4P	4D	4F	—	—
5	5S	5P	5D	5F	5G	—
6	6S	6P	6D	6F	6G	6H

Юқорида баён қилинган систематика ва энергетик сатҳлар (термлар) номенклатураси, шунингдек, ўтишлар қойдаси нурланиш спектрал чизиқларини берувчи энергетик сатҳлар ва улар орасидаги ўтишлар диаграммасини тузишга имкон беради. 256-расмда натрий атомининг энергия сатҳлари диаграммаси (Гротриан диаграмма-



256- расм.

си) келтирилган. Энергия сатҳлари горизонтал кесмалар билан тасвирланган бўлиб, улар тўрт сатҳлар қаторига бўлинган. Ҳар қатор устига сатҳ симболи ёзилган:  $n^2 S_{1/2}$ ,  $n^2 P_{3/2}$ ,  $n^2 P_{1/2}$ ,  $n^2 D_{3/2,5/2}$ ,  $n^2 F_{5/2, 7/2}$ .  $l = 0, 1, 2, 3$  квант сонларини акс эттирувчи  $S, P, D, F$  символлар ёнига чапдан юқорида 2 индекс, ўнгдан пастда  $\frac{1}{2}; \frac{1}{2}; \frac{3}{2}; \frac{3}{2}; \frac{5}{2}; \frac{5}{2}; \frac{7}{2}$  индекслар қўйилган. Юқоридаги индекс  $S$ -сатҳлардан ташқари, ҳар бир сатҳ қўшалок (дублет) эканини билдиради. Пастки индекслар (каср сонлар) янги квант сонларини билдиради. Бу квант сонлари  $j$  ёки  $J$  ҳарфлар билан белгиланади ва электроннинг орбитал ва спин моменти йиғиндисидан иборат ҳаракат миқдори моментини характерлайди. Энергия сатҳларини тасвирловчи кесмалар олдига қўйилган рақамлар энергия сатҳининг бош квант сони қийматини билдиради. Кўриниб турибдики, натрийнинг ташқи (валент) электрониди бош квант сонининг энг кичик қиймати 3 га тенг. Бошқа ишқорий элементларда у бошқача бўлади: литийда 2 га, калийда 4 га, рубидийда 5 га, цезийда 6 га тенг. Вертикал бўйича чап томонга қўйилган рақамлар энергия сатҳларининг энг қуйи энергия сатҳи қийматига (у диаграммада нолга тенг деб қабул қилинган) нисбатан олинган қийматларини билдиради. Вертикал бўйича ўнг томонга сатҳлар қийматлари (термлар)  $см^{-1}$  ҳисобида ёзиб кўрсатилган. Сатҳлар орасидаги қия чизиқлар у ёки бу спектрал чизиқларнинг нурланишига олиб келадиган квант ўтишларни кўрсатади. Масалан,  $3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$  ва  $3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}$  ўтишлари натрийнинг тўлқин узунликлари  $\lambda_1 = 5889,96 \text{ \AA}$  ва  $\lambda_2 = 5895,93 \text{ \AA}$  бўлган дублет бош чизиғи ( $D$  чизиғи) ни беради. Бошқа ўтишларга бошқа спектр чизиқлари мос келади. Водород атомлари ва ишқорий элементлар атомлари учун сатҳлар диаграммалари энг содда диаграммалардандир. Анча мураккаб атомларда сатҳлар диаграммаси мураккаблашади, чунки улар атомлар ичидаги мураккаб ўзаро таъсирларни ҳам акс эттириши керак. Хусусан, битта атомнинг ўзида ҳар хил мультиплетликдаги термлар, масалан, якка ва триплет, дублет ва кuartетлар ва ҳ. к. бўлиши мумкин.

#### 94-§. Атомлар ва электронларнинг магнит хоссалари ва уларнинг атомлар тузилишига ва хоссаларига таъсири

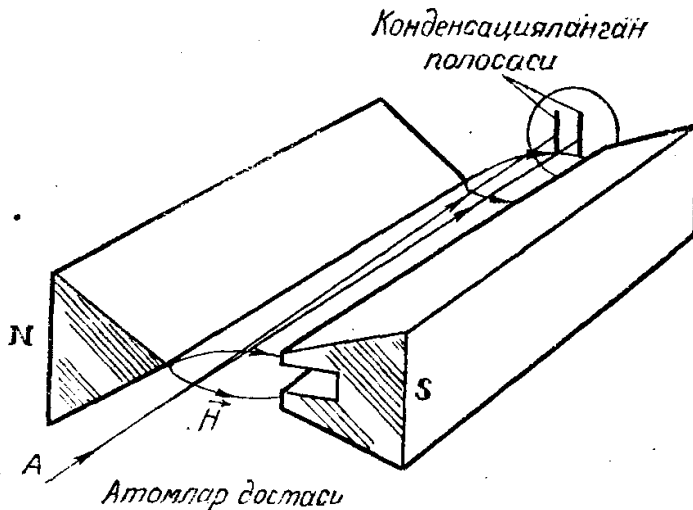
Ишқорий элементлар атомларининг  $n$  ва  $l$  квант сонлари билан характерланадиган ҳар бир сатҳи яна икки сатҳга бўлиниши аввалги параграфда айтилган эди. Бир нечта валент электронларга эга бўлган атомларда сатҳчалар сони бир валентли атомлардагига қараганда кўпроқ бўлади. Сатҳларнинг қанча сатҳчаларга бўлинишини валент электронлар сони орқали аниқлашга имкон берувчи қоида топилган эди, у қуйидаги формула орқали ифодаланади:

$$M = 2N_e + 1, \quad (94.1)$$

бунда  $N_e$  — атомдаги валент электронлар (энг ташқи қобикдаги электронлар) сони;  $M$  — мультиплетлик. Бир валентли атомлар учун  $M = 2$ , икки валентли атомлар учун  $M = 3$  ва ҳ. к. Таъкидлаб ўтиш лозимки, ҳақиқатда (94.1) формула берадиган мультиплетлик билан бир қаторда ундан паст мультиплетлик ҳам мавжуддир. Икки валентли атомларда  $M = 3$  дан ташқари  $M = 1$  мультиплетлик, уч валентли атомларда  $M = 2$  мультиплетлик мавжуд. Шундай қилиб, реал ҳолда (94.1) формула берадиган муносабатдан ҳам мураккаброқ бўлган муносабатлар мавжуддир. Атомларда сатҳларнинг бўлиниши моддани ташқи магнит майдонга жойлаштирилганда рўй берадиган ҳодисага ўхшайди. Шунинг учун атомлар ичида электронларнинг ўзаро магнит таъсири ҳақидаги тасаввур пайдо бўлди.

Ташқи магнит майдондаги модда устида ўтказилган тадқиқотлар шуни кўрсатдики, атомлар ва молекулалар магнит хоссаларга, яъни кўп ҳолларда магнит моментга эга бўлар экан. Бунга сабаб — атомларнинг ўзаро магнит таъсири ва атомлар ичидаги электронларнинг ўзаро магнит таъсиридир. Атомлар магнетизмининг намоён бўлишига бир мисол сифатида ташқи магнит майдон таъсирида спектрал чизиқлар структурасининг ўзгаришини олиш мумкин, бу ҳодисани Зеeman эффекти дейилади. Бу ҳодисанинг таҳлили 65- § да берилган эди.

Штерн ва Герлах атомнинг магнит моменти бевосита аниқланган тажрибаларни ўтказдилар (257- расм). Уларнинг тажрибаси қуйидагича эди. Атомлар дастаси ( $A$ ) печнинг тирқишидан чиқиб, вакуум



257- расм.

груба (у расмда кўрсатилмаган) ичига жойлашган  $N$  ва  $S$  магнит қутблари орасидаги фазодан (стрелкалар билан кўрсатилган йўналишда) ўтади. Магнит қутблари шундай шаклда ясалганки, улар оралиғидаги фазода кучли бир жинсли бўлмаган  $\vec{H}$  майдон ҳосил бўлади. Бундай майдонда  $\vec{\mu}$  магнит моментли атомга бир қутбдан иккинчи қутбга томон йўналишда

$$\vec{F} = -\mu \frac{\partial H}{\partial S} \quad (94.2)$$

куч таъсир қилади, бунда  $s$ —кучнинг ( $\vec{F}$ ) таъсир йўналиши (магнит майдон кучланганлиги чизиқларининг йўналиши). Шу туфайли ҳар хил ориентацияланган магнит моментли атомлар турли томонга оғади.

Штерн ва Герлах тажрибаларининг кўрсатишича, ишқорий элементлар атомлари дастаси магнит майдонда иккига ажралди ва вакуум трубка деворларида пуркалган икки йўл пайдо бўлди, бу йўллар атомларнинг магнит майдондаги икки ўзаро қарама-қарши ориентациясига, яъни магнит майдон йўналиши бўйича ориентациясига ва магнит майдонга қарши йўналишдаги ориентациясига мос келади. Бундан шу нарса келиб чиқади: магнит момент векторининг ташқи магнит майдон билан ҳосил қилган бурчаклари фақат дискрет қийматлар қабул қилади. Бу ҳодиса *фазовий квантлаш* деб аталди. Дастанинг иккига ажралиши фақат ишқорий элементлардагина эмас, балки кумуш, водород ва бир қатор бошқа элементлар учун ҳам кузатилган.

Спектрал чизиқларнинг нозик (мультиплет) тузилишини, шунингдек Зеemannнинг аномал эффектини ўрганиш, Штерн ва Герлах ҳамда бошқалар тажрибаларининг натижалари атомларда магнит моментлар икки сабабга кўра вужудга келади деган тасаввурга олиб келди. Биринчи сабаби — айланма электр токига эквивалент бўлган электронларнинг орбиталар бўйича ҳаракатланишидир. Орбитал ҳаракат миқдори моменти  $\vec{l}$  ва орбитал магнит моменти  $\vec{\mu}_l$  электроннинг орбитал ҳаракати билан алоқадордир. Электрон орбитал ҳаракатдан ташқари ўз ўқи атрофида ҳам айланади, шу туфайли электроннинг хусусий ҳаракат миқдори моменти пайдо бўлади. Уни қисқача *спин* (инглизча сўз бўлиб, «айланиш» деган маънони беради) деб аталади. Электроннинг хусусий магнит моменти спинга боғлиқ (спин магнит моменти). Спин механикавий моментни  $\vec{s}$  ҳарфи билан, спин магнит моментни эса  $\vec{\mu}_s$  ҳарфи билан белгиланади.

Орбитал магнит моментнинг энг кичик қиймати

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi mc} \quad (94.3)$$

га тенг, бунда  $c$  — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги,  $\mu_B$  катталик *Бор магнетони* деб аталади. У ўзига хос магнетизм атоми бўлиб ҳисобланади, чунки атомларнинг бошқа магнит моментлари бу катталикка карралидир. Электроннинг орбитал магнит моменти Бор магнетонига карралидир. Спин магнит моменти ҳам Бор магнетонига тенг.

Биз энди тажрибага мувофиқ равишда атомдаги электронларнинг механикавий ва магнит моментларининг ҳамма қийматларини ёзиб чиқамиз:

$$|\vec{l}| = l \frac{h}{2\pi}, \quad (94.4)$$



бунда  $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$  ( $l$  — орбитал квант сони);

$$|\vec{s}| = s \frac{h}{2\pi}, \quad (94.5)$$

бунда  $s = \pm \frac{1}{2}$  ( $s$  — спин квант сони);

$$\vec{\mu}_l = \mu_B \vec{l}, \quad (94.6)$$

$$\vec{\mu}_s = \mu_B 2 \vec{s}. \quad (94.7)$$

Юқорида келтирилганлардан,

$$\text{ва} \left. \begin{aligned} \frac{|\vec{\mu}_l|}{|\vec{l}|} &= \frac{e}{2mc} \\ \frac{|\vec{\mu}_s|}{|\vec{s}|} &= \frac{e}{mc} \end{aligned} \right\} \quad (94.8)$$

яъни электроннинг орбитал магнит моментининг механикавий моментига нисбати спин моментларининг шундай нисбатидан икки марта кичик экан.

Электронларда магнит моментларнинг мавжудлиги атомлардаги электрон қобикда электр ўзаро таъсир билан бир қаторда магнит ўзаро таъсирни вужудга келтиради. Бу ўзаро таъсирлар ўз навбатида шунга олиб келадики, магнит моментлар бир йўналиш бўйича ўрнашишга интиладилар. Магнит моментлар билан механикавий моментлар (ҳаракат миқдори моментлари) узвий боғлиқ бўлгани сабабли, оғирлик кучи майдонидаги пилдироқ (ёки гироскоп) прецессиясига ўхшаш прецессия вужудга келади. Бу прецессия ҳаракат миқдори моментлари векторларидан тузилган параллелограммнинг диагонали атрофида содир бўлади.

Агар атомда ҳаммаси бўлиб битта электрон бўлса, у ҳолда фақат орбитал ва спин магнит моментларигина ўзаро таъсирлашади. Шу ўзаро таъсир туфайли орбитал ва спин ҳаракат миқдори моментлари бир-бирига нисбатан квант қонунларига тўла мос ҳолда маълум тартибда ориентацияланади. Электроннинг умумий ҳаракат миқдори momenti  $(\vec{j})$  векторларни қўшиш қоидаси бўйича топилади:

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}. \quad (94.9)$$

Ҳаракат миқдори momenti квантланган катталик бўлгани сабабли,  $\vec{j}$  ҳам  $\vec{l}$  каби битта қоида бўйича квантланади, яъни абсолют катталик  $|\vec{j}|$  учун қуйидагини оламиз:

$$|\vec{j}| = j \frac{h}{2\pi}, \quad (94.10)$$

бунда  $j$  — электроннинг тўла ҳаракат моментининг квант сони.

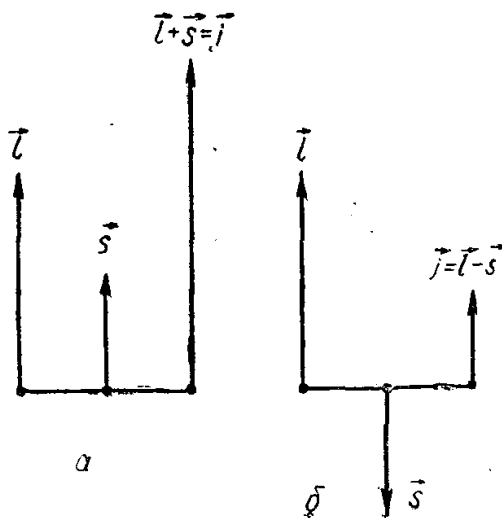
Ҳаракат миқдори momentini квантлашда квант механикасидан келиб чиқадиган аниқ қоида қуйидаги формулага олиб келади:

$$|\vec{l}| = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad |s| = \hbar \sqrt{s(s+1)}, \quad |j| = \hbar \sqrt{j(j+1)}, \quad (94.11)$$

бунда  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ . Бундан кўринадики,  $\vec{l}$  ва  $\vec{s}$  векторларни қўшиш [(94.9) формула] ҳақиқатда анча мураккабдир.

Сатҳнинг  $\vec{\mu}_l$  ва  $\vec{\mu}_s$  магнит моментларнинг ўзаро таъсири туфайли бўлинган сатҳчалари сони  $\vec{\mu}_l$  ва  $\vec{\mu}_s$  ларнинг мумкин бўлган ўзаро ориентациялари сони орқали аниқланади. Бир валентли энг

содда атомлар учун  $\vec{j}$  фақат икки қийматга эга бўлиши мумкин, чунки  $\vec{j}$  фақат  $\hbar$  дан кичик бўлмаган қийматга ўзгариши мумкин. Шундай қилиб, икки сатҳ — дублет ҳосил бўлади. Агар  $\vec{l}$  ва  $\vec{s}$  бир-бирига параллел бўлса (258-а расм), у ҳолда  $|\vec{j}| = |\vec{l}| + |s|$ , демак,  $|\vec{j}| = \hbar(l+s)$ , яъни  $j = l + s = l + \frac{1}{2}$ . (Бу ерда биз катта



258- расм.

қийматли  $l$  ва  $j$  лар учун тўғри бўлган энг содда квантлаш қои-

даларига асосландик:  $|\vec{l}| = \hbar l$ ,  $|s| = \hbar s$ ,  $|\vec{j}| = \hbar j$ ).

$|\vec{j}|$  нинг иккинчи мумкин бўлган қиймати:  $|\vec{j}| = |\vec{l}| - |s| = \hbar(l-s)$  муносабатдан аниқланади, яъни  $j = l - s = l - \frac{1}{2}$  (258-б расм).

Сатҳнинг дублет бўлиниши катталигини қуйидагича ҳисоблаш мумкин. Магнит момент  $\vec{\mu}_l$  га таъсир қилувчи  $\vec{H}$  магнит майдонни электроннинг  $\vec{E}$  электр майдонда ҳаракатланишида

$$\vec{H} = \frac{1}{c} [\vec{E} \vec{v}] \quad (94.12)$$

формулага мувофиқ равишда ҳосил бўладиган майдон деб қараш мумкин. Бунда  $\vec{E}$  — қолдиқ атом (яъни атом ядроси ва ташқи электрондан бошқа ҳамма электронлар) томонидан ҳосил қилинган электр майдон кучланганлиги,  $\vec{v}$  — электроннинг орбитада ҳаракатланиш тезлиги.

$\vec{E}$  катталик қуйидаги ифоладан ҳисоблаб топилади:

$$\vec{E} = \frac{Z_a e}{r^3} \vec{r}, \quad (94.13)$$

бунда  $eZ_a$  — қолдиқ атомнинг заряди,  $\vec{r}$  — ядродан электронга ўтказилган радиус-вектор. Бинобарин,

$$\vec{H} = \frac{eZ_a}{cr^3} [\vec{r} \vec{v}] = \frac{eZ_a}{mcr^3} \vec{l}, \quad (94.14)$$

бунда

$$\vec{l} = m [\vec{r} \vec{v}]. \quad (94.14')$$

$\vec{\mu}_s$  спин магнит момент ва  $\vec{H}$  майдон орасидаги ўзаро таъсир энергияси қуйидагича аниқланади:

$$W_{l,s} = (\vec{\mu}_s \vec{H}) = \mu_s H \cos(\vec{\mu}_s, \vec{H}) = \mu_s H \cos(\vec{s}, \vec{l}). \quad (94.15)$$

Бунга  $\vec{\mu}_s$  ва  $\vec{H}$  ларнинг қийматларини қўйиб,

$$W_{l,s} = \frac{2eZ_a l s \mu_B \hbar}{mcr^3} \cos(\vec{s}, \vec{l}) \quad (94.16)$$

ифодани оламиз. Бу ўзаро таъсир билан бирга содир бўладиган ҳамма ҳодисалар аниқ ҳисобга олинганда  $W_{l,s}$  катталиқ, ҳақиқатда (94.16) формула берадиган катталиқдан икки марта кичик, яъни

$$W_{l,s} = \frac{eZ_a l s \mu_B \hbar}{mcr^3} \cos(\vec{s}, \vec{l}) \quad (94.16')$$

эканлиги келиб чиқади. Бу формулага  $1/r^3$  ўзгарувчан катталиқ кирган. Унинг вақт бўйича ўртача қийматини квант механикаси методлари билан ҳисоблаганда

$$\left(\frac{1}{r^3}\right)^t = \frac{Z_a^3}{a_0^3 n^3 l \left(l + \frac{1}{2}\right) (l+1)} \quad (94.17)$$

ни оламиз.  $a_0$  катталиқни

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} \quad (94.18)$$

ифодадан аниқланади;  $\cos(\vec{s}, \vec{l})$  ни оддий тригонометрик қоидалар асосида ҳисоблаб топиш мумкин. 259-расмдаги  $\vec{J}, \vec{L}, \vec{S}$  лар  $\vec{j}, \vec{l}, \vec{s}$  билан алмаштирилса,

$$\cos(\vec{s}, \vec{l}) = \frac{\vec{j}^2 - \vec{l}^2 - \vec{s}^2}{2|\vec{l}||\vec{s}|} = \frac{j^2 - l^2 - s^2}{2ls} \quad (94.19)$$

келиб чиқади. Квант механикасида квант сонларининг квадратлари қуйидаги формула бўйича алмаштирилади:

$$j^2 \sim j(j+1), \quad l^2 \sim l(l+1), \quad s^2 \sim s(s+1).$$

Бинобарин,  $\cos(\vec{s}, \vec{l})$  учун

$$\cos(\vec{s}, \vec{l}) = \frac{l(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2ls} \quad (94.20)$$

ни оламиз, (94.17), (94.18) ва (94.20) миносабатларни ҳисобга олиб ва Ридберг доимийсини ҳамда нозик структура константаси

$$\alpha = \frac{l^2}{hc} \quad (94.21)$$

ни киритиб,  $W_{l,s}$  энергия учун

$$W_{l,s} = \frac{\alpha^2 R c Z_a^4 h}{n^3} \frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2l \left( l + \frac{1}{2} \right) (l+1)} \quad (94.22)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Сатҳнинг спин-орбитал ўзаро таъсир туфайли ҳосил бўлган қўшимча энергияси шундай катталикка эга бўлади.

$j$  квант сони иккита, яъни

$$j_1 = l + \frac{1}{2} \quad \text{ва} \quad j_2 = l - \frac{1}{2}$$

қиймат қабул қилгани сабабли,  $W_{l,s}$  энергиянинг иккита қиймати ҳосил бўлади.

Бу икки сатҳчанинг энергиялари фарқи

$$\Delta W_{l,s} = \frac{\alpha^2 hcR}{n^3} \frac{Z_a^4}{l(l+1)} \quad (94.23)$$

га тенг. Агар қолдиқ атомнинг  $eZ_a$  заряди ўрнига ядронинг  $eZ$  ҳақиқий заряди ва экранлаш константаси  $a'$  киритилса, у ҳолда (94.23) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\Delta W_{l,s} = \frac{\alpha^2 hcR}{n^3} \frac{(Z - a')^4}{l(l+1)}. \quad (94.23')$$

$\tilde{\nu}$  тўлқин сонлари шкаласида бу формулани қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\Delta \tilde{\nu} = 5,822 \frac{(Z - a')^4}{n^3 l(l+1)} \text{ см}^{-1}. \quad (94.24)$$

Агар атомда бир нечта электрон бўлса, у ҳолда уларнинг магнит ўзаро таъсири шунга олиб келадикки, бунда ҳар бир магнит моментлар қўшилиб, натижавий моментни ҳосил қилади. Бундай ҳолда турли тип ўзаро таъсир мавжуд бўлади. Нормал магнит боғланиш ёки  $L$ -,  $S$ - боғланишлар деб аталувчи биринчи тип ўзаро таъсирда орбитал моментлар алоҳида, спин моментлар алоҳида қўшилиб, уларнинг натижавий моментлари умумий ҳаракат миқдори моментига қўшилади. Бошқа тип ўзаро таъсирда ( $j$ -,  $j$ - боғланиш деб аталувчи) ҳар бир электроннинг орбитал ва спин моментлари ўзаро қўшилиб,  $\vec{j}$  умумий моментни ташкил қилади ва ҳар бир электроннинг тўла моментлари қўшилиб атомнинг  $\vec{J}$  тўла моментини ҳосил қилади. Шунингдек, турли тип оралиқ боғланишлар ҳам мавжуддир. Биз фақат биринчи тип боғланишни, яъни  $L$ -,  $S$ - боғланишни қараб чиқамиз. Бу ҳолда векторларни қўшиш қондаси ўринлидир:

$$\left. \begin{aligned} \vec{L} &= \sum_i \vec{l}_i, \\ \vec{S} &= \sum_i \vec{s}_i, \\ \vec{J} &= \vec{L} + \vec{S}, \end{aligned} \right\} \quad (94.25)$$

бунда  $\vec{l}$  ва  $\vec{s}_i$  — ҳар бир электроннинг мос равишда орбитал ва спин моментлари;  $\vec{L}$  — йиғинди орбитал момент;  $\vec{S}$  — йиғинди спин момент;  $\vec{J}$  — атомдаги ҳамма электронларнинг тўла ҳаракат миқдори моменти.  $\vec{L}$ ,  $\vec{S}$  ва  $\vec{J}$  моментлар учун атомнинг вектор моделига мос элементар квантлаш қондалари қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\left. \begin{aligned} |\vec{L}| &= \hbar L, \\ |\vec{S}| &= \hbar S, \\ |\vec{J}| &= \hbar J, \end{aligned} \right\} \quad (94.26)$$

бунда  $L$ ,  $S$ ,  $J$  — мос равишда  $\vec{L}$ ,  $\vec{S}$ ,  $\vec{J}$  йиғинди моментларнинг квант сонлари;  $L$  ва  $S$  — атомнинг ҳамма электрон қобиқлари учун орбитал ва спин квант сонлари;  $J$  — ҳамма электрон қобиқларнинг тўла ҳаракат миқдори моменти учун квант сони.

Атомнинг вектор моделидан фарқли равишда квант механикасида моментлар қуйидагича квантланади:

$$\left. \begin{aligned} |\vec{L}| &= \hbar \sqrt{L(L+1)}, \\ |\vec{S}| &= \hbar \sqrt{S(S+1)}, \\ |\vec{J}| &= \hbar \sqrt{J(J+1)}. \end{aligned} \right\} \quad (94.27)$$

$L$ ,  $S$ ,  $J$  ларнинг катта қийматларида (94.27) ва (94.26) қоидалар деярли бирдай натижа беради. Таъкидлаб ўтиш керакки, спин-орбитал ўзаро таъсир туфайли вужудга келган сатҳчалар сони (94.26) бўйича ҳисобланганда ҳам (94.27) бўйича ҳисобланганда ҳам бирдай бўлиб чиқади.  $j$ -,  $j$ - боғланиш мавжуд бўлган ҳолда ҳам бу ўзгармайди.

(94.26) ва (94.27) лар бўйича ҳисобланган бўлинишлар сони бир-биридан бирмунча фарқ қилади. Бироқ энергия сатҳлари схемасининг тўла сифатли манзарасини олиш учун кўп ҳолларда (94.26) формулага таяниш мумкин.

$\vec{L}$ ,  $\vec{S}$ ,  $\vec{J}$  лар тегишли магнит моментлар билан алоқадор бўлгани сабабли, уларнинг ўзаро таъсир энергияси ҳам  $L$ ,  $S$ ,  $J$  сонларнинг функцияси бўлади ва умумий ҳолда у қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$W_{L,S} = W(n_r, l_r, j_r, L, S, J). \quad (94.28)$$

(94.22) формулага ўхшаш,  $\vec{L}$ ,  $\vec{S}$  моментлар ҳолида қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$W_{L,S} = F(L,S) \frac{J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)}{2}. \quad (94.29)$$

Бу формула  $L$  ва  $S$  ларнинг берилган қийматларида  $J$  қанча қиймат қабул қилса,  $W_{L,S}$  энергия ҳам шунча қиймат қабул қилишини кўрсатади;  $J$  қуйидаги қийматларни қабул қилиши мумкин:

$$L+S, L+S-1, L+S-2, \dots, L-S+1, L-S. \quad (94.30)$$

Бу қийматларнинг тўла сони  $L > S$  да

$$M = 2S + 1 \quad (94.31')$$

га ёки  $L < S$  да

$$M = 2L + 1 \quad (94.31'')$$

га тенг.

$M$  сони спин-орбитал магнит ўзаро таъсирга боғлиқ бўлган сатҳчалар сони бўлиб, уни энергия сатҳининг мультиплетлиги дейилади. Агар  $S = \frac{1}{2}$  бўлса,  $M = 2$ , агар  $S = 1$  бўлса,  $M = 3$  ва ҳ. к. бўлади. Шундай қилиб, ташқи қобигида электронлари кўп бўлган атомларда мультиплет бўлинишдаги сатҳчалар сони иккидан ортиқ бўлади. Шунинг назарда тутиш керакки,  $\vec{s}_i$  векторларни қўшганда  $S$  нинг нолга тенг қийматлари бўлиши мумкин. Бу ҳолда  $M = 1$  бўлган термлар, яъни якка (сингулет) термлар ҳосил бўлади:  $^1S_0$ ,  $^1P_1$ ,  $^1D_2$ ,  $^1F_3$  ва ҳ.к. Чапдаги юқориги индекс мультиплетликни, ўнгдаги пастки индекс  $J$  нинг қийматини (бу ерда у  $L$  га тенг,  $S = 0$ ) кўрсатади.

Иккита валент электронга эга бўлган атомларда (гелий, бериллий, магний ва бошқ.) шундай мультиплетлик ҳосил бўлади. Бу ерда  $S$  яна 1 қийматни қабул қилади,  $M = 3$  бўлади. Демак,  $^3S_1$ ,  $^3P_{012}$ ,  $^3D_{123}$ ,  $^3F_{234}$  ва бошқа термлар, яъни триплетлар ( $S$  термлар ҳамма вақт якка бўлади) ҳосил бўлади. Кўриб турибмизки,  $P$ -,  $D$ -,  $F$ - термларда  $J$  учта қийматга эга. Бундан мураккаброқ атомларда яна ҳам кўпроқ мультиплетлар тўплами ҳосил бўлади. Демак, энергетик сатҳлар (термлар) нинг мультиплет структурасига мос ҳолда спектрал чизиқларнинг мультиплет структураси ҳосил бўлади.

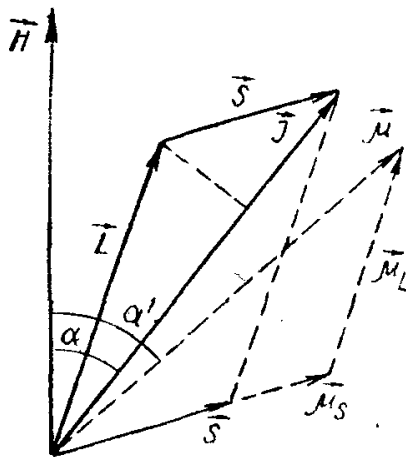
## 95- §. Зеemannнинг мураккаб эффекти

65- § да ташқи магнит майдоннинг ёруғлик нурланиши ва ютилишига таъсирининг классик ва квант назарияси қараб чиқилган эди. Шундай таъсир натижасида спектрал чизиқлар бир нечта компонентага ажралади; бу ҳодисани Зеemann эффекти дейилади.

65- § да Зеemannнинг оддий эффекти баён қилинган бўлиб, бу ҳолда спектрал чизиқлар учта компонентага ажралар эди. Бу ҳол спект-

рал чизиқлар сингулет (якка) бўлгандагина ўринли бўлади. Улар якка энергия сатҳлари орасидаги ўтишлардагина вужудга келади. Аввалги параграфдан бизга маълумки, бундай энергия сатҳлари электрон қобиқнинг тўла спини  $\vec{S}$  нолга тенг ( $S = 0$ ) бўлганда, бинобарин, магнит момент  $\vec{\mu}_S = 0$  бўлганда мавжуд бўлади. Бошқа спектрал чизиқлар анча мураккаб бўлинади. Бу ҳолда  $\vec{S} \neq 0$  ва  $\vec{\mu}_S \neq 0$  бўлади. Атомнинг тўла магнит моментини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S. \quad (95.1)$$



259- расм.

$\vec{\mu}$  магнит момент  $\vec{J}$  тўла момент билан боғланишга эга, бироқ унга параллел эмас. Ташқи  $\vec{H}$  магнит майдон таъсир қилганда  $\vec{J}$  вектор  $\vec{H}$  атрофида бирор  $\alpha$  бурчак остида прецессиялана бошлайди (259- расм). Натижавий  $\vec{\mu}$  магнит момент  $\vec{H}$  га нисбатан  $\alpha'$  бурчак остида ориентацияланади.  $\vec{L}$  ва  $\vec{S}$  ҳамда улар билан бирга  $\vec{\mu}_L$  ва  $\vec{\mu}_S$  лар  $\vec{J}$  атрофида прецессиялангани сабабли,  $\alpha'$  бурчак ўзгарувчан бўлади.

$\vec{\mu}$  ва  $\vec{H}$  ларнинг магнит ўзаро таъсир энергияси

$$W_H = (\vec{\mu} \vec{H}) = \mu H \cos(\vec{\mu}, \vec{H}) \quad (95.2)$$

ҳам ўзгарувчан бўлиб, бу ўзгариш  $\vec{\mu}$  нинг  $\vec{J}$  атрофидаги прецессияланиш частотасида бўлади. Биз  $W_H$  нинг ўзгармас ташкил этувчисини топишимиз керак, уни  $W_{H,J}$  орқали белгилаймиз. Бунинг учун  $\vec{\mu}$  нинг  $\vec{J}$  га проекциясини, яъни  $\vec{\mu}_J$  ни аниқлаш лозим, у ҳолда

$$W_{H,J} = \mu_J H \cos(\vec{J}, \vec{H}). \quad (95.3)$$

$\vec{\mu}$  нинг  $\vec{J}$  га проекцияси  $\vec{\mu}_L$  ва  $\vec{\mu}_S$  ларнинг  $\vec{J}$  га проекциялари йиғиндисига тенг, яъни:

$$|\vec{\mu}_J| = \mu_L \cos(\vec{L}, \vec{J}) + \mu_S \cos(\vec{S}, \vec{J}). \quad (95.4)$$

Тегишлича ўзгартиришлардан сўнг

$$|\vec{\mu}_J| = \frac{e}{2mc} |\vec{L}| \cos(\vec{L}, \vec{J}) + 2 \frac{e}{2mc} |\vec{S}| \cos(\vec{S}, \vec{J}) \quad (95.5)$$

ифодани ҳосил қиламиз.  $|\vec{L}|$  ва  $|\vec{S}|$  ларни уларнинг (94.6) даги тақрибий ифодалари билан алмаштириб қуйидагини оламиз:

$$\begin{aligned} |\vec{\mu}_J| &= \frac{e\hbar}{2mc} \{L \cos(\vec{L}, \vec{J}) + S \cos(\vec{S}, \vec{J}) + S \cos(\vec{S}, \vec{J})\} = \\ &= \frac{e\hbar}{2mc} \{J + S \cos(\vec{S}, \vec{J})\} = \frac{e\hbar}{2mc} J \left\{1 + \frac{S}{J} \cos(\vec{S}, \vec{J})\right\}. \end{aligned} \quad (95.6)$$

(Бу ерда биз  $L \cos(\vec{L}, \vec{J}) + S \cos(\vec{S}, \vec{J}) = J$  деб олдик). (95.7)  
 $\cos(\vec{S}, \vec{J})$  нинг қийматини  $\vec{L}, \vec{S}, \vec{J}$ , векторлар учбурчагидан олиш қийин эмас (259-расм):

$$\cos(\vec{S}, \vec{L}) = \frac{J^2 + S^2 - L^2}{2JS}. \quad (95.8)$$

$L, S$  ва  $J$  ларнинг квадратлари учун квантомеханикавий ифодаларидан фойдаланиб, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\cos(\vec{S}, \vec{J}) = \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2JS}. \quad (95.9)$$

(95.9) ни ҳисобга олиб,  $|\vec{\mu}_J|$  учун

$$|\vec{\mu}_J| = \frac{e\hbar J}{2mc} \left\{1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}\right\} \quad (95.10)$$

ни оламиз. (95.10) ифодани

$$|\vec{\mu}_J| = \mu_B J g. \quad (95.11)$$

кўринишида ёзиш мумкин, бунда

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (95.12)$$

Ланде кўпайтувчиси ёки бошқача  $g$ -фактор деб аталади. (95.11) ни ҳисобга олган ҳолда  $W_{H,J}$  нинг ифодасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин

$$W_{H,J} = g \mu_B H J \cos(\vec{J}, \vec{H}) \quad (95.13)$$

ёки

$$W_{H,J} = g \frac{eH}{2mc} \hbar J \cos(\vec{J}, \vec{H}). \quad (95.14)$$

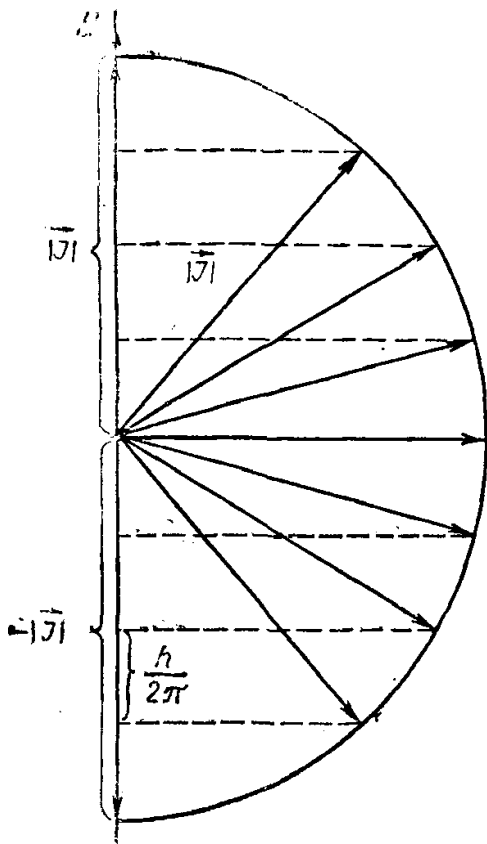
$J \hbar \cos(\vec{J}, \vec{H})$  катталик  $\vec{J}$  нинг  $\vec{H}$  га проекциясини билдиради, яъни

$$|\vec{J}_H| = J \hbar \cos(\vec{J}, \vec{H}) \quad (95.15)$$

$|\vec{J}|$  катталик ҳам  $\vec{L}, \vec{S}$  ва  $\vec{J}$  лар бўйсунадиган квант қонунларига бўйсунди, яъни

$$|\vec{J}_H| = m \hbar. \quad (95.16)$$





260- расм.

та сатҳчаларга бўлинади. Бу сатҳчаларнинг ҳар бирига  $\vec{J}$  нинг  $\vec{H}$  га нисбатан ўз ориентацияси мос келади (260- расмга қ)  $m_j$  нинг ўзгариши

$$\Delta m_j = 0, \pm 1 \quad (95.22)$$

шартга бўйсунди.  $\Delta m = 0$   $\pi$ - компонентани,  $\Delta m = \pm 1$   $\sigma$ - компонентани беради. Магнит майдонга жойлаштирилган атомнинг  $W_H$  ва  $W'_H$  энергия сатҳлари учун

$$\begin{aligned} W_H &= W_0 + W_{H,J} = W_0 + m_j g \hbar \Omega, \\ W'_H &= W'_0 + W'_{H,J} = W'_0 + m'_j g' \hbar \Omega \end{aligned} \quad (95.23)$$

ифодаларни ёзиш мумкин, бунда  $W_0$  ва  $W'_0$  — шу сатҳларнинг майдон бўлмагандаги энергия қийматлари. Нурланиш частотаси  $\omega$  қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{W'_H - W_H}{\hbar} = \frac{W'_0 - W_0}{\hbar} + (m'_j g' - m_j g) \Omega = \\ &= \omega_0 + (m'_j g' - m_j g) \Omega \end{aligned} \quad (95.24)$$

(95.16) ни (95.15) га қўйиб,

$$J \cos(\vec{J}, \vec{H}) = m_j \quad (95.17)$$

ни оламиз.  $m_j$  сон магнит квант сони дейилади. Ундан фойдаланиб, (95.13) формулани қуйидагича ўзгартириб ёзишимиз мумкин:

$$W_{H,J} = \mu_B g m_j H. \quad (95.18)$$

Агар (95.14) формулада  $\frac{e\hbar}{2mc} = \Omega$  алмаштириш бажарсак, у ҳолда

$$W_{H,J} = \mu_B g \hbar \Omega \quad (95.19)$$

бўлади. Магнит квант сони қуйидаги қийматларни қабул қилиши мумкин:

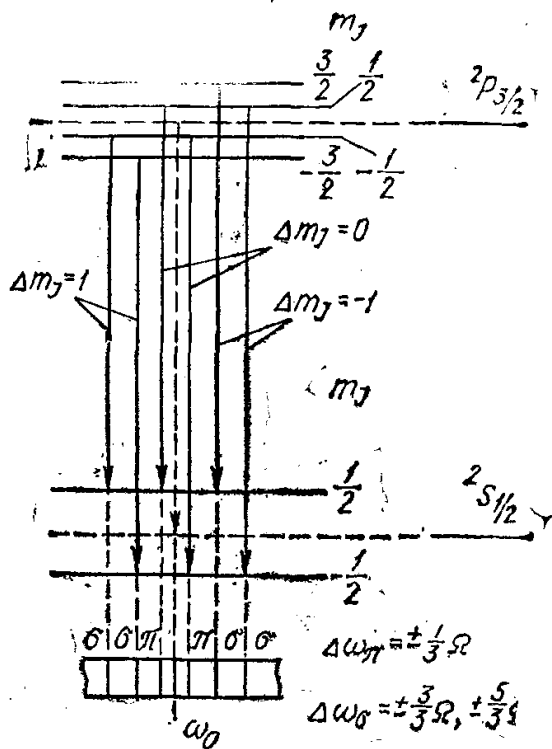
$$m_j = J, J-1; J-2, \dots, -J+1, -J \quad (95.20)$$

ҳаммаси бўлиб,

$$M_H = 2J + 1. \quad (95.21)$$

Демак, магнит майдон таъсирида квант сони  $J$  бўлган сатҳ  $2J+1$

$\omega_0$  частота  $\vec{H}$  майдон бўлмаган вақтдаги нурланиш частотасига мос келади, 261-расмда ишқорий металл бош серия дублет чизиги компоненталаридан бирининг бўлинишига мисол келтирилган:  ${}^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2} - {}^2S_{1/2}$  сатҳ  $L = 0, S = \frac{1}{2}, J = \frac{1}{2}$  га эга, демак, (95.21) га кўра у  $m_J = \frac{1}{2}$  ва  $m_J = -\frac{1}{2}$  қийматли икки сатҳчага бўлинади. Иккала сатҳча учун  $g$ -фактор қиймати  $g_{S_{1/2}} = 2$  бўлади.  ${}^2P_{3/2}$  сатҳ учун  $L = 1, S = \frac{1}{2}, J = \frac{3}{2}$ . Магнит квант сони  $m_J$  тўрт қийматга эга (тўрт сатҳча) бўлиб, улар  $\frac{3}{2}; \frac{1}{2}; -\frac{1}{2}; -\frac{3}{2}$  га тенг;  $g$ -фактор эса  $g_{P_{3/2}} = \frac{4}{3}$ . Бинобарин,  $m_J g$  кўпайтма  ${}^2S_{1/2}$  сатҳ учун:  $m_J g|_{S_{1/2}} = 1, -1$  ва  ${}^2P_{3/2}$  сатҳ учун:  $m_J g|_{P_{3/2}} = \frac{6}{3}, \frac{2}{3}, -\frac{2}{3}, -\frac{6}{3}$ . 261-расмдан кўришиб турибдики, бўлинмаган  $\omega_0$  частотали спектрал чизиқ магнит майдон таъсирида 6 та компонентага бўлинди, улардан иккитаси  $\pi$ -компонента ва тўрттаси  $\sigma$ -компонента. Бу бўлиниш символик кўринишда бундай ёзилади:  $\frac{(1)35}{3}$ .  $\pi$ -компоненталар частоталари:  $\omega_\pi = \omega_0 \pm \frac{1}{3} \Omega$ ;  $\sigma$ -компоненталар частоталари:  $\omega_\sigma = \omega_0 \pm \frac{3}{3} \Omega, \omega_\sigma = \omega_0 \pm \frac{5}{3} \Omega$ .



261- расм.

Шундай қилиб, атомнинг бутунича олинган энергетик ҳолати ундаги ҳар бир электроннинг энергетик ҳолати билан характерланиши керак. Ҳар бир электроннинг энергетик ҳолати  $l_i, j_i, m_{j_i}$  квант сонлари тўплами ва барча электрон қобиқнинг  $L, S, J, m_J$  квант сонлари тўплами орқали аниқланади, яъни

$$W = W(n_i, l_i, j_i, m_{j_i}, L, S, m_J), \quad (95.25)$$

бунда  $m_{j_i}$  — алоҳида олинган электроннинг магнит квант сони;  $m_J$  электрон қобиқнинг ҳаммаси учун магнит квант сони. Атомдаги электронларнинг энергетик хоссаларини аниқлайдиган барча параметрлар атомларнинг электрон қобиқларидаги электронлар тақсимотини батафсил аниқлашга имкон беради.

## 96- §. Атомларнинг электрон қобиқлари

Ҳозирги замон атом назарияси Д. И. Менделеев очган даврий қонунни тасдиқлабгина қолмай, уни назарий жиҳатдан асослаб ҳам берди. Атомлар хоссаларининг даврийлиги уларнинг электрон қобиқлари тузилиши билан белгиланади. Шунинг учун бу қобиқларнинг тузилиши қонуниятини қараб чиқиш мақсадга мувофиқдир.

$n_i$ ,  $l_i$  ва  $j_i$  лари тайинли қийматга, бироқ  $m_{j_i}$  мумкин бўлган ихтиёрий қийматга эга бўлган электронлар сонини; сўнгра  $n_i$  ва  $l_i$  лари тайинли қийматга, бироқ  $j_i$  ва  $m_{j_i}$  лари мумкин бўлган ихтиёрий қийматга эга бўлган электронлар сонини; ниҳоят  $n_i$  тайинли, бироқ  $l_i, j_i$  ва  $m_{j_i}$  лари мумкин бўлган ихтиёрий қийматга эга бўлган электронлар сонини топамиз.

Атомларда электронларнинг группаланиш қонуниятини Паули принципига асосланади. Паули принцида бундай дейилади: атомда ҳамма квант сони бирдай бўлган иккита электрон мавжуд бўлиши мумкин эмас.

1) Агар  $n_i$ ,  $l_i$ ,  $j_i$  лар берилган бўлса, у ҳолда фақат  $m_{j_i}$  ўзгариши мумкин.  $m_{j_i}$  нинг мумкин бўлган қийматлари  $2j_i + 1$  та. Демак, берилган  $n_i$ ,  $l_i$ ,  $j_i$  қийматли электронлар сони ҳам шунча бўлиши мумкин.

2) Энди  $n_i$  ва  $l_i$  тайинли бир қийматга эга бўлиб,  $j_i$  ва  $m_{j_i}$  лар эса ўзгарувчан бўлсин. Ана шу шартларни қаноатлантирадиган электронлар сонини топайлик. Юқорида айтилган эдики,  $j_i$  фақат иккита қиймат қабул қилиши мумкин:  $j_i = l_i + s_i$ ,  $j_i' = l_i - s_i$ ;  $s = \frac{1}{2}$  бўлгани учун  $j_i = l_i + \frac{1}{2}$ ,  $j_i' = l_i - \frac{1}{2}$ ,  $j_i$  учун  $m_{j_i}$  нинг қийматлари сони  $2j_i + 1 = 2l_i + 1 + 1 = 2l_i + 2$  тенг бўлади;  $j_i'$  учун  $m_{j_i'}$  нинг қийматлари сони  $2j_i' + 1 = 2l_i - 1 + 1 = 2l_i$  га тенг бўлади. Демак,  $n_i$  ва  $l_i$  лари бир хил қийматга эга бўлган электронлар сони қуйидаги йиғиндига тенг бўлади:

$$2j_i + 1 + 2j_i' + 1 = 2l_i + 2 + 2l_i = 2(2l_i + 1). \quad (96.1)$$

3) Ниҳоят, бош квант сони  $n_i$  бирдай, бироқ бошқа квант сонлари фарқли бўлган электронлар сонини топамиз. Бунинг учун энди биз (96.1) ифодадаги  $l_i$  ни  $l_i = 0$  дан  $l_i = n_i - 1$  гача ўзгартириб, ҳосил бўлган қийматларни қўшиб чиқишимиз керак:

$$N_i = \sum_{l_i=0}^{l_i=n_i-1} 2(2l_i + 1) = 2n_i^2. \quad (96.2)$$

$n_i$  бош квант сонлари бирдай бўлган ҳамма электронлар биргаликда қобиқни (қатламни) ҳосил қилади.  $n_i$  ва  $l_i$  квант сонлари бирдай бўлган электронлар тўплами группачани ташкил қилади.

Атомлардаги электронларнинг бу икки группаси энг асосий бўлиб, улар атомларнинг асосий хоссаларини ва биринчи навбатда уларнинг химиявий табиатини белгилайдики, бунда  $j_i$  ва  $m_{j_i}$  квант сонлари атомлар хоссаларидаги анча нозик деталларни аниқлайди. Юқорида айтилганларга мувофиқ равишда атомлардаги электронлар  $n=1, n=2, n=3, n=4$  ва ҳоказо қийматли қобикларга бўлинади. Бу қобиклар мос равишда  $K$ - қобик,  $L$ - қобик,  $M$ - қобик,  $N$ - қобик ва ҳ. к. деб аталиб, улар характеристик рентген спектрлари терминологиясига мос келади. Характеристик рентген спектрлари ҳақида кейинроқ батафсил тўхталиб ўтилади ( $i$  индекси энди ёзмай турамиз).

$n=1$  учун  $l$  квант сони фақат  $l=0$  қийматни қабул қилгани сабабли, бу қобикда фақат битта группача бўлади.  $n=1$  бўлган қобикдаги электронлар сони  $N_1 = 2n^2 = 2$  та бўлади;  $l=0$  группачадаги электронлар сони ҳам 2 га тенг, чунки бу ҳолда  $2(2l+1) = 2$ .  $n=2$  ҳол учун  $N_2 = 2n^2 = 8$  ва  $l$  иккита қиймат қабул қилади:  $l=0, l=1$ .  $l=0$  ва  $l=1$  лар учун электронлар сони мос равишда 2 ва 6 га тенг.

$n=3$  учун  $N_3 = 2n^2 = 18$  ва  $l$  учта қиймат қабул қилади:  $j=0, l=1, l=2$ , демак, 2, 6, 10 та электронли учта группача бўлади ва ҳ. к.  $l=0, l=1, l=2, l=3$  ва ҳ. к. қийматли группачаларга кирувчи электронлар мос равишда  $s$ - электронлар,  $p$ - электронлар,  $d$ - электронлар,  $f$ - электронлар ва ҳ.к. деб аталади.

Электронлар орбитал квант сони қийматларидан ташқари, бош квант сон қийматлари билан ҳам фарқ қилишини ҳисобга олган ҳолда электронларни қуйидагича белгиланади:

$n = 1,$	$l = 0$	$1s;$
$n = 2,$	$\begin{cases} l=0, \\ l=1. \end{cases}$	$\begin{matrix} 2s; \\ 2p; \end{matrix}$
$n = 3,$	$\begin{cases} l = 0, \\ l = 1, \\ l = 2, \end{cases}$	$\begin{matrix} 3s; \\ 3p; \\ 3d; \end{matrix}$
$n = 4$	$\begin{cases} l = 0, \\ l = 1, \\ l = 2, \\ l = 3, \end{cases}$	$\begin{matrix} 4s; \\ 4p; \\ 4d; \\ 4f; \end{matrix}$

ва ҳ. к.

Бу ерда баён қилинган электронларнинг қобиклари бўйича тақсимооти ҳақидаги назарий қондалар Менделеевнинг элементлар даврий системасини атом назарияси асосида асослаб бериш учун асос бўлиб хизмат қилади.

## 97-§. Д. И. Менделеевнинг элементлар даврий системаси

Менделеев элементларнинг даврий системасини тузишда атомлар массаси атомларнинг хоссаларини белгиловчи асосий аргументдир деб фараз қилди. Ҳозирги замон атом назарияси бунга аниқлик











89	Активный	Ac	2	2	6	2	6	2	6	10
90	Торий	Th	2	2	6	2	6	2	6	10
91	Протактиний	Pa	2	2	6	2	6	2	6	10
92	Уран	U	2	2	6	2	6	2	6	10
93	Нептуний	Np	2	2	6	2	6	2	6	10
94	Плутоний	Pu	2	2	6	2	6	2	6	10
95	Амереций	Am	2	2	6	2	6	2	6	10
96	Кюрий	Cm	2	2	6	2	6	2	6	10
97	Берклий	Bk	2	2	6	2	6	2	6	10
98	Калифорний	Cf	2	2	6	2	6	2	6	10
99	Энштейний	Es	2	2	6	2	6	2	6	10
100	Фермий	Fm	2	2	6	2	6	2	6	10
101	Менделевий	Md	2	2	6	2	6	2	6	10
102	Нобелий	No	2	2	6	2	6	2	6	10
103	Лоуренсий	Lr	2	2	6	2	6	2	6	10
104	Курчатовий	Ku	2	2	6	2	6	2	6	10
105	—	—	2	2	6	2	6	2	6	10
106	—	—	2	2	6	2	6	2	6	10
107	—	—	2	2	6	2	6	2	6	10
108	—	—	2	2	6	2	6	2	6	10
109	—	—	2	2	6	2	6	2	6	10
110	—	—	2	2	6	2	6	2	6	10
111	—	—	2	2	6	2	6	2	6	10
112	—	—	2	2	6	2	6	2	6	10
113	—	—	2	2	6	2	6	2	6	10
114	—	—	2	2	6	2	6	2	6	10
115	—	—	2	2	6	2	6	2	6	10
116	—	—	2	2	6	2	6	2	6	10
117	—	—	2	2	6	2	6	2	6	10
118	—	—	2	2	6	2	6	2	6	10





киритди. Бу назарияга кўра атом ядросининг заряди ёки унга абсолют қиймати жиҳатидан тенг бўлган атомнинг электрон қобиқ заряди асосий аргумент бўлиб ҳисобланади. Бу зарядни ё атомнинг электрон қобиғидаги электронлар сони орқали, ё атом ядросидаги протонлар сони орқали ифодаланади. Нейтрал атомда бу сонлар бири-бирига тенгдир.

Аввалги параграфда электрон қобиқларнинг тўлиши даврий характерда эканлиги кўрсатилган эди. Биринчи қобиқ ( $n = 1$ ) иккитадан ортиқ бўлмаган  $1s$ - электронларга эга. Демак, бундай қобиқ фақат иккита атомда: нормал (уйғонмаган) ҳолатда, ҳаммаси бўлиб битта  $1s$ - электрони бўлган ва электронлар билан бутунлай «тўлдирилмаган» водород атомида ҳамда нормал ҳолатда иккита  $s$ - электрони бўлган гелий атомида бўлиши мумкин. Гелийда қобиқ батамом тўлдирилган. Шундай қилиб, бош квант сони бирга тенг ( $n = 1$ ) бўлган қобиқ Менделеев системасининг биринчи даврини характерлайди. Худди шунингдек,  $n = 2$  бўлган электрон қобиқ (унда 8 та электрон бўлади) Менделеев системасининг  $Li, Be, B, C, N, O, F, Ne$  элементларни ўз ичига олган иккинчи даврини характерлайди. Менделеев системасининг учинчи даврида атомлардаги электронларни группалашнинг юқорида ишлаб чиқилган назарий схемасига мувофиқ, 18 та электрон бўлиши керак, чунки унга  $n=3$  бош квант сони тўғри келади ва, демак,  $2n^2 = 18$ . Тўртинчи даврида шунга мувофиқ  $2n^2 = 2 \cdot 4^2 = 32$  та электрон, бешинчи даврида  $2n^2 = 2 \cdot 5^2 = 50$  та электрон бўлиши керак ва ҳ. к.

Электронларнинг  $n = 1, n = 2, n = 3, n = 4$  ва ҳ. к. қобиқлар бўйича тақсимотини оптикавий ва рентген спектроскопия методларида экспериментал ўрганиш шуни кўрсатадики, қўшимча ўзаро таъсир (масалан, электростатик) бўлиши туфайли атомдаги электронларни бундай идеал группалаш схемасидан четга чиқишлар бўлар экан. Бу қўшимча ўзаро таъсирларнинг ҳаммасини аввалги параграфда таҳлил қилиб чиқилган электронларнинг магнит ўзаро таъсири турлари орқали аниқлаш мумкин бўлавермайди.

Электрон қобиқларнинг тажрибада топилган реал тўлиш ҳоллари умуман олганда  $2n^2$  схемага тўғри келади; бироқ ундан бир оз четланишлар ҳам бўлиб, уни юқорида келтирилган 5-жадвалдан кўриш мумкин.

Бу жадвалдан кўринадики,  $n = 1$  ва  $n = 2$  биринчи ва иккинчи қобиқлар  $2n^2$  схема бўйича батамом тўлади.  $2n^2$  схемадан четланиш учинчи  $n = 3$  қобиқдаги калийдан бошланади, бунда ҳали  $3d$  группача тўлмасдан туриб, «анча барвақт»  $4s$  группача тўла бошлайди. Бунинг натижасида тўртинчи даврнинг ҳамма элементларида  $3d$  қобиқ бўлиб, у ички қобиқ бўлиб қолган, ҳолбуки идеал схемага мувофиқ у ташқи қобиқ бўлиши керак эди. Шу сабабли бу элементларнинг хоссалари ва уларнинг даврий системада жойлашиш тартиби кескин ўзгаради. Галлийга ( $Z = 31$ ) келиб, қобиқлар яна «идеал» схема бўйича тўла бошлайди, бироқ рубидийга ( $Z = 37$ ) келиб, бу схема яна бузилади ва бундан кейин ўринли бўлмай қолади. Яна бир қатор  $2n^2$  схемадан четланишлар мавжуд бўлиб, уни жад-

валдан кўриш мумкин. Шу сабабли 262- расмда келтирилган реал даврий жадвалда I, II, III, IV ва ҳ. к. даврлардаги электронлар сони ҳамма вақт  $2n^2$  га тенг бўлавермайди. H, He, B, C, N, O, F, Ne лар остида вертикал қаторда турган элементлар группасида қобиклар анча тўғри тўлиб боради, ҳолбуки улар орасида жойлашган элементлар группасида қобикларнинг тўғри тўлиб боришидан анча четланишлар бор. Бу группанинг горизонтал қаторидаги элементларда ички тўлдирилмаган қобикларнинг тўлиши кузатилади. Нодир-ер элементлари ёки лантанидлар қаторида қобикларнинг тўлишида, айниқса, катта аномалия мавжуд, бу элементларда анча ички  $4f$  қобик тўла боради. Шунингдек, актинидлар группасида бу аномалия каттадир. Шунга қарамай, элементлар хоссаларининг «даврийлиги», тўғрироғи, такрорийлиги жуда равшан. Атомлар электрон қобикларининг тузилиш назарияси IV, V, VI ва VII даврлардаги элементларнинг химиявий методларда олинадиган эмпирик маълумотлар асосида тушунтириб бўлмаган аномал табиатини етарлича аниқ билишга имкон берди.

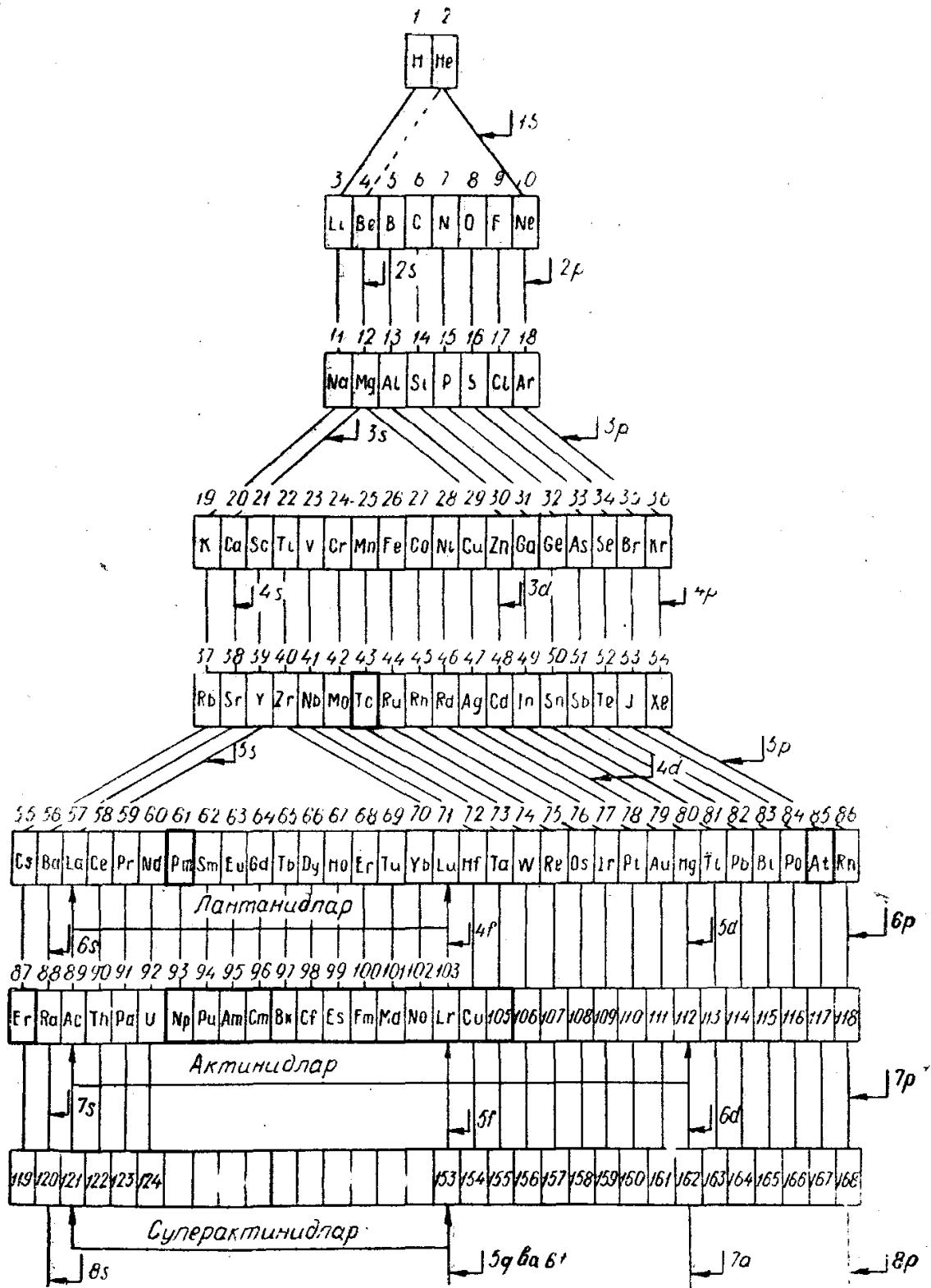
Электрон қобикларнинг тўлиб бориш жадвали ва элементлар даврий системаси жадвалидан кўринадики, атомларнинг ва уларнинг химиявий бирикмаларининг физикавий ва химиявий хоссалари ўхшашлигига сабаб — уларнинг ташқи электрон қобиклари бирдай тузилганлигидир.

Атомлар хоссаларининг даврийлиги уларнинг электрон қобикларининг тўлиб боришидаги даврийлик билан тушунтирилади.

Айрим химиявий элементларнинг физикавий хоссаларидаги даврийлик биринчи навбатда шу элементлар атомлари чиқарадиган чизиқли оптикавий спектрлар структурасида, яъни шу моддалар буғларининг оптикавий нурланишида намоён бўлади. Масалан, ҳамма ишқорий элементлар спектрларини таққослаб кўрсак, у ҳолда улар бир хил спектрал серияга эга бўлади; улар орасидаги фарқ шундаки, ҳар хил элементларда спектрал чизиқларнинг тўлқин узунлиги турлича бўлади. Бошқа группадаги элементлар учун ҳам худди шундай бўлади. Бу ҳол оптикавий чизиқли спектрларни атомлар хоссаларининг даврийлигини белгилайдиган энг ташқи қобик электронлар чиқариши билан тушунтирилади. Даврийлик, шунингдек, спектрал чизиқлар структурасида ҳам кўринади. Менделеев системасининг биринчи группа элементларида спектрал чизиқлар дублетлардан, иккинчи группа элементларида эса сингулетлар ва триплетлардан иборат. Бор группасидаги элементларда яна дублетлар, углерод группасида сингулетлар ва триплетлар, азот группасида квартетлар ва дублетлар бўлади ва ҳ. к.

Элементларнинг бошқа даврий хоссалари, биринчи навбатда уларнинг валентлиги ҳам атомларнинг ташқи электрон қобикларнинг тўлишидаги даврийлик билан тушунтирилади.

Берклидаги (АҚШ) Калифорния университетининг радиацион лабораториясида Г. С. Сиборг группаси ва Дубна шаҳрида (СССР) Г. Н. Флеров раҳбарлигидаги группа сунъий оғир элементлар синтези бўйича олиб бораётган интенсив тадқиқотлар бир қатор янги



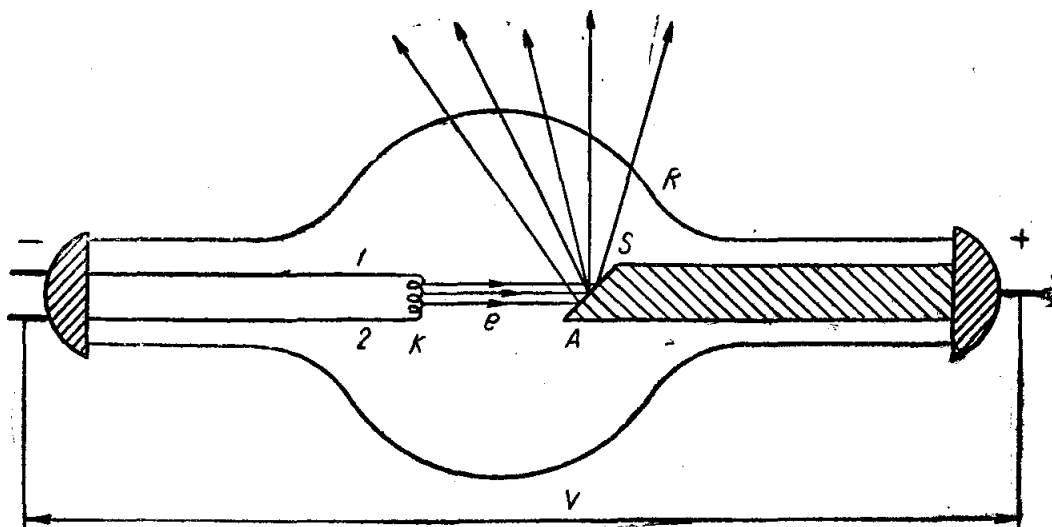
263- расм.

сунъий элементларнинг кашф қилинишига олиб келди. Америкалик тадқиқотчилар Np (нептуний), Pu (плутоний), Am (америций), Cm (кюриий), Bk (берклий), Cf (калифорний), Es (эйнштейний), Fm (фермий), Md (менделевий), No (нобелий), Lr (лоуренсий) элементларини кашф қилдилар, No ва Lr элементлари АҚШ ва СССРда бир вақтда аниқланди. Сўнгра 104- элемент (курчатвий), 105- элемент ва уларнинг изотоплари топилади.

Бундай оғир (урандан кейинги) элементларни энг оғир элементларни (ҳатто сунъий равишда олинган элементларни) юқори энергияли оғир ионлар билан бомбардимон қилиш орқали ҳосил қилинади. Бундай зарралар тўқнашганда янги атом ядролари ҳосил бўлади. 263- расмда химиявий элементлар жадвали келтирилган, унда маълум бўлган табиий ва сунъий элементлар ҳамда шу пайтгача номаълум бўлиб, хоссалари эса уларнинг электрон қобиқларининг мумкин бўлган тўлиши асосида олдиндан тахмин қилинган элементлар қатори (106—168) ҳам келтирилган (106- ва 107- элементлар 1976 ва 1977 йилда сунъий йўл билан ҳосил қилинган — *тарж.*) Йўғон қора тўртбурчаклар билан сунъий равишда ҳосил қилинган элементлар ажратиб кўрсатилган. Чизиқлар билан бирлаштирилган элементлар бир хил валентликка мос келади. Лантанидлар, актинидлар ва тахмин қилинаётган суперактинидлар группалари шу билан фарқ қиладики, уларда 4f, 5f, 5g, 6f ички электрон қобиқлар тўлдирилган бўлади; фигурали стрелкалар олдидаги 1s, 2s, 2p, . . . , 7s, 8p символлар қайси элементда шу группача тўлаётганлигини кўрсатади.

## 98- §. Рентген спектрлари

Рентген нурлари ўзининг қисқа тўлқинлилиги билан ёруғлик нурларидан ажралиб туради. Фотонлар тилида буни шундай талқин этиш мумкин: рентген фотонлари жуда катта энергияга эга. Рентген нурлари одатда тез электронлар металл сиртига урилганда ҳосил бўлади. Рентген нурларини ҳосил қилиш учун рентген трубкалари деб аталувчи ичидан ҳавоси сўриб олинган махсус трубкалар ишлатилади. Рентген трубкасининг схемаси 264- расмда келтирилган. Бунда шиша трубкага К (катод) ва А (анод) электродлар жойлаштирилган. Катод 1 ва 2 ўтказгичлар орқали келувчи электр ток билан чўғланадиган чўғланма толадан иборат. Қизиган толадан электронлар учиб чиқади. Анод эса катодга қараган S қия кесим сирти силлиқланган массив металл жисмдан иборат. Анод ва катод орасида бир неча ўн мингдан бир неча юз минг вольтга яқин потенциаллар фарқи ҳосил қилинади. Катоддан учиб чиққан электронлар катод ва анод орасидаги фазода жуда катта тезлик олади. Улар анод сиртида урилиб тормозланади ва бунинг натижасида рентген нурлари чиқаради. Электронлар тормозланганда, одатда, уларнинг ҳамма энергияси нурланишга сарф бўлмай, балки унинг бир қисми анодни қизитишга сарфланади. Трубканинг электр майдонида электронлар



264- расм.

эришадиган энергия трубка электродлари орасидаги  $V$  потенциаллар фарқига боғлиқ.

Агар  $v$  — электроннинг тезлиги бўлса, у ҳолда қуйидаги тенглик ўринли бўлади:

$$\frac{mv^2}{2} = eV. \quad (98.1)$$

Айтайлик, электр майдонда электрон эришган ҳамма кинетик энергия фотон нурланишга сарф бўлсин, у вақтда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{mv^2}{2} = eV = hv, \quad (98.2)$$

бу ерда  $\nu$  — нурланаётган фотонга (квантга) мос келувчи рентген нурларининг тебраниш частотаси. Бинобарин,

$$\nu = \frac{eV}{h}. \quad (98.3)$$

Тўлқин узунликларга (ангстремларда ифодаланган) ўтсак,

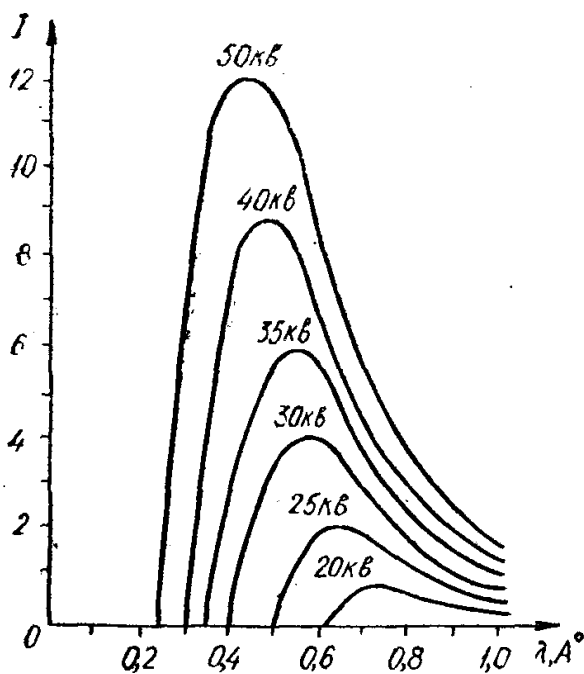
$$\lambda = \frac{12405}{V} \quad (98.4)$$

ни оламиз (бунда  $V$  вольт ҳисобида ўлчанган). Агар  $V = 10000$  в бўлса, у ҳолда  $\lambda = 1,2405 \text{ \AA}$  бўлади;  $V = 100000$  в учун  $\lambda = 0,12405 \text{ \AA}$  ва ҳ. к.

Рентген спектроскопиясида тўлқин узунлиги  $XE$  бирликларида ифодаланади:  $1 XE = 1,00225 \text{ \AA}$ .

Юқорида ҳисоблаб топилган рентген нурланиши тўлқин узунлиги рентген спектрининг қисқа тўлқинли чегарасини беради. Одатда тез электрон анодга бориб урилганда электрон энергиясининг бир





265- расм.

қисми анодни қизитишга сарф бўлади, уш сабабли (98.2) ўрнига ушбу муносабат ўринли бўлади:

$$h\nu \leq eV. \quad (98.5)$$

Анодни қиздиришга сарфланадиган электронлар энергияси ҳар хил бўлганлигидан ҳар хил энергияли квантлар нурланади ва тормозланишдаги рентген нурланиши туташ спектрга эга бўлади (265- расм). Бу расмда трубкага қўйилган кучланишнинг ҳар хил қийматлари учун (20, 25, 30, 35, 40, 50 кВ) туташ рентген спектрлари келтирилган. Электронлар энергияси ортиши билан спектр чегарасининг ва спектрдаги максимумнинг спектр-

нинг қисқа тўлқинли томонига силжишидан ташқари,  $I$  нурланиш интенсивлиги ҳам тез ортади.

Рентген нурлари кучли ўтувчанлик қобилиятига эга, чунки уларнинг ютилиш коэффициенти жуда кичик. Рентген нурларининг ютилиши модда зичлиги ва тўлқин узунлигига боғлиқ. Ютилиш коэффициенти атом номерининг кубига пропорционал ва  $\nu^3$  га тескари пропорционал. Шу сабабли улар учун енгил моддалар оғир моддаларга нисбатан шаффоф ҳисобланади. Тебранишлар частотаси трубкага қўйилган кучланишга пропорционал бўлгани учун кучланиш қанчалик катта бўлса, рентген нурлари шунчалик ўтувчан (қаттиқроқ) бўлиб қолади. Рентген нурлари шундай хоссаларга эга бўлганлигидан, медицинада, металлургияда, машинасозликда ҳамда фан ва техниканинг бошқа соҳаларида жисмларни ёриштириш учун кенг қўлланилади. Зич моддаларни ёриштириш учун юқори кучланишли (100—200 кВ ва ундан юқори) рентген аппаратлари қўлланилади. Одам танасининг турли қисмларини ёриштиришда 30—60 кВ кучланишли аппаратлардан фойдаланилади.

Туташ спектрлар билан бир қаторда чизиқли рентген спектрлари бўлиши мумкин, уларни характеристик рентген нурланиши дейилади. Агар тез электронлар ёки юқори энергияли фотонлар зарбидан анод метали атомининг ички тўлган қобиқларининг биридан ( $K, L, M, \dots$ ) электрон ажралса, характеристик нурланиш вужудга келади. Агар электрон  $K$ - қобиқдан ажралган бўлса, у ҳолда бу  $K$ - қобиққа юқори  $L, M, N$  ва ҳ. к. қобиқлардан электрон ўтиши мумкин. Бунда чизиқли рентген спектрининг  $K$ - серияси ҳосил бўлади. Худди шунга ўхшаш, агар электрон юқори қо-

биқлардан  $L$ - қобикдаги бўш ўринга ўтган бўлса, у ҳолда  $L$ -серия ҳосил бўлади ва ҳ. к.

Электроннинг  $K$ -,  $L$ -,  $M$ -, ... қобиклардан биридаги энергиясини қуйидаги формула орқали ифодалаш мумкин:

$$W_n = -\frac{Rhc(Z-a)^2}{n^2}, \quad (98.6)$$

бунда  $R$  — Ридберг доимийси;  $Z$  — элементнинг тартиб номери,  $a$  — экраниш доимийси.

Спектрал терм катталиги, яъни  $T_n = -\frac{W_n}{hc}$  қуйидаги формула орқали ифодаланади:

$$T_n = \frac{R}{n^2}(Z-a)^2. \quad (98.7)$$

Ўзгартиришлардан сўнг

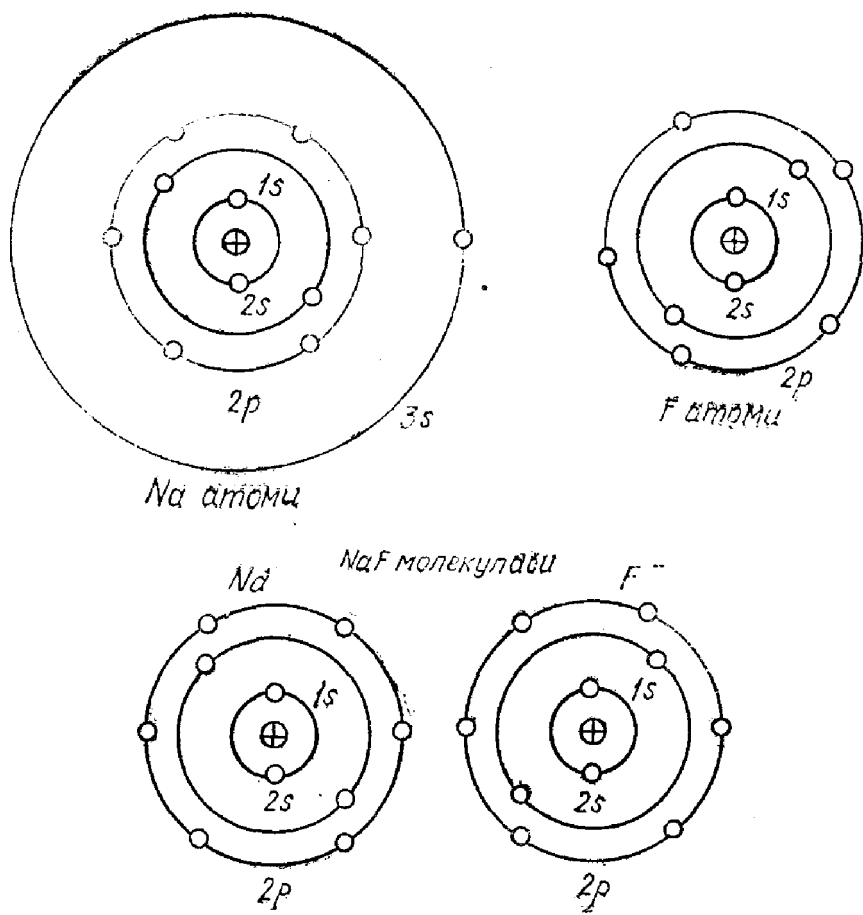
$$\sqrt{\frac{T_n}{R}} = \frac{1}{n}(Z-a) \quad (98.8)$$

муносабатни оламиз. (98.8) формула Мозели қонунини ифодалайди (бу қонун уни кашф қилган инглиз физиги шарафига шундай ном билан юритилади). Бу қонун тажриба маълумотларидан электрон қобикларнинг квант сонини аниқлашга ва шундай қилиб, атом структурасини тушуниб олишга имкон беради.

Чизиқли рентген спектрлари оптикавий спектрлар билан бир қаторда атомларнинг мураккаб электрон қобиклари тузилишини аниқлашга имкон берди. Атомларнинг ҳамма ички қобиклари бир хил тузилганлигидан, рентген спектрларида оптикавий спектрларга қарама-қарши ўлароқ, ҳеч қандай даврийлик кузатилмайди, унда фақат характеристик спектр частоталарининг элементнинг тартиб номери  $Z$ , яъни атом ядросининг заряди ортиши билан қисқа тўлқинли соҳа томонга монотон силжиши кузатилади.

## 99- §. Химиявий боғланиш табиати. Валентлик

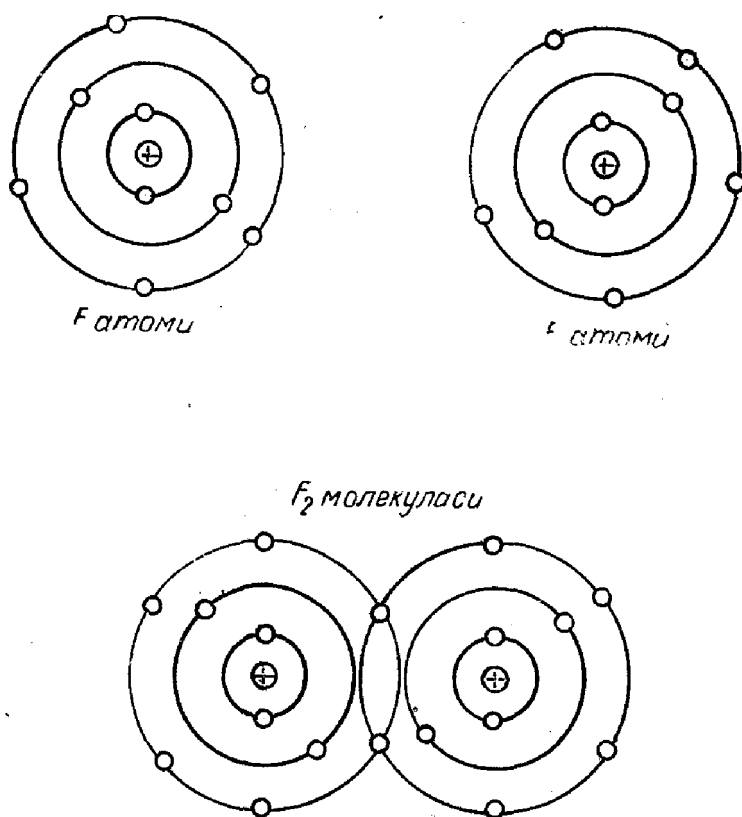
Электрон қобикларнинг тўлиб бориши тасвирланган жадвалдан кўринадики, бир қатор ҳолларда аввал 8 та электронни ўз ичига олган, квант сони каттароқ бўлган  $s$ - ва  $p$ - группачалар тўлдирилади ва шундан кейингина  $n$  квант сони кичикроқ бўлган  $d$ - ва  $f$ - группачалар тўлдирилади. Бу эса икки электронли  $s$  группача ва олти электронли  $p$  группачадан иборат бўлган саккиз электронли қобикнинг турғунлигидан далолат беради. Бу турғунлик  $s$  ва  $p$  группачалардаги электронлар механикавий ва магнит моментларининг шундай ориентацияси билан тушунтириладики, бунда  $\sum \vec{l}_i = 0$ ,  $\sum \vec{s}_i = 0$ ,  $\vec{J} = 0$  бўлади. Худди шунингдек, бу электрон қобикларнинг натижавий магнит моменти ҳам нолга тенг. Шунинг учун иккита  $s$ - электронли ва 6 та  $p$ - электронли электрон қобиклар бошқаларига нисбатан максимал турғунликка эга бўлган ҳолда ёпиқ бўлиб қолади.



266- расм.

Юқорида баён қилинганлар химиявий боғланишнинг табиати ва валентлик ҳақидаги тасаввурларни ривожлантиришга имкон беради. Химиявий бирикмалар ҳақидаги маълумотлардан кўринадики, молекулалар, одатда, ташқи электрон қобиқлари тўлмаган атомлардан ташкил топади.

Айтайлик, атомнинг ташқи электрон қобиғида битта электрон бўлсин. Бу водород атомида ва Li, Na, K, Rb, Cs, Fr каби ишқорий элементлар атомларида ўринлидир. Аксинча, галоидлар группасидаги F, Cl, Br, I, At элементлар атомларида ташқи электрон қобиқда еттига электрон бор. Агар биринчи группа элементлари атомлари галоидлар группаси атомларига яқинлаштирилса (масалан, Na ва F), у ҳолда Na атоми ўз электронини F атомига беради, шу туфайли фтор атомининг ташқи электрон қобиғи 8 та электрон билан тўлади. Na атоми битта электрон йўқотиб, ташқи қобиғида 8 та электрон бўлган ҳолдагидек ҳолатда бўлиб қолади. Ҳосил бўлган молекула иккала атомининг қобиқлари жуда турғун бўлади. Бироқ энди Na атоми мусбат, F атоми манфий зарядланиб қолади, яъни иккала атом ионларга айланади, бунинг натижасида улар орасида уларни битта молекулада тутиб турувчи катта электростатик тортишиш кучлари пайдо бўлади. Ҳосил бўлган молекула 266- расмда схематик тарзда тасвирланган. Шундай қилиб, бу ерда химиявий боғланиш



267- расм.

фтор атоми қобиғидаги магнит ўзаро таъсир туфайли вужудга келади, яъни ушбу ўзаро таъсир шундай кучлики, у натрий қобиғидан электрон юлиб олади. Бу эса Na ва F атомлари орасида электростатик ўзаро таъсирнинг вужудга келишига олиб келади. Шунинг назарда тутиш керакки, химиявий бирикма ҳосил бўлаётганда электронлар йўқотадиган атомлар кичик ионлантириш потенциалига эга (ташқи электронлар атом билан кучсиз боғланган) бўлади. Аксинча, химиявий бирикишда ўзига электронлар қўшиб оладиган атомлар эса катта ионлантириш потенциалига эга (ташқи электронлар ўз атоми билан кучли боғланган). Шундай турли атомлардан ҳосил бўладиган молекулаларни *гетерополяр ёки ион* молекулалар дейилади. Ион молекулалар билан бир қаторда атом молекулалар ҳам мавжуд бўлиб, улар иккита бир хил атом бирикканда ҳосил бўлади. Уларни *гомеополяр* молекулалар деб аталади.

Атом молекулалар ҳосил бўлаётганда бирикувчи атомларнинг электрон қобиқлари шундай тўлиб борадики, бунда атомлар ўз электронларини йўқотмайди, балки уларнинг бир қисми бир вақтнинг ўзида ҳар иккала атом қобиғида ҳаракатлана бошлайди, яъни баъзи электронлар бир вақтнинг ўзида ҳар иккала атомга тегишли бўлиб қолади. Бириккан атомларнинг электрон қобиқлари ўзаро электрон алмашиб турганга ўхшайди, шунинг учун бу ўзаро таъсир *алмашувчан ўзаро таъсир* деб аталган.

267- расмда  $F_2$  молекулаининг ҳосил бўлиши схематик равишда кўрсатилган. Бу схемадан кўришиб турибдики, молекулага кирган ҳар бир  $F$  атомининг ташқи қобиғида 8 тадан электрон бўлиб қолди, бироқ уларда иккита электрон умумийдир, бу электронлар тортишиб кучининг вужудга келишига сабаб бўлади. Молекула таркибига кирган атомлар электрон қобиқларининг ўзаро тўлиб бориши билан молекулалар ҳосил бўлишининг умумий принципи химиявий боғланиш назариясини яратишда асосий принцип бўлиб қолади, бироқ мураккаб молекулаларда бошқа бир қатор ҳодисаларни ҳисоб олишга тўғри келадики, уларни мазкур китобда баён қилишни иложи йўқ.

Химиявий бирикмалар ҳосил бўлишида турғун (ёпиқ) электрон қобиқларининг тўлиши нуқтаи назаридан валентликни талқин қилиш мумкин. Валентлик икки хил бўлади: водородга нисбатан валентлик ёки мусбат валентлик, у химиявий бирикмада ўрин олиши мумкин бўлган водород атомлари сони орқали белгиланади; хлор (ёки фторга) нисбатан валентлик ёки химиявий бирикмада ўрин олиши мумкин бўлган хлор атомлари сони билан аниқланадиган манфий валентлик.

Юқорида айтилганлардан келиб чиқадики, атомнинг максимал мусбат валентлиги унинг энг ташқи қобиқдаги электронлари сони ( $Li$  да 1,  $Be$  да 2,  $B$  да 3 ва ҳ. к.) билан аниқланади. Максимал манфий валентлик 8 ва ташқи электронлар сони орасидаги фарқи ( $F$  да  $8 - 7 = 1$ ,  $O$  да  $8 - 6 = 2$ ,  $N$  да  $8 - 5 = 3$  ва ҳ. к.) тен. Шундай қилиб, атомларнинг химиявий хоссалари уларнинг электрон қобиқлари структураси ва хоссаларига боғлиқдир.

## 100-§. Электрон ва бошқа элементар зарраларнинг ва системаларнинг тўлқин хусусиятлари

Аввалги ҳамма параграфларда биз электронни зарра деб, яъни массаси, энергияси импульси (ҳаракат миқдори), ҳаракат миқдор momenti, ўлчамлари ва ҳ. к. лари билан характерлаш мумкин бўлган корпускуляр типдаги материал модда деб тасаввур қилган эдик. Бироқ бир қатор экспериментал фактлар физикларни, электронлар (шунингдек, бошқа зарралар ҳам) фақат корпускуляр хоссага эма балки тўлқин хоссага ҳам эга, деб тан олишга мажбур этди. Шундай қилиб, фотонлар ҳолидаги каби манзара ўринли бўлади. Бироқ удан асосий фарқи шундаки, фотонлар «тинчлик массасига»<sup>1</sup> эга эма ҳолбуки электронлар ва бошқа кўпгина элементар зарралар тинчлик массасига эга.

Луи де Бройль биринчи бўлиб,  $W$  энергияга ва  $p$  импульсга эга бўлган зарралар ҳаракатини маълум тўлқинларнинг ҳаракати о

<sup>1</sup> Бу ўринда шунини таъкидлаб ўтиш лозимки, фотонлар «тинч ҳолатда» мажбур бўлмайди, шу сабабли, фотоннинг «тинчликдаги массаси» деган термин умуман айтганда, ўринли эмас.

қали аниқлаш мумкинлиги ҳақидаги тасаввурни илгари сурди. Бу тўлқинларни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\Psi(x, y, z, t) = \Psi_0 e^{-i[\omega t - (\vec{k} \cdot \vec{r})]}, \quad (100.1)$$

бунда

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{W}{h}, \\ \vec{k} &= \frac{\vec{p}}{h}; \end{aligned} \quad (100.2)$$

$\omega = 2\pi\nu$  — циклик частота;  $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n}$  — тўлқин вектор;  $\vec{n}$  — тўлқин сиртига ўтказилган нормаль.  $\Psi$  функция тўлқин функция деб аталади.  $(\vec{k} \cdot \vec{r})$  кўпайтмани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:  $(\vec{k} \cdot \vec{r}) = xk_x + yk_y + zk_z$ , бунда  $k_x, k_y, k_z$  тўлқин векторнинг ўқлари бўйича компоненталари, бунда

$$\left. \begin{aligned} k_x &= \frac{2\pi}{\lambda} \cos \alpha, \\ k_y &= \frac{2\pi}{\lambda} \cos \beta, \\ k_z &= \frac{2\pi}{\lambda} \cos \gamma, \end{aligned} \right\} \quad (100.3)$$

$\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma$  — тўлқин сиртига ўтказилган нормалнинг йўналтирувчи косинуслари.

Энди  $\Psi$  функциядан  $\frac{\partial}{\partial t}, \nabla = \vec{i}_0 \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j}_0 \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k}_0 \frac{\partial}{\partial z}, \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  ҳосилаларни топамиз ( $\vec{i}_0, \vec{j}_0, \vec{k}_0$  — ўқлар бўйича бирлик векторлар):

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -i\omega \Psi = -i \frac{W}{h} \Psi, \quad (100.4)$$

$$\nabla \Psi = ik \vec{\Psi} = \frac{i\vec{p}}{h} \Psi, \quad (100.4')$$

$$\nabla^2 \Psi = -(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \Psi = -k^2 \Psi. \quad (100.5)$$

(100.2) формула бўйича  $k$  ни  $p$  га алмаштириб, қуйидагини оламиз:

$$\nabla^2 \Psi = -\frac{p^2}{h} \Psi. \quad (100.6)$$

Энергиянинг сақланиш қонунига кўра қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\frac{p^2}{2m} + U(x, y, z) = W. \quad (100.7)$$

(100.7) дан  $p^2$  учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$p^2 = 2m(W - U). \quad (100.8)$$

Бу ифодани (100.6) га қўямиз:

$$-\frac{\hbar}{2m}\nabla^2\Psi + U\Psi = W\Psi \quad (100.9)$$

ёки

$$\left(-\frac{\hbar}{2m}\nabla^2 + U\right)\Psi = W\Psi. \quad (100.10)$$

(100.10) дифференциал тенглама *Шредингер тенгламаси* дейилади. Бу тенглама микродунё процессларини квантомеханикавий тавсифлашда асосий тенглама бўлиб ҳисобланади. Унинг ечими атомларнинг энергетик сатҳларини ва тегишли квант сонларини топишга имкон беради, унинг нурланиш процессларига татбиқи эса бу соҳадаги муҳим масалаларни ҳал қилишга имкон беради.

(100.10) тенгламани  $\nabla$  оператор билан  $\vec{p}$  импульс орасидаги,  $\frac{\partial}{\partial t}$  оператор билан  $W$  энергия орасидаги боғланишни ҳисобга олган ҳолда фундаментал кўринишда ёзиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, (100.4) дан келиб чиқадики,  $\Psi$  функцияга қўллаганда  $\frac{\partial}{\partial t}$  ва  $W$  орасида мослик бор экан:

$$\left(i\hbar\frac{\partial}{\partial t} - W\right)\Psi = 0, \quad (100.11)$$

яъни  $W$  тўлиқ энергияни Шредингер тенгламасида  $i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$  операторга қиёслаш мумкин, яъни  $W$  сонига кўпайтириш ўрнига  $\Psi$  функцияга

$$\hat{W} = i\hbar\frac{\partial}{\partial t} \quad (100.12)$$

оператор билан таъсир қилиш кифоя экан. Худди шунга ўхшаш, (100.4') дан кўринадики,  $\Delta^2$  ва  $p^2$  орасидаги мослик шундан иборатки,  $\Psi$  ни  $p^2$  га кўпайтириш ўрнига  $\Psi$  функцияга

$$\hat{p}^2 = (-i\hbar\nabla)^2 \quad (100.13)$$

оператор билан таъсир қилиш мумкин. Бинобарин,

$$H = \frac{p^2}{2m} + U = W \quad (100.14)$$

энергия тенгламаси берилган бўлса, у ҳолда агар ундаги  $p^2$  ни (100.13) формула бўйича  $\hat{p}^2$  оператор билан, сўнгра  $H$  ни  $\hat{H}$  оператор билан алмаштирилса ва  $\Psi$  функцияга  $\hat{H} - \hat{W}$  оператор орқали таъсир қилинса, Шредингер тенгламаси ҳосил бўлади. Бу ҳолда қуйидагиларни ёзиш мумкин:

$$\left(\hat{H} - \hat{W}\right)\Psi = 0, \quad (100.15)$$

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} (-i\hbar\nabla)^2 + U. \quad (100.16)$$

(100.10) тенглама *стационар ҳолат учун Шредингер тенгламаси* деб аталади. Ундан  $\Psi_0$  (тўлқин функция амплитудаси) вақтга боғлиқ бўлмаган ҳолдаги процессларни текширишда фойдаланилади.  $\Psi_0$  вақтга боғлиқ функция бўлган ҳолларда (100.15) Шредингер тенг-

ламасидаги  $\hat{W}$  ни (100.12) формула бўйича олиш керак. У ҳолда қўйидагини оламиз:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H}\Psi, \quad (100.17)$$

ёки тўлароқ ёзсак

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta^2 \Psi + U\Psi. \quad (100.18)$$

(100.18) тенглама *вақтга боғлиқ бўлган Шредингер тенгламаси* дейилади; бу тенглама ҳолати вақт ўтиши билан ўзгарадиган квант системалари ҳақидаги масалаларни ечишга имкон беради.

Шредингер тўлқин тенгламасининг турли конкрет ҳоллар учун ечими микросистема (атом, молекула ёки бошқа система) турғун ҳолатларининг  $W$  энергия қийматини топишга ва шундай қилиб, унинг энергия сатҳларини аниқлашга имкон беради.

Шундай қилиб, Шредингер тўлқин тенгламаси асос қилиб олинган квант механикаси электронларнинг орбиталар бўйича (ёки бошқа траекториялар бўйича) ҳаракати ўрнига  $\Psi$  тўлқин функциялар билан ҳаракатланувчи тўлқиннинг тарқалишини қараб чиқади. Тўлқин функциянинг конкрет кўриниши электроннинг ҳолатини характерловчи физикавий шароитларга боғлиқ. Тўлқин функциянинг дастлабки талқинида электрон фазо бўйлаб «ёйилган», бироқ бунда унинг энг кўп қисми фазонинг бирор чегараланган соҳасида жойлашган бўлади, деб фараз қилинган. Лекин бундай талқин далилларга зид эди.

Ҳозирги вақтда,  $\Psi$  тўлқин функция электроннинг фазода бўлиш эҳтимоли ҳақидаги тасаввурни беради, деб ҳисобланади (тўғрироғи бу эҳтимоллик тўлқин функция амплитудасининг квадрати билан аниқланади).

Шундай қилиб, Шредингер тенгламасининг ечими зарраларнинг (электронларнинг) фазода (атомларда, молекулаларда ва ҳ. к.) бўлиш эҳтимолининг тақсимот функциясини топишга имкон беради. Бор орбиталари электроннинг энг катта эҳтимолликда бўлиш жойини билдиради. Квант механикаси статистик назариядир.

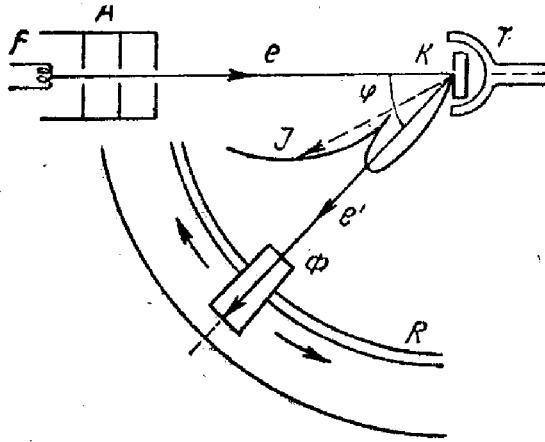
Элементар зарраларнинг тўлқин назарияси тажрибада ўз тасдиғини топди. Бу, айниқса, электронлар дифракциясида яққол намоён бўлди, ушбу ҳодиса рентген нурлари ҳолидаги сингари электронларнинг кристаллардан ўтишида ёки қайтишида кузатилади. Агар электронларнинг кристаллардан қайтишини кузатсак, у ҳолда қайтиш максимумлари берилган электроннинг ҳаракатини харак-



терловчи де Бройль тўлқин узунлиги учун Брегг шартини қаноатлантирувчи бурчак остида кузатилади:

$$2d \sin \alpha = \frac{qh}{mv}, \quad (100.19)$$

бунда  $d$  — кристаллардаги атомлар қатламлари орасидаги масофа;  $\alpha$  — атом қатламлар текислиги билан тушувчи нур орасидаги бурчак;  $q = 1, 2, 3, \dots$ . Америкалик физиклар Девиссон ва Жермер электронларнинг кристалл пластинка сиртидан қайтишини ўрганишга доир аниқ тажрибалар ўтказдилар. Улар тажрибасининг схемаси 268-расмда кўрсатилган. Бу расмда тасвирланган ҳамма



268-расм.

аппаратура ҳавоси сўриб олинган шиша идиш ичига жойлаштирилган. Электронлар электр ток билан (расмда манба кўрсатилмаган) қиздириладиган  $F$  чўғланиш толасидан чиқади. Системада бир нечта тирқиш бор. Система толага нисбатан мусбат потенциал остида бўлади. Бу электродлар тўплами (мажмуи) чўғланиш толаси билан биргаликда электрон пушкани ҳосил қилади. Ундан чиққан  $e$  электронлар дастаси  $T$  туткичага ўрнатилган  $K$  кристалга тушади. Кристалл чизма текислигига перпендикуляр ўқ атрофида айлана олади, шу туфайли электронларнинг кристалл сиртига тушиш бурчаги  $\phi$  ўзгаради. Кристаллдан қайтган  $e'$  электронлар дастаси сезир гальванометрга уланган  $\Phi$  фарадей цилиндри ёрдамида тутилади (расмда гальванометр кўрсатилмаган).  $\Phi$  Фарадей цилиндрини айлана бўйлаб  $R$  йўналтиргич бўйича кўчириш мумкин, бу эса турли бурчак остида қайтган электронлар миқдорини ўлчашга, хусусан, электронларнинг қайтиш максимумларига тўғри келадиган  $\phi$  йўналишларни аниқлашга имкон беради. Электронларнинг қайтиш бурчаклар бўйича тақсимооти 268-расмда  $J$  эгри чизиқ (қутбий диаграмма) орқали схематик тасвирланган. Бу эгри чизиқ  $K$  кристаллнинг марказидан  $J$  эгри чизиқда ётган бирор нуқтага ўтказилган радиус-вектор билан ўлчанувчи ҳар қайси кузатиш йўналишидаги интенсивликни беради. Бу қурилмада электронлар тезлигини  $F$  ва  $A$  электродлар орасидаги  $V$  тезлатувчи потенциаллар фарқи қиймати бўйича қуйидаги

таси  $T$  туткичага ўрнатилган  $K$  кристалга тушади. Кристалл чизма текислигига перпендикуляр ўқ атрофида айлана олади, шу туфайли электронларнинг кристалл сиртига тушиш бурчаги  $\phi$  ўзгаради. Кристаллдан қайтган  $e'$  электронлар дастаси сезир гальванометрга уланган  $\Phi$  фарадей цилиндри ёрдамида тутилади (расмда гальванометр кўрсатилмаган).  $\Phi$  Фарадей цилиндрини айлана бўйлаб  $R$  йўналтиргич бўйича кўчириш мумкин, бу эса турли бурчак остида қайтган электронлар миқдорини ўлчашга, хусусан, электронларнинг қайтиш максимумларига тўғри келадиган  $\phi$  йўналишларни аниқлашга имкон беради. Электронларнинг қайтиш бурчаклар бўйича тақсимооти 268-расмда  $J$  эгри чизиқ (қутбий диаграмма) орқали схематик тасвирланган. Бу эгри чизиқ  $K$  кристаллнинг марказидан  $J$  эгри чизиқда ётган бирор нуқтага ўтказилган радиус-вектор билан ўлчанувчи ҳар қайси кузатиш йўналишидаги интенсивликни беради. Бу қурилмада электронлар тезлигини  $F$  ва  $A$  электродлар орасидаги  $V$  тезлатувчи потенциаллар фарқи қиймати бўйича қуйидаги

$$\frac{mv^2}{2} = eV \quad (100.20)$$

тенгламадан осон аниқлаш ва бундан (100.2) формула бўйича де Бройль тўлқин узунлиги қийматини топиш мумкин.

Агар  $V$  тезлатувчи потенциаллар фарқи ва демак,  $v$  тезлик катта бўлса, у ҳолда  $m$  массани ўзгармас деб бўлмайди ва кинетик энергия формуласи қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_0 c^2 = eV, \quad (100.21)$$

бунда  $\beta = \frac{v}{c}$ ;  $m_0$  — электроннинг тинчликдаги массаси. (100.21)

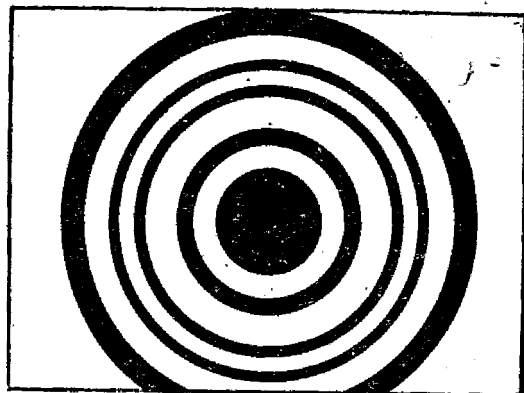
муносабатдан  $v$  катталикини ва, демак,  $p$  импульсини:

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (100.22)$$

ҳамда  $\lambda$  тўлқин узунлигини топиш мумкин:

$$\lambda = \frac{h}{p}.$$

Девиссон, Жермер ва бошқа физиклар ўтказган тадқиқотлар тажриба билан жуда мос келувчи натижалар берди. Электронлар юпқа металл пластинка орқали ўтаётганда рентген нурлари учун ўринли бўлган манзарага ўхшаш дифракцион манзара ҳосил бўлади. 269- расмда юпқа олтин пластинка орқали ўтказилган электронларнинг дифракцион манзараси тасвирланган. Агар электронлар дифракцияланмаганда эди, уларнинг ҳаммаси тасвирланган манзаранинг марказига тушган бўлар эди.



269- расм.

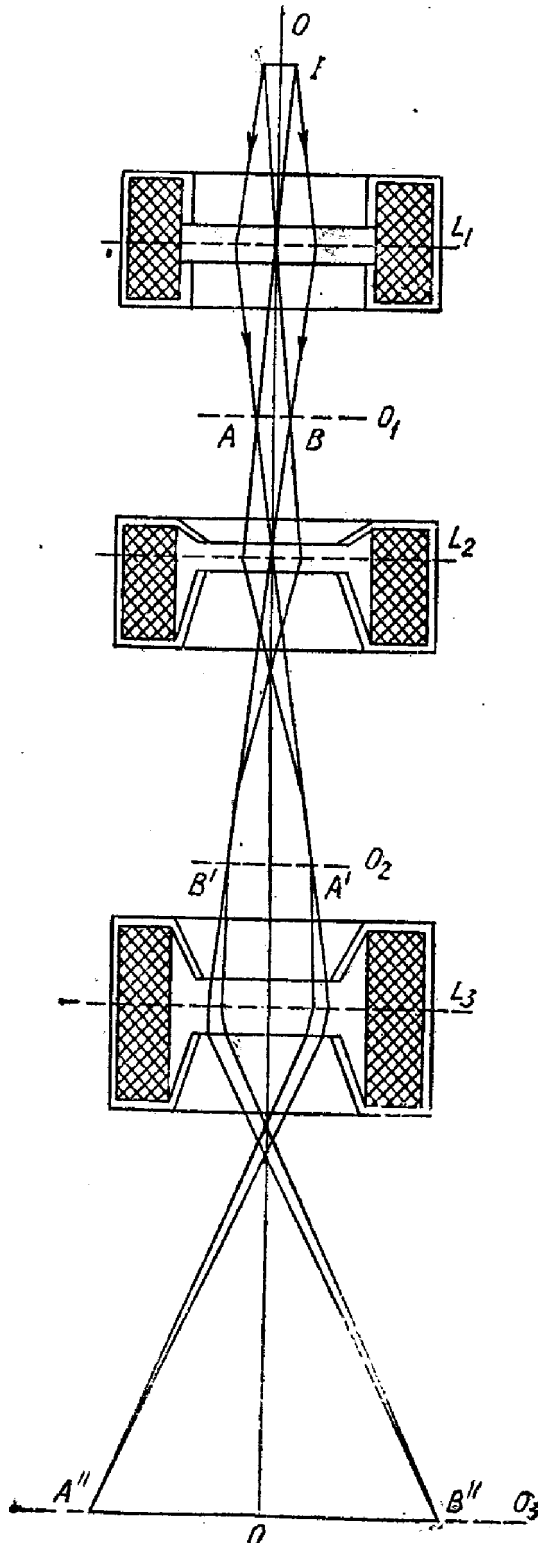
Электронлар олтиннинг кристалл панжарасида дифракцияланиши туфайли, дифракцион максимумга мос келувчи бир қатор ҳалқалар пайдо бўлади. Буларнинг ҳаммаси электронларнинг зарра бўлиши билан бир вақтда тўлқин хусусиятларга ҳам эга эканлигининг равшан исботидир.

Шундай қилиб, электрон ўзини материянинг бошқа зарралари каби узлуклилик ва узлуксизлик бирлиги сифатида намоён қилади, бу эса диалектик материализм асосий қонунларидан бирининг ёрқин исботи бўлади.

## 101- §. Электрон оптика

Электронларнинг корпускуляр табиатга эга бўлиши билан бирга тўлқин хусусиятларга ҳам эга эканлиги уларнинг фотонлар билан чуқур аналогиясидан турли илмий ва амалий мақсадлар учун фойдаланиш ҳақидаги фикрга олиб келди. Худди шундай аналогия асо-

сида физика ва техниканинг янги соҳаси—электрон оптика пайдо бўлди ва кенг тараққий этди. Электр ва магнит майдонлар системасидан фойдаланиб, электр ва магнит линзалар, кўзгулар, призмалар ва ҳ. к. ларни яратишга муваффақ бўлинди. Бундай қурилмалар комбинацияси кўп жиҳатдан оптикавий системаларга ўхшаш бўлган электрон-оптикавий системаларни яратишга имкон беради. Электрон-оптикавий системалар электрон микроскопларда, осциллографлар, телевизорлар, радиолокаторлар учун мўлжалланган электрон нурли трубкалар ва шунга ўхшашларда кенг қўлланилади. Энг муҳими шундаки, де Бройль тўлқини узунлиги ёруғлик тўлқини узунлигидан анча кичик эканлиги оптикавий микроскопларга қараганда анча катта ажрата олиш қобилиятига эга бўлган электрон-оптикавий асбоблар қуришга имкон беради. Масалан, электрон 100 в га тенг потенциаллар фарқини ўтгандан сўнг де Бройль тўлқини узунлиги  $\lambda =$



270- расм.

$= 1,22 \text{ \AA}$  га тенг бўлади, бу эса ёруғлик тўлқини узунлигидан тахминан 5000 марта кичик. Агар электрон 100 000 в потенциаллар фарқидан ўтса, у ҳолда де Бройль тўлқини узунлиги  $0,04 \text{ \AA}$  га тенг, яъни ёруғлик тўлқини узунлигидан деярли 100 000 марта кичик бўлади. Бу эса электрон-оптикавий асбоблар принцип жиҳатдан олганда оптикавий асбобларга нисбатан ўн ва юз минг марта катта ажрата олиш қобилиятига эга бўлиши мумкинлигини билдиради.

Юқорида кўрсатилган ҳолдан электрон микроскопда кенг фойдаланилади. Электрон микроскоп текшириладиган объект орқали ўтказиладиган (ёки ундан қайтадиган) электронлар манбаи, электр ёки магнит лин-

залар системаси, электронлар таъсирида шуълаланадиган люминесценцияланувчи экран, объектнинг таъсирини экранда кўришга имкон берувчи қўшимча оптикавий система ва бошқа аппаратураларни ўз ичига олган қурилмадан иборат. 270-расмда  $L_1, L_2, L_3$  магнит линзаларга эга бўлган электрон микроскопнинг принципиал схемаси келтирилган. Магнит линзалар микроскопнинг  $OO$  оптикавий ўқи бўйича тешилган темир ғилофга жойлаштирилган электромагнитлардан иборат.  $L_1, L_2, L_3$ , магнит линзалар ҳосил қилган магнит майдонлар тешиқлар олдидаги тор соҳада муҳассамланган бўлади; улар  $OO$  ўқ билан ўқ симметрияга эга. Электронлар  $I$  манбадан чиқиб, керакли тезликкача тезлаштирилади ва биринчи  $L_1$  магнит линза (конденсатор) ёрдамида  $O_1$  текисликдаги текширилаётган  $AB$  объектда тўпланади. Объектдан оған ҳолда ўтиб, электронлар иккинчи  $L_2$  магнит линза (объектив) орқали ўтади ва унинг ёрдамида  $O_2$  текисликда биринчи  $A''B''$  «тасвир»га тўпланади (тасвир ҳосил бўлади). Сўнгра  $L_3$  учинчи линза (окуляр) ёрдамида  $A'B'$  «тасвир»  $O_3$  текисликда жойлашган  $A''B''$  катталашган тасвирга айланади. Бу  $O_3$  текисликда флюоресценцияланувчи экран ёки электронлар текширилаётган объект тасвирини ҳосил қилиши учун фотопластинка жойлаштириш мумкин.

Электрон микроскоплар бевосита ўн ва юз минг марта катталаштириб, бу катталаштиришни қўшимча оптикавий системалар ёрдамида миллион мартагача етказиш мумкин. Электрон микроскоп алоҳида молекулаларни кўришга имкон беради. Улар химияда, металлшуносликда, биологияда, медицинада ва фан-техниканинг бошқа бўлимларида муҳим аҳамиятга эга.

### 102-§. Масса ва энергия орасидаги муносабат. Масса, энергия, импульс ва ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонунлари

6- § да электромагнит тўлқинларнинг механикавий таъсири ҳодисалари асосида масса ва энергияни ўзаро боғловчи қонун аниқланган эди:

$$W = mc^2, \quad (102.1)$$

бунда  $W$  — жисм ёки жисмлар системасининг энергияси;  $m$  — системадаги жисмлар массаси;  $c$  — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги.

Табиатдаги барча ҳодисалар бу қонуннинг тўғрилигини ва унинг умумий характерда эканлигини тасдиқлайди. Масса ва энергиянинг ўзаро боғланиш қонунининг мазмуни муайян миқдордаги масса муайян миқдор энергия билан узвий боғланишга эга эканлигини ифодалайди. Демак, бирор жисмлар системасида энергия ўзгариши (камайиши ёки ортиши) содир бўлса, у ҳолда бу жисмлар системасида массанинг худди шундай ўзгариши рўй беради ва аксинча. Агар жисмлар орасида энергия алмашинуви содир бўлса, у ҳолда

бир вақтда улар орасида худди шундай масса алмашинуви рўй беради. Энергия бордан йўқ бўлмайди ва йўқдан бор бўлмайди, балки фақат турли сифатий ўзгаришлар бўлади, шу сабабли масса ҳам йўқдан бор бўлмайди ва йўқолмайди.

Шундай қилиб, бузилмас қонунлар мавжуд: *энергиянинг сақланиш қонуни ва массанинг сақланиш қонуни.*

Машҳур рує олими М. В. Ломоносов ўзининг «Рассуждении о твердости и жидкости тел» («Жисмларнинг қаттиқлиги ва суюқлиги ҳақидаги мулоҳазалар») деган асарида (1760) материя ва ҳаракатнинг сақланиш қонунини ягона қонун сифатида қуйидагича таърифлаб берган: «Табиатда рўй берадиган барча ўзгаришлар мазмуни қуйидагича, яъни бир жисмдан бирор нима олинса, худди шунча нарса бошқасига қўшилади. Масалан, бирор жойда бирмунча материя камайса, бошқа жойда шунча материя кўпаяди. . . . Бу умумий табиат қонуни ҳаракат қонунларига ҳам тааллуқлидир: ўз кучи билан ҳаракатланаётган жисм қанча ҳаракат йўқотса, унинг таъсирида ҳаракатланаётган жисм шунча миқдор ҳаракат олади».

Кўриб турибмизки, материя ва ҳаракатнинг сақланиш қонунининг бу таърифида М. В. Ломоносовнинг материя ва ҳаракатнинг ажралмаслиги ҳақидаги фикри яққол сезилиб турибди. Бу ҳозирги замон физикасининг бутун тараққиёти давомида тасдиқланди ҳамда масса ва энергия орасидаги  $W = mc^2$  кўринишдаги муносабатда ўзининг миқдорий ифодасини топди. Бу муносабат энергиянинг сақланиш қонуни ва массанинг сақланиш қонуни билан биргаликда М. В. Ломоносовнинг материя ва ҳаракатнинг сақланиши ҳақидаги қонунини миқдорий ифодалаб беради. Масса ва энергия орасидаги муносабат ҳамма жисмларга, зарраларга ва куч майдонларига кенг татбиқ этилади. Куч майдонлари синчиклаб таҳлил қилганда маълум бўлдики, улар ҳам ўзаро таъсир амалга ошаётган зарралардан фарқли бўлган у ёки бу зарралар мажмуидан иборат экан. (102.1) формула массанинг тезликка боғлиқ равишда релятивистик ўзгариши ҳолида ҳам бузилмас қонун бўлиб қолади.

Савол туғилади: жисм массасининг тезликка қараб ортиши нимани билдиради ва буни массанинг сақланиш қонуни билан қандай мослаштириш мумкин? Жавоб шундан иборатки, агар бирор зарра (электрон ва бошқалар) ёки жисм тезланаётганда массаси ортса, у ҳолда системадаги электронни тезлаштириб, унга энергиясини бераётган жисмларнинг массаси камаяди. Бир бутун олганда ўзаро таъсирлашаётган жисмлар системасининг энергияси ва массаси ўзгармас қолади. Массанинг сақланиш қонунини энергиянинг сақланиш қонунига аналогик равишда қуйидагича таърифлаш мумкин: *изоляцияланган жисмлар системасида жисмларнинг йиғинди массаси ўзгармасдир.*

Масса ва энергия орасидаги муносабатнинг амалий аҳамияти, унинг назарий билишдаги улкан аҳамиятидан ташқари яна шундан иборатки, у массалардан бирини бевосита ўлчаш мумкин бўлмай, балки унга боғлиқ бўлган энергияларни ўлчаб бўладиган ҳолларда

ва аксинча бўлган ҳолларда масса ва энергия балансини топишга имкон беради.

Бу, айниқса, атом ядролари ва элементар зарраларнинг айланишини ўрганишда микродунёдаги ҳодисаларни анализ қилиш учун катта аҳамиятга эга. Юқорида айтилганларга таяниб тўла асосда тасдиқлаш мумкинки, *энергия материя ҳаракатининг ўлчовидир, масса материя миқдорининг ўлчовидир*. Масса ва энергиянинг сақланиш қонуни билан бир қаторда импульснинг сақланиш қонуни ва ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонуни ҳам ўринлидир. Бу қонунларнинг ҳаммаси умумий характерда бўлиб, улардан четлашиш кузатилган эмас.

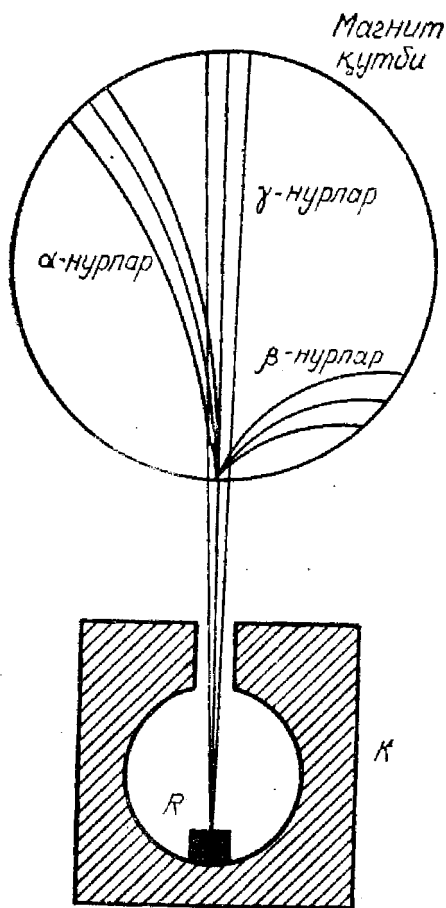
#### XIV боб

### АТОМ ЯДРОСИ, АТОМ ЯДРОСИНИНГ УМУМИЙ ХОССАЛАРИ

#### 103- §. Атом ядроларининг табиий ва сунъий айланишлари

Аввалги бобда айтиб ўтилганидек, ҳозирги замон физикаси атомнинг мусбат зарядланган ядро ва уни ўраб олган электронлардан тузилганлигини аниқлади. Резерфорд 1911 йилда тез зарраларнинг атомлар билан тўқнашганда сочилишини синчиклаб текшириш асосида шундай хулосага келган эди. Резерфорд тадқиқотлари Беккерель ва эр-хотин Пьер Кюри ва Мария Склодовская-Кюри каби олимларнинг бир қатор машҳур кашфиётларига асосланган эди.

Беккерель томонидан кашф қилинган радиоактив моддаларнинг  $\alpha$ -,  $\beta$ - ва  $\gamma$ - нурларни узлуксиз чиқаришдан иборат бўлган табиий радиоактивлик ҳодисаси атом ядросини ўрганиш учун калит бўлиб хизмат қилди. Тадқиқотлардан маълум бўлдики,  $\alpha$ - нурлар гелий атомлари оқимидан иборат,  $\beta$ - нурлар — электронлар оқими,  $\gamma$ - нурлар эса рентген нурларига ўхшаш нурлар экан. Радиоактив нурларни магнит майдон орқали ўтказиб ҳам худди шундай хулосага келиш мумкин. 271- расмда  $\alpha$ -,  $\beta$ - ва  $\gamma$ - нурларнинг чизма текислигига перпендикуляр йўналган магнит майдон орқали ўтиш йўллари схематик тасвирланган. Қўрғошин контейнерга жойлаштирилган  $R$  препаратдан радиоактив нурлар тирқиш орқали учиб чиқиб, зарядининг катталиги ва ишорасига, зарранинг массасига ва тезлигига (энергиясига) боғлиқ ҳолда магнит майдонда оғади. Кўриниб турибдики,  $\gamma$ - нурлар магнит майдонда оғмайди, демак, улар ҳеч қандай зарядга эга эмас, ҳолбуки  $\alpha$ - ва  $\beta$ - нурлар қарама-қарши томонларга оғади. Резерфорд ва Соддиларнинг 1900 йилда ўтказган тажрибалари шуни кўрсатадики, бу нурланишлар атомларнинг, аниқроғи оғир элементлар — уран, радий, торий ва бошқалар атомлари ядроларининг ўз-ўзидан ўзгариши (емирилиши) натижасидир. Масалан, радий емирилганда гелий, полоний ва бошқа элементлар



271- расм.

ҳосил бўлади. Бу ҳодиса катта энергия ажралиши билан рўй берадики, бунда энергияни  $\alpha$ -,  $\beta$ - ва  $\gamma$ - нурлар ўзлари билан олиб кетади.

Бир қатор табиий-радиоактив элементлар мавжуд. Бундан ташқари, ҳозирги вақтда ядро реакцияларида ҳосил бўладиган жуда кўп миқдордаги сунъий-радиоактив моддалар аниқланган. Турли радиоактив моддалар ўзидан чиқарадиган радиоактив нурлар миқдори билан бир-биридан кучли фарқ қилади. Шундай қилиб, турли элементларнинг радиоактивлиги (активлиги) жуда хилма-хилдир. Модданинг активлиги бирлик вақт ичидаги емирилиш миқдори билан характерланади. Бирор  $t$  вақт momentiда радиоактив моддада  $N$  та атом мавжуд, деб фараз қилайлик.  $dt$  вақт ичида модданинг  $dN$  та атоми емирилсин. Демак, 1 сек да  $dN/dt$  атом емирилади. Тажриба кўрсатадики, атомлар емирилиши ўз-ўзидан содир бўлади: ҳар бир атомнинг емирилиши (аниқроғи, атом ядросининг емирилиши) бошқаларининг емирилишига таъсир қилмайди. Шунинг

учун емирилишлар сони фақат емирилатган атом ядроларининг хоссасига ва уларнинг миқдорига боғлиқ бўлади. Радиоактив модда атоми қанча кўп бўлса, бирлик вақт ичидаги емирилишлар шунча кўп бўлади. Бошқача айтганда, бирлик вақт ичидаги емирилишлар сони радиоактив модда атоми миқдорига тўғри пропорционал бўлиши керак, яъни

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N, \quad (103.1)$$

бунда  $\lambda$  — пропорционаллик коэффициенти ёки *емирилиш доимийси*, ифода олдида «минус» ишорасининг бўлишига сабаб  $N$  нинг камайиши ва емирилиш тезлиги  $\frac{dN}{dt} < 0$  бўлишидир.  $\lambda$  катталик модданинг активлигини характерлайди, чунки у 1 сек даги емирилишлар сонига пропорционалдир:

$$\lambda = -\frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dt}. \quad (103.2)$$

$\lambda$  катталикни радиоактив атомнинг бирлик вақт ичидаги емирилиш эҳтимоллиги деб тушуниш мумкин.

(103.2) тенгламани  $t = 0$ ,  $N = N_0$  бошланғич шартларда интеграллаб, қуйидагини оламиз:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (103.3)$$

Бундан кўринадикки, радиоактив модда атомлари сони вақт ўтиши билан экспоненциал (кўрсаткичли) қонун бўйича камаяди.  $\lambda$  қанча катта бўлса,  $N$  шунча тез камаяди. Радиоактив атомлар бошланғич миқдорининг муайян улуши емириладиган вақт муҳим аҳамиятга эга. Одатда бундай улуш сифатида барча атомларнинг ярми қабул қилинади. Агар ҳамма атомларнинг ярми емирилиб улгурадиган вақт  $T$  га тенг бўлса, у ҳолда қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T}.$$

Бундан

$$T = \frac{1}{\lambda} \ln 2. \quad (103.4)$$

$T$  катталик радиоактив модданинг *ярим емирилиш даври* деб аталади. (103.4) дан кўриниб турибдики, ярим емирилиш даври емирилиш тезлигини характерловчи  $\lambda$  катталикка тескари пропорционал: емирилиш тезлиги қанча катта бўлса, ярим емирилиш даври шунча кичик бўлади. Уран ( $U^{238}$ ) учун ярим емирилиш даври  $4,51 \cdot 10^9$  йилга, радий ( $Ra^{226}$ ) учун 1590 йилга, радон ( $Rn^{222}$ ) учун 3,825 кунга тенг ва ҳ. к. Шундай радиоактив моддалар борки, уларнинг ярим емирилиш даври жуда кичик бўлиб, минут, секунд ва ҳатто секунднинг миллиондан бир улушини ташкил қилади.

Радиоактив нурлар тирик организмларга жуда кучли таъсир кўрсатади. Радиоактив моддалар тирик организмларга интенсив таъсир қилганда тери, ички органлар ва қон зарарланади, натижада бу оғир касалликка ва ҳатто ўлимга олиб келиши мумкин. Шу сабабли радиоактив моддалар билан ишлаётганда экспериментатор ва бошқаларни ҳимоя қилувчи махсус муҳофазадан фойдаланиш керак. Аксинча, унча кўп бўлмаган радиоактив нурлар дозасидан хавфли шишларни (рак) ва бошқа касалликларни даволаш учун фойдаланиш мумкин.

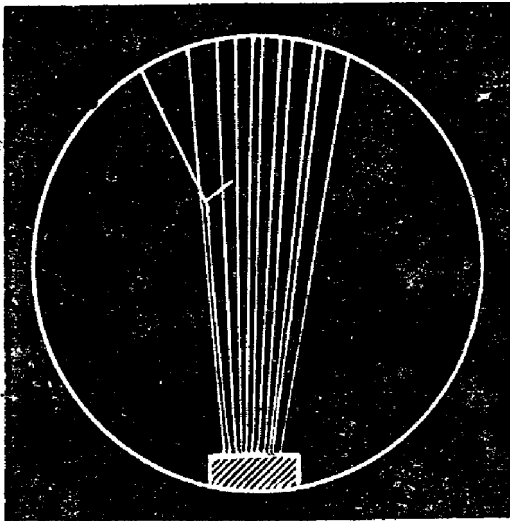
Радиоактив модда активлигининг бирлиги қилиб *кюри* деб аталган махсус бирлик танланади. 1 *кюри* активлик 1 г радий активлигига тенг. Ўлчашлар шунини кўрсатдики, 1 г радийда 1 *сек* ичида  $3,7 \cdot 10^{10}$  емирилиш содир бўлади. Демак, бирор радиоактив элемент учун 1 *кюри* шундай миқдорки, бунда 1 *сек* ичида моддада  $3,7 \cdot 10^{10}$  емирилиш содир бўлади.

Радиоактив айланишларда (ўзгаришларда) энергия узлуксиз равишда ажралади. Бу эса атом ядроларининг ўзгариши энергия манбаи бўлиб хизмат қилиши мумкин эканлигини кўрсатади.

$\alpha$ -зарраларнинг ядро билан тўқнашувига доир кейинги тадқиқотлар натижасида Резерфорд 1919 йилда атом ядроларининг сунъий



айланишларини (ўзгаришларини) кашф қилди. Резерфорд  $\alpha$ - зарраларнинг азотда сочилишидаги сцинтилляцияни кузатиб, югуриш йўли жуда катта бўлган жуда катта энергияли зарралар пайдо бўлишини аниқлади, бу сочилган  $\alpha$ - зарралар бўлиши мумкин эмас эди. Пайдо бўлган зарралар хоссаларини электр ва магнит майдонларда синчиклаб ўрганиш шуни кўрсатдики, бу зарралар протонлар, яъни водород атоми ядролари экан. Протонлар  $\alpha$ - зарралар азот атоми ядролари билан тўқнашганда пайдо бўлади. Бу ҳодиса атом ядроларининг сунъий ўзгариш ҳодисаси эди. Резерфорднинг, шунингдек, Резерфорд ва Чадвикнинг бундан кейинги тажрибалари шуни кўрсатдики, азот атоми ядросидан ташқари тез  $\alpha$ - зарралар таъсирида бошқа элементлар, масалан, бор, фтор, алюминий, фосфор, неон, магний, кремний, олтингугурт, хлор, аргон, калий каби элементларнинг атом ядролари ҳам протон чиқарар экан. Бироқ бундан оғир элементлар ядроларини ҳатто энг тез  $\alpha$ - зарралар билан ҳам



272- расм.

272- расмда схематик равишда кўрсатилган. Ажралган изларнинг бири йўғон ва калта, иккинчиси эса ингичка ва узун. Буларнинг биринчиси  $\alpha$ - зарра бориб урилган атом ядросига тегишли, иккинчиси тўқнашув процессида пайдо бўлган ва атом ядросидан уриб чиқарилган протонга тегишлидир. Бироқ фотосуратда  $\alpha$ - зарранинг изи мутлақо кўринмайди. У қаерга йўқолди, деган савол туғилади. Жавоб фақат битта бўлиши мумкин —  $\alpha$ - зарра ўзи тўқнашган атом ядроси билан (ушбу ҳолда азотнинг атом ядроси билан) бириккан. Тўқнашув натижасида битта протон чиқариб юборилган ва ҳосил бўлган янги ядронинг массаси 17 га ва  $Z$  заряди 8 га тенг, яъни атом оғирлиги 17 бўлган кислород атоми ядроси пайдо бўлган.

Ўзаро таъсирлашганда атом ядроларининг бундай ўзгариш ҳодисаси *ядро реакцияси* дейилади. Бу биринчи ядро реакцияси очилгандан кейин  $\alpha$ - зарралар таъсирида бўладиган жуда кўп ядро реакциялари кузатилди, бироқ улар ичида энг диққатга сазовори

парчалаш мумкин бўлмади. Бу ядролар катта зарядга эга, шунинг учун  $\alpha$ - зарраларни улар катта куч билан итаради ва  $\alpha$ - зарралар ядродан протонларни уриб чиқариш учун зарур бўлган масофагача яқинлаша олмайди.

Блекетт Вильсон камерасида  $\alpha$ - зарраларнинг азот ядролари билан ўзаро таъсирини текширди. У олган фотосуратлардан кўриниб турибдики,  $\alpha$ - зарралар изи айри кўринишида тугайди, яъни  $\alpha$ - зарралар азот ядролари билан тўқнашган жойда из иккига ажралади; бу

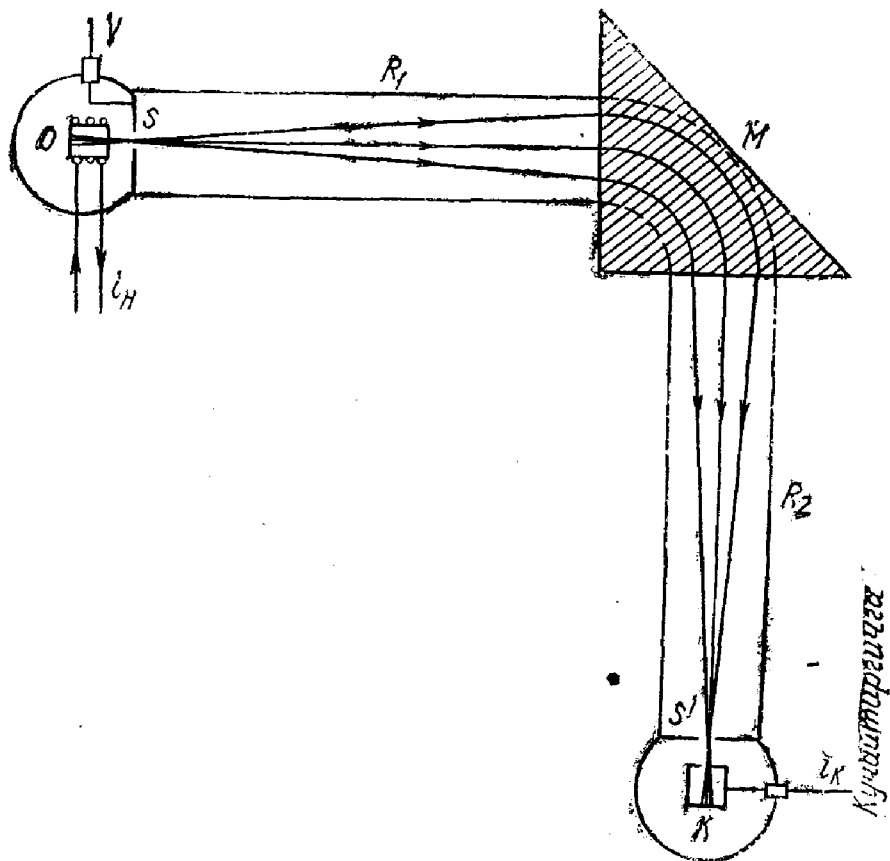
янги элементар зарра — *нейтрон* кашф қилинган ядро реакцияси эди.

Бир қатор тадқиқотчилар  $\alpha$ - зарралар билан Li, Be, В ва бошқа энгил элементлар бомбардимон қилинганда кучли ўтувчан нурланишлар интенсив ажралиб чиқишини аниқладилар. И. Кюри ва Ф. Жоли-Кюри бу нурланиш устида жуда кўп тадқиқот ишлари олиб бордилар. Улар 1931 йилда бу нурланишнинг парафинда, шунингдек, таркибида водород бўлган бошқа моддаларда кучли ютилишини аниқладилар. Бу нурланишни жуда қаттиқ  $\gamma$ - нурланиш деб талқин қилиш ошкор қарама-қаршиликка олиб келди. Бироқ инглиз физиги Чадвик бу нурланиш янги зарралар — массаси протон массасига тенг, лекин электр зарядга эга бўлмаган нейтронлар оқимидан иборат деган тасаввурни илгари сургани замонқ бу қарама-қаршиликлар ўз-ўзидан йўқолди. Радийдан чиққан  $\alpha$ - зарралар билан нурлантириладиган бериллий нишони нейтронларнинг эффектив манбаи бўлади (радий — бериллийли манба).

Чадвик томонидан 1932 йилда нейтроннинг очилиши атом ядроси физикасида буюк бурилиш ясади, чунки у ядро хоссаларини ўрганиш учун катта имкониятлар яратиб беришидан ташқари, атом ядроси моделининг яратилишига ҳам олиб келди.

#### 104- §. Изотоплар. Атом оғирликлар

Атом ядросининг тузилишини ўрганиш учун изотопларнинг кашф қилиниши биринчи даражали аҳамиятга эгадир. Бу кашфиёт 1913 йилда, яъни ядро реакциялари ва нейтроннинг кашф қилинишига қадар анча вақт илгари Ж. Ж. Томсон ва унинг шогирди Астон томонидан очилган эди. Томсон ва Астон атом массаларини ўрганиш учун уларнинг ионларининг электр ва магнит майдонлар таъсирида оғишидан фойдаландилар. Астон шу мақсадда масс-спектрограф деб аталган асбобни ясади. Ҳозирги замон масс-спектрографининг ишлаш принципи 273- расмда келтирилган. Ўрганилаётган модда  $i_n$  электр токи билан қиздириладиган  $O$  печга жойлаштирилади (ток манбаи расмда кўрсатилмаган). Модда атомлари буғланади ва печнинг тешигидан  $S$  тирқиш томон учиб чиқади. Атомлар тирқишга етмасдан фазода электронлар таъсирида ионланади. Ионлаштириш учун мўлжалланган қурилма ҳам расмда кўрсатилмаган.  $S$  тирқиш тезлатувчи (манфий) потенциал остида бўлиб, бу потенциал текширилаётган модда ионларини тезлаштиради. Улар юқори вакуум ҳосил қилинган ( $10^{-6}$  мм сим. уст.)  $R_1$  трубадан ўтади ва кесими призма шаклида бўлган магнит қутблари орасидаги фазога тушади. Ионлар магнит майдон таъсирида муайян бурчакка оғади, сўнгра майдон таъсирида ионларни йиғувчи  $K$  коллектор жойлашган муайян жойга фокусланади.  $i_k$  ион токи кучайтиргичга узатилади ва сезгирлиги ҳамда аниқлиги жуда катта бўлган асбоб билан ўлчанади.  $R_1$  ва  $R_2$  трубалар бир бутун бўлиши керак. Печь ва бошқа мосламалар жойлашган фазода ҳамда коллекторда юқори вакуум бўлиши лозим. Ионлар  $M$  магнит қутблари орасидаги фазода



273- расм.

айланма ҳаракат қилади, айланалар радиуслари  $r$  ни қуйидаги тенгламадан аниқланади (гаусс системасида):

$$\frac{Mv^2}{r} = \frac{e}{c} vN, \quad (104.1)$$

бунда  $M$  — ионнинг массаси;  $v$  — унинг тезлиги;  $r$  — айлана радиуси;  $e$  — заряд;  $c$  — ёруғлик тезлиги;  $N$  — магнит майдон кучланганлиги. Ўз навбатида ионнинг тезлиги  $V$  тезлатувчи потенциал билан қуйидагича боғланган:

$$\frac{Mv^2}{2} = eV. \quad (104.2)$$

(104.1) ва (104.2) ифодалардан қуйидагини топамиз:

$$r^2 = \frac{2Mc^2}{eH^2} V. \quad (104.3)$$

Демак, биз тезлатувчи потенциални бошқариб, ионларни шундай айлана бўйлаб йўналтиришимиз мумкинки, бунда улар  $K$  коллекторга тушади. Шундай қилиб, ҳар хил массали ионларни асбоб коллектори алоҳида-алоҳида қабул қилади. Коллекторга келаётган у ёки бу массали ионлар миқдори  $I_K$  токни белгилайди, бу ток эса шундай массадаги атомлар процентига пропорционал бўлади.

К коллектор ўрнига ионлар йиғиладиган жойга фотопластинка ўрнатиш мумкин ( $S'$  диафрагмани олиб ташлаб), бу ҳолда фотопластинкада  $S$  тирқишнинг ҳар хил массали ионлар ҳосил қилган тасвири олинади.

Томсон, сўнгра Астон масс-спектрограф ёрдамида битта химиявий элементнинг бир-биридан атом оғирлиги билан фарқ қиладиган турли нав атомлари мавжудлигини исбот қилдилар. Астон ишларидан келиб чиқадиган иккинчи энг муҳим хулоса шундан иборатки, турли изотоплар атомларининг массалари бутун сонлардан жуда кам фарқ қилади, яъни изотопларнинг атом оғирликлари деярли бутун сонлардир. Ҳозирги замон масс-спектрографларининг ажрата олиш кучи жуда катта — 100 000 тартибида ва ундан ортиқ, яъни бир-биридан атом массасининг юз мингдан бир улушигача фарқ қиладиган изотоплар массасини ажратишга имкон беради.

Изотопларни бир-биридан фарқлаш учун изотоп атомининг химиявий симболи ёнига ўнгдан юқорида масса сонининг бутун қисмини ёки бошқача айтганда, атом оғирлигининг бутун қисмини ёзиш қабул қилинган. Масалан, водород изотоплари  $H$  ва  $D$  (протий ва дейтерий)  $H^1$  ва  $H^2$ , литий изотоплари  $L_1^6$  ва  $L_1^7$ , кислород изотоплари  $O^{16}$ ,  $O^{17}$ ,  $O^{18}$  деб белгиланади ва ҳ. к.

Изотопларнинг кашф қилиниши атом оғирлигининг энг рационал бирлигини аниқлаш масаласини кўндаланг қилиб қўйди. Атомистик таълимот асосчиларидан бири Дальтон XIX аср бошларида ёқ водород атоми оғирлигини атом оғирлигининг бирлиги қилиб қабул қилишни таклиф қилган эди. Аммо кейинроқ Берцеллиус атом оғирлик эталони сифатида кислороднинг атом оғирлигини олиш мақсадга мувофиқдир, деб ҳисоблади. XX аср бошида атом оғирликлар бўйича Халқаро комиссия  $\frac{1}{16}$  кислород атом оғирлигини атом оғирликнинг бирлиги сифатида тасдиқлади. Шу билан атом оғирликларнинг химиявий шкаласи қарор топди.

1927 йилда Астон  $O^{16}$  кислород изотопи массасини расо 16 га тенг деб ҳисоблашни, яъни  $O^{16}$  изотоп атом оғирлигининг  $\frac{1}{16}$  қисмини атом оғирликнинг бирлиги деб ҳисоблашни (физикавий шкала) таклиф қилди. 1929 йилда  $O^{17}$  ва  $O^{18}$  изотопларнинг кашф қилиниши шуни кўрсатдики, атом оғирликнинг химиявий шкала бўйича олинган бирлиги (белгиланиши: *а. о. б.* — атом оғирлик бирлиги) физикавий шкала бўйича олинган бирлигига (белгиланиши: *м. а. б.* — массанинг атом бирлиги) тенг эмас ва улар ўзаро қуйидаги муносабатда боғланган экан:

$$1 \text{ а. о. б.} = 1,000275 \text{ м. а. б.} \quad (104.4)$$

1960 йилда Халқаро соф ва татбиқий физика иттифоқи (ЮПАП) атом оғирликларнинг  $C^{12}$  углерод изотопи билан боғлиқ бўлган янги физикавий шкаласини тавсия қилди. Шундан сўнг СССР Фанлар Академияси атом оғирликларнинг янги шкаласига ўтиш ҳақида қарор қабул қилди. Атом оғирликнинг янги бирлиги  $C^{12}$  изотоп

массасининг  $\frac{1}{12}$  қисмига тенг. Унинг ўзбекча белгиси б, русчаси — е, латинчаси — и. Янги birlikлар эски физикавий шкала birlikлари (м. а. б.) га, шунингдек, химиявий шкала birlikлари (а. о. б.) га қуйидаги формулалар бўйича ўтказилади:

$$1 \text{ б} = (1,000317917 \pm 0,000000017) \text{ м. а. б.} \quad (104.5)$$

$$1 \text{ б} = (1,000043 \pm 0,000012) \text{ а. о. б.} \quad (104.6)$$

Халқаро соф ва татбиқий химия иттифоқининг атом оғирликлар бўйича комиссияси (ЮПАК) ҳамма элементларнинг, шунингдек, сунъий элементларнинг ҳам янги атом оғирликлари жадвалини эълон қилди. Шубҳасиз, бу янги жадрал маълумотлари ҳам атом массасини ўлчаш техникаси ривожланиши билан боғлиқ ҳолда борган сари аниқлашиб бораверади. Бундан ташқари,  $C^{12} = 12$  шкала бўйича барча элементлар изотоплари (сунъий элементларнинг ҳам) атомларининг нисбий массаси жадрали тузилган.

6- жадралда баъзи изотоплар атомларининг янги шкала бўйича нисбий массалари келтирилган.

6- ж а д р а л

Атом номери	Элементнинг номи	Белгиси	$C^{12}=12$ шкала бўйича атом оғирлиги
1	Водород	$H^1$	$1,00782522 \pm 0,00000008$
1	Дейтерий	$D(H^2)$	$2,01410219 \pm 0,00000011$
1	Тритий	$T(H^3)$	$3,01604940 \pm 0,00000023$
2	Гелий	$He^3$	$3,01602994 \pm 0,00000023$
2	Гелий	$He^4$	$4,00260361 \pm 0,00000037$
3	Литий	$Li^6$	$6,0151263 \pm 0,00000010$
3	Литий	$Li^7$	$7,0160053 \pm 0,00000011$
4	Бериллий	$Be^9$	$9,0121858 \pm 0,00000009$
5	Бор	$B^{10}$	$10,0129389 \pm 0,00000007$
6	Углерод	$C^{12}$	$12,000000$
6	Углерод	$C^{13}$	$13,0033543 \pm 0,00000007$
7	Азот	$N^{14}$	$14,00307438 \pm 0,00000017$
7	Азот	$N^{15}$	$15,0001081 \pm 0,00000009$
8	Кислород	$O^{16}$	$15,9991594 \pm 0,00000028$
8	Кислород	$O^{17}$	$16,9991334 \pm 0,00000009$
8	Кислород	$O^{18}$	$17,99915983 \pm 0,00000034$
9	Фтор	$F^{19}$	$18,9984046 \pm 0,00000007$

Жадвалдан кўриниб турибдики, изотопларнинг атом оғирликлари бутун сонларга яқин. Бундан ҳамма элементлар изотопларининг атом ядролари айни бир хил зарралардан тузилган деган хулоса чиқариш мумкин. Проут анча йил илгари (1816) ҳамма элементлар атомлари водород атомидан ташкил топган, деган гипотезани айтган эди. Изотопларнинг атом оғирликлари бутун сонлардан иборат эканлигининг очилиши Проут гипотезасини ҳақиқатга яқинлаштирди. Янгича нуқтаи назардан Проут гипотезасини бундай таърифлаш мумкин эди: барча элементлар изотопларининг ядролари протонлардан тузилган. Бироқ водороднинг атом оғирлиги бошқа кўпгина атом оғирликларга нисбатан бутун сондан кўпроқ фарқ

қилар экан (процент ҳисобида). Бундан ташқари, нейтроннинг очилиши атом ядроси тузилиши ҳақидаги масалани янгича қўйди.

Ҳозирги вақтда фан ва техникада табиатда учрайдиган табиий изотоплар аралашмасидан ажратиш йўли билан олинадиган соф изотоплар кенг қўлланилади. Изотоплар ажратиш методларидан баъзиларини қараб чиқамиз.

**1. Электромагнит метод.** Бу метод масс-спектрографда қўлланилган принципга асосланган. Изотоплар ионлари электр майдон таъсирида тезлаштирилади ва магнит майдонда ажратилади, сўнгра махсус туткич (ловушка) лар воситасида тўпланади. Бу методда исталган масса сонига эга бўлган изотоплар яхши ажралаверади, лекин шунга қарамай методнинг унумдорлиги унча катта эмас, процесснинг ўзи жуда қимматга тушади.

**2. Газ диффузия.** Газ фазасидаги изотопларни ғовак тўсиқ орқали диффузиялаш йўли билан ажратиш методи саноатда, айниқса, ядро энергетикасида катта аҳамиятга эга бўлган уран изотопларини олишда кенг қўлланилмоқда. Диффузия процесси ғовак ўлчамлари молекулаларнинг эркин югуриш йўли узунлигидан анча кичик бўладиган босимда олиб борилади. Изотоп аралашмасининг ҳар бир компонентаси мустақил ҳаракатланади, энгил компоненталар оғир компоненталарга нисбатан тезроқ ҳаракатланади, шу туфайли тўсиқдан ўтаётганда аралашма энгил изотоп билан бойийди. Бу процессни кўп марта такрорлаш мумкин, бу эса заруратга қараб, изотопларни деярли тўла ажратиш имконини беради.

**3. Электролиз.** Водород изотопларини ажратиш учун сувли электролиз қилинади. Оғир сув ( $D_2O$ ) энгил сувга нисбатан анча секин ажралади, шунинг учун қолувчи қисмда оғир сув тўпланади. Бу процесс жуда унумли. Бу процесс энгил водороддан тритий ( $H^3$ ) ажратиб олиш учун ҳам яроқлидир.

Кўрсатилган усуллардан ташқари, изотоплар бирикмасининг учувчанлигига асосланган фракцион ҳайдаш методи, изотоплари ажраладиган элемент бирикмалари орасидаги изотоп алмашинув реакциясига асосланган химиявий усул, центрифуга, танлама абсорбция ва ҳ. к. методлар ҳам қўлланилади.

## **105-§. Атом ядросининг заряди ва массаси. Боғланиш энергияси**

1932 йилда нейтронлар очилгандан кейин йирик совет физиги Д. Д. Иваненко атом ядроси моделини таклиф қилди. Бу моделга мувофиқ атом ядроси ўзаро *ядро кучлари* деб аталган алоҳида кучлар билан боғланган протонлар ва нейтронлардан тузилган. Бунгача протонлар ва электронлардан тузилган ядро модели мавжуд бўлиб, у катта қарама-қаршилиқларга олиб келган. Бу ҳақда тўхталиб ўтирмасдан, протон-нейтрон модели бу қарама-қаршилиқларни бартараф этганлигини айтиб ўтамиз.

Протон-нейтрон моделига кўра, атом ядроси  $Z$  протон ва  $N$  нейтрондан ташкил топган.  $Z$  сони, яъни ядродаги элементар зарядлар сони элементнинг Менделеев даврий системасидаги тартиб номерига

тенг.  $Z + N = M$  йиғинди атом ядросининг масса сони дейилади. Протонлар ва нейтронлар *нуклонлар* деган ном олди. Демак,  $M$  сони атом ядросидаги нуклонларнинг умумий сонига тенг.  $M$  масса сони атом ядросининг атом оғирлигидан жуда кам фарқ қилади. Атом ядросида протонлар ва нейтронлар ўзаро ядро кучлари билан боғланган. Бу кучларга нуклонларнинг ички потенциал боғланиш энергияси мос келади. Бу энергия манфий катталикдир, чунки боғланиш энергияси мусбат бўлганда ядрони ташкил қилган зарралар системаси сочишиб кетган бўлар эди.

Атом ядроси боғланиш энергиясининг абсолют қийматини  $\Delta W$  орқали белгилаймиз. Масса ( $m$ ) ва энергия ( $W$ ) орасидаги муносабатга ( $W = mc^2$ ) кўра  $\Delta M_{\text{я}}$  масса  $\Delta W$  энергия билан боғланган:

$$\Delta W = c^2 \Delta M_{\text{я}} \quad (105.1)$$

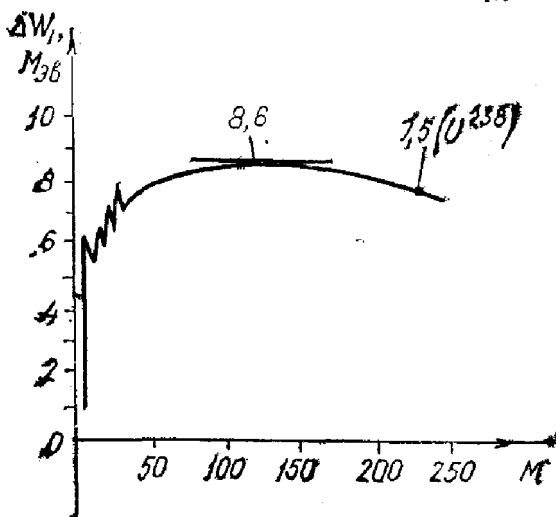
Шундай қилиб,  $Z$  протон ва  $N$  нейтрондан ташкил топган атом ядросининг массаси қуйидагига тенг:

$$M_{\text{я}} = Zm_p + Nm_n - \Delta m, \quad (105.2)$$

бунда  $m_p$  — протоннинг массаси;  $m_n$  — нейтроннинг массаси;  $\Delta m$  — атом ядросининг боғланиш энергиясига мос келувчи масса.  $\Delta m$  катталик *масса дефекти* деб аталди. Нуклонлар атом ядросини ҳосил қилганда барча нуклонлар массаси ана шунча миқдор камаяди; бинобарин, алоҳида нуклонлардан ядро ҳосил бўлганда  $\Delta W$  энергия ажралади.

Атом ядросининг мустаҳкамлигини характерлаш учун боғланиш энергияси ва битта ядро заррасига — битта нуклонга тўғри келувчи масса дефекти тушунчалари киритилади; биз уларни мос равишда  $\Delta W_1$  ва  $\Delta m_1$  орқали белгилаймиз. Улар учун қуйидаги ифодалар мавжуд:

$$\Delta W_1 = \frac{\Delta W}{M}, \quad \Delta m_1 = \frac{\Delta m}{M}. \quad (105.3)$$



274- расм.

274- расмда элементларнинг барқарор изотоплари учун  $\Delta W_1$  нинг  $M$  га боғланиши келтирилган.

$\Delta W_1$  ва  $\Delta m_1$  қанча катта бўлса, атом ядроси шунча мустаҳкам бўлади. Атом ядроси массасини ўлчашлар шуни кўрсатдики, элементлар даврий системасининг охирларида  $\Delta W_1$  ҳам,  $\Delta m_1$  ҳам кичик бўлиб, даврий система ўрталарига келиб ортади. Бундан енгил ядролар қўшилганда ва оғир ядролар бўлинганда ички ядровий энер-

гия ажралиши мумкин эканлиги келиб чиқади. Бу ҳақиқатан ҳам тажрибада тасдиқланди.

Атом ядросининг боғланиш энергиясини уларнинг массасини ўлчаб аниқлаш мумкин. Масалан, протонлар ва нейтронлар массаси маълум, у ҳолда  $Z$  ва  $N$  ларни билган ҳолда ва  $M_j$  ни ўлчаб  $\Delta m$  ни, бинобарин,  $\Delta W$  ни ҳисоблаб топамиз. Бундай ўлчашлар аниқ масс-спектрографлар ёрдамида бажарилади.

Бу ерда баён этилган атом ядроси моделига мувофиқ ҳозирги вақтда турли изотоплар атом ядросини қуйидагича белгилаш қабул қилинган. Химиявий символ олдида ўнгдан пастда  $Z$  сони, ўнгдан юқорида масса сони  $M$  қўйилади. Масалан, водород изотоплари — енгил водород, дейтерий ва тритий учун  $H^1$ ,  $H^2$ ,  $H^3$  бўлади. Бу изотопларнинг ҳар бири махсус белгиланишга эга:  $H$ ,  $D$  ва  $T$ ; булар ҳеч қандай индексиз ёзилиши мумкин. Турғун гелий изотоплари учун мос ҳолда қуйидагини оламиз:  $He_2^3$ ,  $He_2^4$ ; литий учун  $Li_3^6$ ,  $Li_3^7$  ва ҳоказо. Бироқ кўп ҳолларда  $Z$  сони ёзилмайди, чунки химиявий символнинг ўзи  $Z$  сонини белгилайди дейиш мумкин. Бундан кейин биз изотоплар символини ёзганда кейинги усулдан фойдаланамиз, яъни  $Z$  сонини ёзмаймиз.

## 106-§. Ядронинг спин ва магнит моменти

Ядрога магнит хоссалари борлигини ва спин мавжудлигини кўрсатувчи ҳодисаларни қараб чиқамиз.

Оптикавий спектрлардаги нозик деталларни ўрганиш атом ядроларида магнит ва механикавий моментлар мавжудлигини аниқлашга имкон берди. Спектрал чизиқларнинг тузилишини ўрганиш эса кўп элементларда бу тузилиш *ўта нозик структурага* эга эканлигини кўрсатди. Масалан, натрийнинг  $D$  чизиғи оддий призмали спектроскоп орқали кузатилганда  $\lambda = 5890 \text{ \AA}$  ва  $\lambda = 5896 \text{ \AA}$  ли қўш чизиқ бўлиб кўринади, яъни компоненталари орасидаги масофа  $6 \text{ \AA}$  бўлган дублет кўринишда бўлади. Спектрал чизиқларнинг бундай дублет ажралишига сабаб шуки, электрон  $\mu_s$  хусусий магнит моментга эга. Унинг орбитал магнит моменти  $\mu_l$  билан ўзаро таъсири қўшимча ўзаро таъсир энергияси  $\Delta W_\mu$  нинг пайдо бўлишига олиб келади; бунинг натижасида ҳар бир энергетик сатҳ икки компонентага (дублет) ажраладики, бу спектрал чизиқларнинг ажралишига мос келади. Бошқа элементларда уч компонентага (триплетлар), тўрт компонентага (квартетлар) ва ҳ. к. ажралишлар кузатилади. Мураккаб ажралишларнинг юзага келиши ҳамма электронлар спинларининг йиғинди магнит моменти катталигига, яъни  $\mu_s$  га ёки мос ҳолда атомнинг тўла  $\vec{S}$  спин моменти катталигига боғлиқ. Энергетик сатҳнинг нозик ажралиш компоненталарининг максимал сони  $M_s$  қуйидаги формулалардан аниқланади:



$$L > S \quad \text{бўлганда} \quad 2M_s = 2S + 1 \quad (106.1)$$

ва

$$S > L \quad \text{бўлганда} \quad M_s = 2L + 1, \quad (106.1')$$

бу ерда  $S$  — электрон қобиқнинг спин квант сони. Спектрал чизиқларнинг бундай нозик структураси *мультиплет структура* деб аталади. Бироқ ажрата олиш кучи катта бўлган спектроскоплар ёрдамида спектрал чизиқлар тузилишини тадқиқ қилишлар шуни кўрсатдики (бундай тадқиқотларни биринчи бўлиб америкалик физик А. А. Майкельсон амалга оширган), мультиплетлар компонента-лари (дублетлар, триплетлар, квартетлар ва ҳ. к.), яъни нозик структура компоненталари ўз навбатида яна ҳам нозик тузилишга эга экан. Спектрал чизиқларнинг бундай структураси *спектрал чизиқларнинг ўта нозик структураси* деган ном олди. Масалан, натрийнинг  $\lambda = 5890 \text{ \AA}$  ли дублет  $D$ -чизиқ компонентаси оралиғи  $\Delta\lambda = 0,241 \text{ \AA}$  бўлган яна икки компонентага ажралган,  $\lambda = 5896 \text{ \AA}$  ли компонентаси бир-биридан  $\Delta\lambda = 0,023 \text{ \AA}$  масофада бўлган икки компонентага ажралган.

Жуда кучли спектроскоплар ва спектр уйғотувчи махсус манбалар — атом дасталарининг қўлланиши, спектрал чизиқлар структурасининг яна кўпроқ сондаги ўта нозик компоненталарини аниқлашга имкон беради. Спектрал чизиқларнинг ўта нозик структураси кўпгина химиявий элементлар изотопларида аниқланган эди. Турли изотоплар учун ўта нозик структура компоненталари сони турлича бўлади.

1924 йилда швейцариялик физик Паули спектрал чизиқларнинг ўта нозик тузилиши ҳодисаси атом ядроларида  $\mu$  магнит момент ва  $\vec{I}$  ҳаракат миқдори моменти (спин) мавжудлиги туфайли юзага келади, деб тушунтирди. Бу тасаввурга кўра атом ядросининг магнит моменти электрон қобиқнинг магнит моменти билан ўзаро таъсирлашади, шу туфайли электрон қобиқнинг тўла ҳаракат миқдори моменти  $\vec{J}$  ва ядронинг ҳаракат миқдори моменти  $\vec{I}$  вектор шаклида қўшилиб, бутун атомнинг тўла ҳаракат миқдори моменти  $\vec{F}$  ни ҳосил қилади:

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I} \quad (106.2)$$

$\vec{I}$  ва  $\vec{F}$  катталиклар квант қонунларига бўйсунди:

$$|\vec{I}| = \hbar I, \quad |\vec{F}| = \hbar F. \quad (106.3)$$

Турли элементларнинг турли изотоплари учун  $I$  сони қуйидаги қий-матларни қабул қилиши мумкин:

$$I = 0; \quad \frac{1}{2}; \quad 1; \quad \frac{3}{2}; \quad 2; \quad \dots \quad (106.4)$$

$F$  квант сони эса

$$F_{\max} = J + I \quad \text{ва} \quad F_{\min} = J - I$$

орасида ётган, бир-биридан бирга фарқ қиладиган ҳамма қийматларни қабул қилиши мумкин, яъни:

$$F = J + I, \quad J + I - 1, \quad \dots, \quad J - I + 1, \quad J - I.$$

$F$  қабул қиладиган қийматларнинг тўла сони

$$J > I \quad \text{бўлганда} \quad 2I + 1 \quad \text{га} \quad (106.6)$$

ва

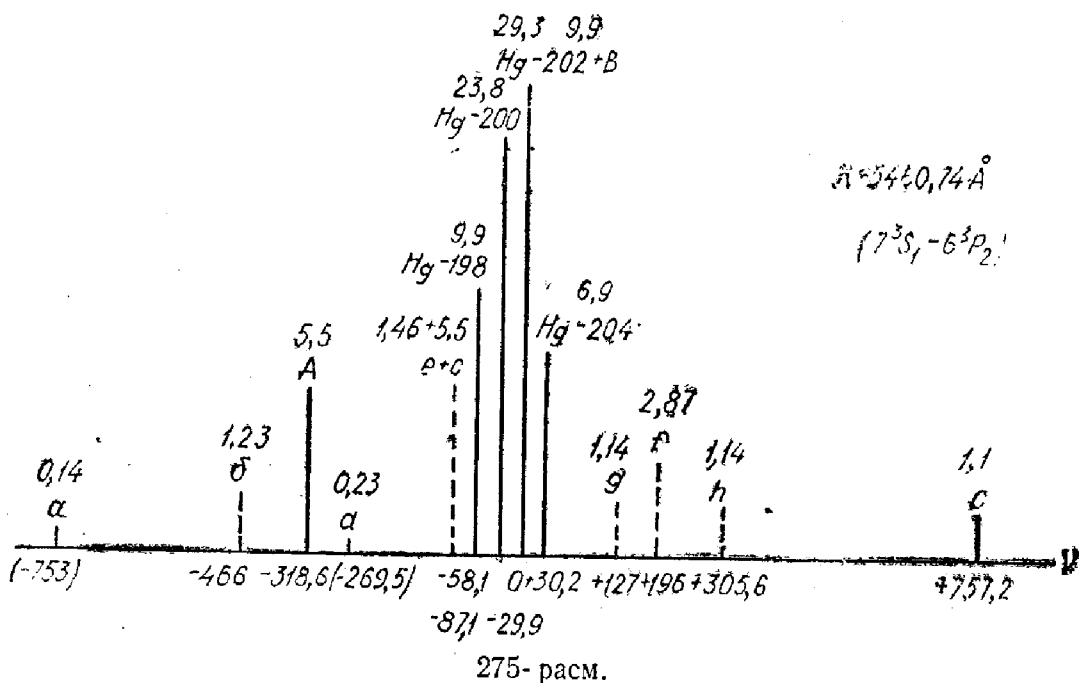
$$J < I \quad \text{бўлганда} \quad 2J + 1 \quad \text{га} \quad (106.7)$$

тенг бўлади.

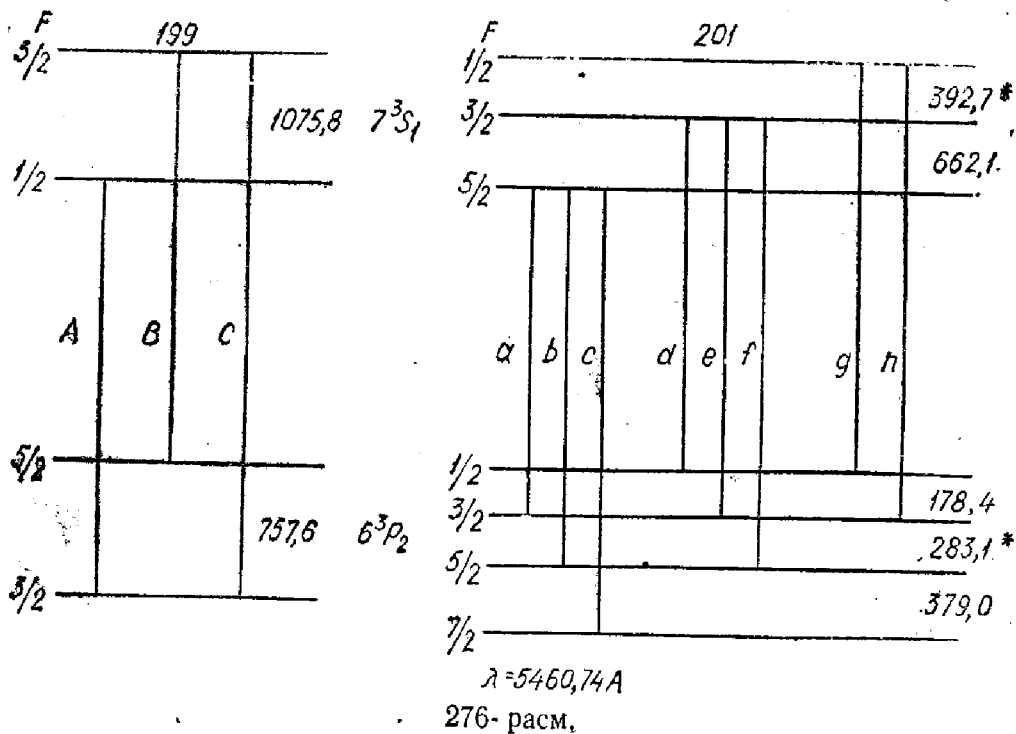
Атом ядросида магнит ва механикавий моментлар мавжудлиги туфайли юзага келадиган ўта нозик ажралиш сатҳлари сони ҳам худди шунча бўлади. Спектрал чизиқларнинг ўта нозик ажралишини ўрганиб, атом ядроларининг механикавий ва магнит моментларини топиш мумкин.

VI рангли расмда симоб спектридаги  $\lambda = 5461 \text{ \AA}$  яшил чизиқнинг ўта нозик ажралиш спектрограммалари келтирилган. Симоб масса сони жуфт бўлган тўртта барқарор изотопга ва масса сони тоқ бўлган иккита изотопга эга:  $\text{Hg}^{198}$ ,  $\text{Hg}^{200}$ ,  $\text{Hg}^{202}$ ,  $\text{Hg}^{204}$  жуфт изотоплар;  $\text{Hg}^{199}$ ,  $\text{Hg}^{201}$  тоқ изотоплар. Жуфт изотопларнинг ядролари спин ва магнит моментига эга эмас, яъни уларда  $\vec{I}$  ва  $\vec{\mu}$  лар нолга тенг. Шу туфайли, уларда ўта нозик структура кузатилмайди ва яшил чизиқлар улар учун содда — якка чизиқдан иборат. Ҳар бир жуфт изотопдаги бу чизиқ бошқаларидан тўлқин узунлиги бўйича жуда кам фарқ қилади. Бу спектрограммадан кўриниб турибди (VI рангли расмнинг пастдагиси), бунда ҳар бир жуфт изотопнинг чизиғи шу изотоп атомларининг массалари сонига мос сонлар билан белгиланган. Бу спектрограммада  $\text{Hg}^{202}$  изотоп чизиғига  $\text{Hg}^{199}$  тоқ изотопнинг  $B$  ҳарфи билан белгиланган ўта нозик структураси компоненталаридан бири устма-уст тушган.  $\text{Hg}^{201}$  тоқ изотоп ўта нозик структурасининг бир-бири билан устма-уст тушган компонентлари  $e + c$  ҳарфлари билан белгиланган.

Спектрограммада (VI рангли расмнинг юқоридаги) жуфт изотоплар чизиқлари ажратилмаган, балки битта кенг чизиқ кўринишида тасвирланган, ҳолбуки  $\text{Hg}^{199}$  ва  $\text{Hg}^{201}$  изотопларнинг жуфт изотопларга тегишли марказий қисмга келиб қўшилган компоненталаридан бошқа ҳамма ўта нозик структура компоненталари яхши ажратиб тасвирланган. 275- расмда симобнинг яшил чизиғига тегишли ўта нозик ва изотопик структураси спектрининг график тасвири келтирилган. Бунда VI расмдаги спектрограммаларда тасвирланган ҳамма компоненталар бор. Булардан ташқари, яна иккита жуда кучсиз  $a$  ва  $d$  компоненталар бўлиб, улар VI расмдаги спектрограммада кўринмайди (уларни олиш учун VI расмдаги спектрограмма олингандаги экспозициядан узоқроқ экспозиция керак). Бироқ узоқроқ экспозицияда қолган ҳамма компоненталарни парда босиб қолган бўлар эди. Графикда (275- расмга қ.)  $\text{Hg}^{199}$  изотопга те-



гишли ўта нозик структура компоненталари A, B, C ҳарфлар билан,  $\text{Hg}^{201}$  изотоп компоненталари эса a, b, c, d, e, f, g, h ҳарфлар билан белгиланган. Горизонтал ўқдаги рақамлар билан спектрдаги масофа белгиланган ( $\text{см}^{-1}$  нинг мингдан бир улушларигача аниқликда), вертикал ўқ бўйича эса нисбий бирликларда интенсивлик қўйилган. Масалан,  $\text{Hg}^{204}$  чизиғининг интенсивлиги 6,9 сони билан, A чизиғининг интенсивлиги эса 5,5 сони билан белгиланган. Горизонтал ўқда нолинчи ҳисоб  $\text{Hg}^{202}$  изотоп чизиғи учун қабул қилинган. Симобнинг яшил чизиғи  $7^3S_1$  ва  $6^3P_2$  сатҳлар орасидаги ўтишларда пайдо бў-



лади. Спектрограммани синчиклаб анализ қилсак,  $\text{Hg}^{199}$  ва  $\text{Hg}^{201}$  изотоплардаги сатҳларнинг 276- расмда келтирилган ўта нозик ажралиш схемасига келамиз. Агар  $\text{Hg}^{199}$  изотоп ядросининг спини  $I = \frac{1}{2}$  га тенг деб қабул қилсак, у ҳолда  $S$  ва  $P$  сатҳлар бўлиниб кетадиган компоненталар сони  $M_I$  қуйидагиларга тенг бўлади:

$$7^3S_1\text{-сатҳ учун } -M_I = 2I + 1 = 2 \cdot \frac{1}{2} + 1 = 2,$$

$$6^3P\text{-сатҳ учун } -M_I = 2I + 1 = 2 \cdot \frac{1}{2} + 1 = 2.$$

Мос ҳолда  $F$  сонлари  $7^3S_1$  учун  $\frac{3}{2}$  ва  $\frac{1}{2}$  га,  $6^3P_2$  учун эса  $\frac{5}{2}$  ва  $\frac{3}{2}$  га тенг бўлади.

$\text{Hg}^{201}$  изотопнинг ўта нозик структурасини тушунтириш учун  $I = \frac{3}{2}$  қийматни қабул қилиш керак, шунда  $7^3S_1$  сатҳ учун  $M_I = 2I + 1 = 3$ ,  $6^3P_2$  учун  $M_I = 2I + 1 = 4$  бўлади. Келтирилган  $I$  сонларига сатҳларнинг ўта нозик ажралиш схемаси мос келади.

Магнит моментни ҳисоблаб топиш учун энергия сатҳлари ва чизиқларининг топилган спектрал ажралиш катталикларини тегишли назарий ҳисоблар билан таққослаш керак. Бундай анализда ўта нозик структура компоненталарининг ташқи магнит майдон таъсирида ажралишини текшириш катта аҳамиятга эга.

Ўта нозик структура компоненталарининг магнит майдон таъсирида ажралишини электрон парамагнит резонанс методи билан, шунингдек ядровий магнит резонанс методи билан текшириш янада самаралироқ бўлади. Протон ва нейтроннинг спин ва магнит моментларини ўлчашлар шуни кўрсатдики, уларнинг спин моменти  $\frac{1}{2}$  га ( $\hbar$  бирликларида) ва магнит моментлари эса мос равишда

$$\begin{aligned} \mu_p &= (2,792782 \pm 0,000017) \mu_n, \\ \mu_n &= (-1,913139 \pm 0,00009) \mu_n, \end{aligned} \quad (106.8)$$

га тенг экан, бунда

$$\mu_n = \frac{m}{m_p} \mu_B = 5,0509 \cdot 10^{-24} \frac{spg}{ec}. \quad (106.9)$$

Ҳозирги вақтда барча барқарор изотоплар атом ядроларининг спин ва магнит моментлари етарлича катта ишончлилиқ билан ўлчанган. Атом ядроларининг спин ва магнит моментларини билиш конкрет атом ядроларининг структурасини аниқлашда катта аҳамиятга эга.

## 107-§. Ядро кучлари

105- § да баён қилганимиздек, атом ядролари нейтронлар ва протонлардан тузилган. Ядро зарраларида электр зарядлар ва магнит моментларнинг бўлиши нуклонларнинг электр ва магнит ўзаро таъсирлашишига олиб келиши керак. Атом ядросидаги протонлар бир-

бирдан Кулон қонунидан аниқланувчи кучлар билан итарилиши керак. Магнит моментларнинг мавжудлиги, магнит моментларнинг бир-бирига нисбатан ориентациясига қараб, тортишишни ёки итарилишни вужудга келтириши мумкин: магнит моментлар параллел бўлганда итарилиш, антипараллел бўлганда тортилиш содир бўлади.

Юқорида айтилганлардан, электр ўзаро таъсир ҳам, магнит ўзаро таъсир ҳам атом ядросининг турғунлигини таъминлай олмайди, деган хулосага келиш мумкин. Бу эса шуни англатадики, атом ядросида электр ва магнит кучлардан ташқари қандайдир янги, ядрога хос бўлган нуклонларни тутиб турувчи кучлар мавжуд бўлиши керак. Бу кучларни *ядро кучлари* деб аталди.  $\alpha$ - зарраларнинг енгил элементлар атом ядролари билан ўзаро таъсирга доир тажрибалардан маълум бўлдики, ядро кучлари намоён бўладиган масофа жуда кичик— $10^{-13}$  см тартибда бўлар экан. Шу масофадан бошлаб (91.14) Резерфорд формуласидан аниқланувчи  $\alpha$ - зарраларнинг сочилиш қонунидан сезиларли четланиш бошланади. Худди шунингдек, бошқа енгил элементлар ядролари, хусусан, протон ва нейтрон тўқнашганда ядро кучларининг таъсир доираси  $2 \cdot 10^{-13}$  см атрофида бўлар экан. Катта масофаларда ядро кучлари деярли сезилмайди.

Ядро кучлари учун ўзаро таъсир қонунини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$V_{\text{я}} = \frac{V_0}{r} e^{-\frac{r}{r_0}}, \quad (107.1)$$

бунда  $V_{\text{я}}$  — икки нуклон орасидаги ўзаро таъсир потенциал энергияси;  $V_0$  — тахминан 50 Мэв га тенг бўлган ўзгармас катталиқ;  $r_0$  — ядро кучларининг таъсир доирасини характерловчи ўзгармас катталиқ;  $u$  тахминан  $\pi$ - мезоннинг Комптон тўлқин узунлигига тенг, яъни

$$r_0 = \frac{\hbar}{m_{\pi} c}, \quad (107.2)$$

бунда  $m_{\pi}$  —  $\pi$ - мезоннинг массаси (тахминан 273,2 электрон массасига тенг массали зарра);  $r_0 \approx 10^{-13}$  см,  $r$  эса ўзаро таъсирлашувчи нуклонлар орасидаги масофа.

Шундай қилиб, ядро кучлари масофа ўзгариши билан жуда тез ўзгарар экан. Ядро кучлари нуклонлар спинининг ўзаро ориентациясига кучли боғлиқ бўлади: ядро кучлари марказий кучлар бўлмай, балки магнит кучларига ўхшаб, диполь характерига эга эканлиги аниқланган. Ядро кучлари нуклонларнинг зарядларига боғлиқ эмас, яъни улар протон ва нейтрон орасида, протон ва протон орасида ҳамда нейтрон ва нейтрон орасида бирдай таъсир кўрсатади, бошқача айтганда, бу ерда *ядро кучларининг заряд жиҳатидан мустақиллиги* ўринлидир. Ядро кучлари Кулон итарилиш кучларидан ва нуклонларнинг магнит момент ўзаро таъсир кучларидан анча устун туради. Бироқ масофа ортиши билан жуда тез камайиши сабабли ядро кучларининг таъсир доираси жуда кичик. Агар протон-

лар орасидаги Кулон итаришиш кучлари бутун ядро бўйича ёйилган ва ундан ташқарида ҳам таъсир қилса, ядро кучлари фақат қўшни нуклонлар орасида таъсир қилади. Бу жиҳатдан ядро кучлари сифат бўйича валент (химиявий) кучларга ўхшашдир. Бироқ миқдорий жиҳатдан ядро кучлари химиявий ўзаро таъсир кучларидан миллионлаб марта катта. Ядро кучларининг химиявий кучларга сифат жиҳатдан ўхшашлиги шундаки, нуклонлар исталганча сонли қўшни нуклонлар билан эмас, фақат уларнинг баъзилари билан ўзаро таъсирда бўлади. Ўзаро таъсир тўртта нуклон орасида амалга ошганда энг турғун ядро ҳосил бўлади; бу  $\alpha$ - зарралар учун ўринлидир, чунки улар 2 протон ва 2 нейтронга эга.

Элементнинг тартиб номери ортиши билан ядрогаги протонлар сони ҳам ортади, шунинг учун итаришиш кучлари ҳам ортади. Улар компенсацияланиши учун тортишиш кучлари ортиши зарур, бу эса оғир ядроларда протонларга нисбатан нейтронлар сонини ортиб кетишига олиб келади. Масалан, уран — 238 изотоп ядроси 92 та протонга ва 146 та нейтронга эга, яъни нейтронлар сони протонлар сонидан 54 та ортиқ.

Ядро кучларининг табиати қандай? Ядро кучларининг табиати ҳақидаги дастлабки гипотезани совет физиклари Д. Д. Иваненко ва И. Е. Тамм яратди. Бу гипотезага кўра, атом ядросидаги нуклонлар узлуксиз ўзгариб туради ёки бошқача айтганда, ўзига хос радиоактив емирилади. Бу ҳодиса шундай бўлади: нейтрон электрон чиқаради ва протонга айланади, протон эса нейтрон чиқарган электронни ютади ва нейтронга айланади.

Шундай қилиб, ўзаро таъсирлашувчи нуклонлар орасидаги фазода ҳамма вақт шундай зарядланган енгил зарра мавжудки, у нуклонларнинг бир-бирига тортилишини амалга оширади. Бу ўзаро таъсир электронлар воситасида ҳам, позитронлар воситасида ҳам амалга ошиши мумкин.

Д. Д. Иваненко ва И. Е. Тамм назарияси ядро кучлари характерини сифат жиҳатдан тушунтириб берди, бироқ бу назариядан ядро кучлари жуда кичик катталиқ деган хулоса келиб чиқади. Бундан ташқари, унча мураккаб бўлмаган ҳисоблашлар орқали кўрсатиш мумкинки, атом ядросида электрон ва позитрон мавжуд бўлиши мумкин эмас.

Шу сабабли, япон физиги Юкава ядро кучлари назариясига баъзи ўзгартишлар киритди. Юкава нуклонларнинг ўзаро таъсири электрон ва позитронлардан бир неча марта оғир, бироқ нуклонлардан енгил бўлган янги зарралар воситасида (бу зарралар ўша вақтда номаълум эди) амалга ошади, деб фараз қилди. Андерсон ва Нидермайер космик нурларда шундай хоссаларга эга бўлган зарраларни топдилар ва улар бу зарраларни *мезонлар* деб аташди. 1937 йилда Андерсон ва Нидермайерлар топган мезонлар ҳозирги вақтда мю-мезонлар деб аталади. Улар 206,86 электрон массасига эга ва  $\mu$  симболи билан белгиланади. Бу зарраларнинг очилиши Юкава гипотезасини янада мустаҳкамлаган бўлса-да, бироқ мю-мезонлар ядровий активмас, яъни нуклонлар билан амалда ўзаро таъсирлаш-

маслиги маълум бўлди. Кейинроқ пи-мезонлар очилди.  $\pi$ - мезонлар уч хил бўлади: мусбат зарядли, —  $\pi^+$ , манфий зарядли —  $\pi^-$  ва нейтрал —  $\pi^0$ . Зарядланган мезонлар массаси

$$m_{\pi^{\pm}} = 273,2 m_e$$

га тенг. Нейтрал мезонлар

$$m_{\pi^0} = 264,2 m_e$$

массага эга, бунда  $m_e$  — электроннинг массаси.

Пи-мезонлар ядровий актив, яъни нуклонлар билан кучли ўзаро таъсирлашади. Шунинг учун ҳам уларни ядро кучлари ташувчилари деб ҳисобланади. Нуклонлар  $\pi$ - мезонлар алмашади, бу мезонлар ўзи билан импульс олиб ўтади ва бу билан нуклонларнинг бири-бирига тортишишига сабаб бўлади. Шундай қилиб, ядро кучлари алмашинувчи кучлардан иборат бўлиб, бу жиҳатдан улар гомеополляр молекулалардаги (бир хил атомлардан тузилган молекулалар, масалан, водород молекулалари, азот молекулалари ва ҳ. к. лардаги) химиявий боғланиш кучларини эслатади. Лекин ядро кучлари химиявий боғланиш кучларидан миллионлаб марта катта бўлади. Худди шу сабабдан, атом ядролари уларга фақат жуда юқори энергияли зарралар таъсир қилганда ёки уларга ядро кучлари томонидан итарилмайдиган зарралар сингиб киргандагина ўзгариши (бошқасига айланиши) мумкин.

### 108- §. Атом ядроларининг моделлари

Аввал айтиб ўтилганидек, нейтронлар кашф қилингандан кейин совет физиги Д. Д. Иваненко ядро протонлар ва нейтронлардан тузилганлиги ҳақидаги гипотезани ўртага ташлади. Бироқ бу гипотеза зарраларнинг ядрога жойлашиши ва ҳаракати ҳақида ҳеч нарса демаган.

Атом ядросининг структураси бутун атом тузилишига нисбатан қуйидаги принципиал фарқларга эга. Атом марказий массив атом ядросидан ва унинг атрофида айланувчи, массаси атом ядроси массасидан кўп марта кичик бўлган электронлардан ташкил топган. Атом ядроси билан электронлар орасида масофа ортиши билан секин камаювчи Кулон кучи типидagi кучлар таъсир қилади. Ҳамма зарралар бир-бири билан ўзаро таъсирлашади. Атом ядросида эса, аксинча, бир бутун атомдаги сингари марказий тортувчи жисм йўқ. Ҳамма нуклонларнинг массалари деярли бирдай. Ядро кучлари жуда қисқа муддатли таъсир қилади ва нуклонлар фақат ўз қўшнилари билан таъсирлашади, холос. Нуклон ўзаро таъсирлашадиган қўшни зарралар сони унча кўп эмас. Бундан кўринадики, атом ядроси структураси планетар атом характерида бўлиши мумкин эмас. Ядро ўз структурасига кўра кўпроқ молекулани эслатади. Молекулада ҳам массалари бир-бирига яқин бўлган зарралар ўзаро таъсирлашади ва молекуланинг ташкилий қисмлари орасидаги таъсир қилувчи кучлар жуда қисқа муддатли таъсир этувчан бўлади.

Шундай қилиб, принципда атом ядроси учун молекуляр моделни татбиқ этиш мумкин. У ҳолда, афтидан, атом ядросида атомлардаги электрон қобиқларни эслатадиган система бўлиши мумкин эмасдек туюлади. Бироқ атом ядроси физикасининг ривожланиши, гарчи атом ядроси электрон қобиқли планетар атомдан кўра, кўпроқ молекулани эслатса-да, унга атомнинг қобиқли тузилишига доир баъзи қоидаларни татбиқ этиш мумкинлигини кўрсатди.

Атом ядроси хоссаларида гўё ядро қобиқлари тўлиб боришини кўрсатадиган маълум даврийлик кузатилади. Ядро қобиқлари ҳақидаги ғоя нуклонларнинг квант қонунлари бўйича қўшиладиган механикавий ва магнит моментларга эга эканлигига асосланади. Атом ядролари уйғонган ҳолатда бўлиши мумкин, улар бу ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтаётганда  $\gamma$ -нурлар чиқаради. Демак, атом ядроларидаги нуклонлар ҳолатини бош квант сони орқали характерлаш мумкин экан. Лекин нуклоннинг  $n$  бош квант сонини унинг орбита бўйича ҳаракатини характерловчи  $l$  квант сони билан таққослаш мумкин. Шундай қилиб, биз атом ядросидаги нуклон ҳолати ҳақида тахминан атомнинг электрон қобиғидаги электрон ҳолати ҳақидаги тасаввурга ўхшаш тасаввурга келамиз. Агар электрон ҳолатини  $n_e$ ,  $l_e$ ,  $j_e$ ,  $m_e$  квант сонлари (булар электроннинг бош, орбитал, тўла ва магнит квант сонлари; индексдаги  $e$  — электроннинг белгиси) тўплами орқали характерлаган бўлсак, у ҳолда нуклонларнинг худди шундай  $n_k$ ,  $l_k$ ,  $j_k$ ,  $m_k$  ( $k$  индекс ядрони англатади) квант сонлари ҳақида гапириш мумкин.

Шундай қилиб, атомнинг электрон қобиғи ҳолидаги каби (ушбу ҳолда электрон қобиқнинг бош квант сони орқали аниқланадиган  $2n^2$  сонли электронлар группалари ва орбитал квант сони орқали аниқланадиган  $2(2l + 1)$  сонли электронлар группачаси ажралади) атом ядролари ҳолида ҳам нуклонлар мос ҳолда бош ва орбитал квант сонли группаларга ажралади.

Демак, электрон қобиқлар билан аналогик равишда протонлар ва нейтронлар ҳам атом ядросида зарралар сони қуйидагича бўлган *группа-қобиқларни* ҳосил қилади:

$$\begin{aligned} 1s \text{ қобиқ учун } N_1 &= 2, \\ 2s \text{ қобиқ учун } N_2 &= 2, \\ 2p \text{ қобиқ учун } N_3 &= 6, \\ 3s \text{ қобиқ учун } N_4 &= 2, \\ 3p \text{ қобиқ учун } N_5 &= 6, \\ 3d \text{ қобиқ учун } N_6 &= 10 \end{aligned}$$

ва ҳ. к.

Шундай қилиб, атом ядроларининг тўлдирилган қобиқларида ҳар бир сорт нуклонларнинг (протонлар ва нейтронларнинг) максимал миқдори: 2(1s қобиқ); 8(2s, 2p қобиқлар); 18(3s, 3p, 3d қобиқлар); 32(4s, 4p, 4d, 4f қобиқлар); 50(5s, 5p, 5d, 5f, 5g қобиқлар); 72(6s, 6p, 6d, 6f, 6g, 6h қобиқлар); 98(7s, 7p, 7d, 7f, 7g, 7h, 7k қобиқлар) ва ҳ. к. бўлиши керак эди.



Амалда атом ядроларининг қўйидаги тўлдирилган нуклон қобиқлари топилган: 2, 8, 14, 20, 28, 50, 82, 126. Шундай қилиб,  $2n^2$  қонунга тўла мос келмаслик кўриниб турибди. Бироқ шуни эсла-тиб ўтиш керакки, электрон қобиқда ҳам худди шундай четланишлар бўлиб, улар ҳам бўлса анчагина сезиларли эди. Бунга сабаб — Паули схемасида ҳисобга олинмаган ҳол, яъни электронларнинг бири-бири билан қўшимча ўзаро таъсиридир, деб тушунтирилган эди. Атом ядросида ҳам бу ҳол тенг кучлидир.

Ядро қобиқлари ҳақидаги гоёни биринчи бўлиб совет физиги Д. Д. Иваненко 1932 йилда, атом ядросининг протонлар ва нейтронлардан тузилган моделини таърифлаб бергандан сўнг, шакллантирди. Ядро қобиқлари модели ва назарияси чет элда Эльзассер, Нордгейм, Майер ва бошқалар томонидан ривожлантирилди. СССРда эса Д. Д. Иваненкодан ташқари, ядро физикасининг бу муҳим бобига А. П. Знойко, М. А. Левитская, С. А. Шукарев, И. П. Селинов, А. А. Соколов ва бошқалар катта ҳисса қўшдилар.

Ҳозирги вақтда ядро қобиқлари системаси кўринишидаги атом ядроси модели, гарчи охиригача етказилмаган бўлса-да, кўпчилик томонидан тан олинган. Ядро қобиқларининг мавжудлиги ядро даврийлигига, яъни атом хоссаларидаги даврийлик каби ошқор ифодаланган бўлмаса-да, ядро хоссалари даврийлигига сабаб бўлади. Берк ядро қобиғидаги нуклонлар (протонлар ва нейтронлар) сонини кўрсатувчи 2, 8, 14, 20, 28, 50, 82, 126 сонлар *магик сонлар* деб аталади.

Протонлар қобиғи ёки нейтронлар қобиғи тўлгандан кейин энг турғун атом ядролари ҳосил бўлади. Айниқса, нейтронлар сони ҳам, протонлар сони ҳам магик сонга мос келган ядролар турғун бўлади. Бироқ бу ҳол фақат  $2(\text{He}^4 - 2 \text{нейтрон ва } 2 \text{ протон})$ ,  $8(\text{O}^{16} - 8 \text{ протон ва } 8 \text{ нейтрон})$ ,  $20(\text{Ca}^{40} - 20 \text{ протон ва } 20 \text{ нейтрон})$  сонлари учун ўринлидир. Нуклонлар сони 50 бўлганда нейтронлар ва протонлар сони тенг бўлмайди; энди нейтронлар сони протонлар сонидан ортиқ бўлади. Шунинг учун ёки  $Z = 50$ ,  $Z = 82$  ва  $N > 50$ ,  $N > 82$ , ёки  $N = 50$ ,  $N = 82$ ,  $N = 126$  ва  $Z < 50$ ,  $Z < 82$ ,  $Z < 126$  бўлган тўлдирилган қобиқли ядролар бўлиши мумкин. Қалайи ва қўргошин изотоплари, шунингдек  $N = 50$ ,  $N = 82$ ,  $N = 126$  бўлган, яъни  $\text{Sr}^{88}$ ,  $\text{Y}^{89}$ ,  $\text{Zn}^{90}$ ,  $\text{Mo}^{92}$ ,  $\text{Ba}^{138}$ ,  $\text{La}^{139}$ ,  $\text{Ce}^{140}$ ,  $\text{Pr}^{141}$ ,  $\text{Nd}^{142}$ ,  $\text{Pb}^{208}$ ,  $\text{Bi}^{209}$  изотоплар юқорида айтилган атом ядроларига мисол бўлади.

Атом ядросининг қобиқли модели атом ядроларининг механикавий ва магнит моментларини тушунтириб беришга имкон берди; унинг асосида атом ядроси бўйича заряд тақсимооти қонуниятини, атом ядроларида сферик симметриядан четлашмиш борлигини, атом ядроларининг турлича турғунликда бўлишини ва ядронинг бошқа кўпгина хоссаларини тушунтириш мумкин бўлди. Айниқса, электрон қобиқлардаги ҳодисаларга ўхшаш ҳодисаларнинг, яъни масса сони ортиши билан атом ядролари хоссаларининг даврий равишда ўзгариб боришининг аниқланиши муҳим аҳамиятга эга бўлди.

Агар атом ядросида зарралар сони етарлича катта бўлса (масалан, актинидлардаги каби), у ҳолда бир қатор ҳодисаларни қарашда

юқори тартибли яқинлашиш билан (юқори аниқлик билан) айтиш мумкинки, нуклонлар ядрога деярли текис тақсимланган ва оғирлик кучи таъсирида бўлмаган эркин суюқлик томчисига ўхшаш сферик жисми ҳосил қилади. У ҳолда ядро ўзаро таъсири туфайли сиртқи нуклонларга оддий суюқлик томчисигаги сирт таранглик кучларига ўхшаш кучлар таъсир қилади. Албатта, ядрогаги сирт таранглик кучлари суюқликдаги сирт таранглик кучларидан миллионлаб марта катта бўлади.

Атом ядроси моддасининг зичлигини  $\rho_{\text{я}}$  деб, атом ядроси радиусини  $r$  деб белгилаймиз, у ҳолда атом ядросининг массаси учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$m_{\text{я}} = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_{\text{я}}. \quad (108.1)$$

Агар битта нуклонга тўғри келадиган ўртача массани  $m_1$  орқали белгиласак, у ҳолда қуйидаги муносабат ўринли бўлади:

$$m_{\text{я}} = M m_1. \quad (108.2)$$

У вақтда атом ядросининг радиуси учун

$$r = \sqrt[3]{\frac{3m_1}{4\pi\rho_{\text{я}}}} \cdot \sqrt[3]{M} \quad (108.3)$$

ифодани оламиз. Шундай қилиб, атом ядросининг радиуси атом ядросидаги зарралар сонининг куб илдизига тўғри пропорционал экан.  $M = 1$  учун

$$r_0 = \sqrt[3]{\frac{3m_1}{4\pi\rho_{\text{я}}}}. \quad (108.4)$$

Демак,

$$r = r_0 M^{\frac{1}{3}}. \quad (108.5)$$

Бундаги  $r_0$  катталики  $(1,3 - 1,4) \cdot 10^{-13}$  см қийматга эга. Ядро моддасининг шундай моделга асосан ҳисобланган зичлиги  $1,4 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> га, яъни жуда катта сонга тенг.

(108.5) формула умуман олганда атом ядроси радиусининг ўзгаришидаги тенденцияни тўғри акс эттиради. Бироқ бу қонуният фақат бирор ўртача қонуният сифатида ўринлидир, чунки ҳақиқатда ядро радиуси масса сонининг қатъий монотон ўсувчи функцияси эмас. Мисол сифатида таъкидлаб ўтамизки, магик сонлар соҳасида (108.5) формула ўринли бўлмайди.

Атом ядросининг томчи моделини совет физиги Я. И. Френкель ишлаб чиққан. Бу модель ядро физикасидаги бир қатор муҳим ҳодисаларни тушунтиришга имкон беради, хусусан, бутун ядро реакцияларини, шу жумладан, атом ядроларининг бўлишини яхши тушунтириб беради (бу хусусда қуйида гапирилади).

## АТОМ ЯДРОЛАРИНИ ВА ЯДРО НУРЛАНИШЛАРИНИ ТЕКШИРИШ МЕТОДЛАРИ ВА АППАРАТУРАЛАР

### 109-§. Кириш

Атом ядроларини текширишнинг жуда кўп методлари мавжуд. Ҳар қандай методнинг асоси — шу мақсад учун мўлжалланган аппаратурадир. Ядроларнинг барқарор ҳолатлари ўрганиладими ёки ядро айланишлари, бошқача айтганда, ядро реакциялари ўрганиладими, шунга боғлиқ равишда қўлланиладиган методлар ва аппаратуралар бир-биридан кескин фарқ қилади.

Барқарор ядроларни текширишда оптикавий спектроскопия ва радиоспектроскопия катта аҳамият касб этди. Бу методлар атом ядроларининг спин ва магнит моментларига доир бой экспериментал материал олишга имкон берди. Атом ядроси назариясининг кейинги ривожини ушбу методлар ёрдамида атом ядроларининг шаклини ўрганишга (уларнинг квадруполь электр моментлари бўйича) имкон берди. Оптикавий спектроскопия методлари атом ядроларининг изотопик фарқларини ўрганишда эффектив метод эканлиги аён бўлди. Шундай қилиб, оптикавий спектроскопия, радиоспектроскопия ва магнит методларидан биргаликда фойдаланиш, барқарор ядролар ҳақида, бир қатор ҳолларда эса радиоактив ядролар ҳақида жуда бой информация олишга имкон берди.

Атом ядроларини, уларнинг хоссаларини ва ўзгаришларини текширишга бағишланган бошқа энг катта бўлим — ядро ўзгаришлари процессида, шунингдек, ўзгаришлар кузатилмай, балки энергия ва импульс алмашилиши билан бўладиган ўзаро таъсир процессларида пайдо бўладиган зарраларни текширишдир. Атом ядроси юқори энергияли зарралар: протонлар,  $\alpha$ - зарралар, дейтронлар, нейтронлар, мезонлар, электронлар,  $\gamma$ - фотонлар ва бошқа хил зарралар билан бомбардимон қилинадиган методлар ана шу бўлимга тегишлидир. Бундай текширишларда атом ядроларининг хоссалари ва ядро реакцияларининг характеридан ташқари, ўзаро таъсир ва айланиш реакцияларида иштирок этувчи зарраларнинг хоссалари ҳам ўрганилади. Бу бобда асосан ядрони бомбардимон қилаётган зарраларни ёки атом ядроларининг ўзаро таъсир ва айланиш процессларида пайдо бўладиган зарраларни кузатишга асосланган методлар ва аппаратуралар қараб чиқилади. Бу методлар орасида оптикавий метод алоҳида ўрин олади. Бу метод бошқа методлар билан қўшиб олиб борилганда элементар зарраларни, атом ядроларини ва ядро ўзгаришлари маҳсулотларини ўрганишда кенг доирада информация беради. Оптикавий методларга сцинтиляциялар методи; Черенков

нурланиши, қалин қатламли фотоэмульсиялар, Вильсон камераси ва шунга ўхшаш янги қурилмалардан фойдаланишга асосланган методлар киради.

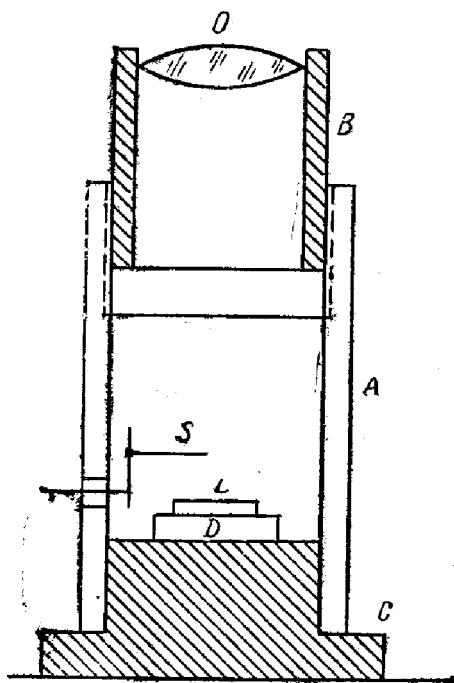
## 110-§. Сцинтилляциялар методи

а) **Визуал методи.** Сцинтилляциялар методи оптикавий методлар ичида энг соддаси ҳисобланади. Сцинтилляциялар юқори энергияли зарралар бирор люминесценцияланувчи моддаларга бориб урилганда пайдо бўладиган ёруғлик чақнашларидан иборат. Бундай моддалар қаторига, биринчи навбатда, рух сульфид киради. Тез зарралар, масалан,  $\alpha$ - зарралар бориб урилганда бу моддада шундай катта интенсивликдаги нуқтавий ёруғлик чақнаши юз берадики, бу чақнашни кўз билан бевосита кўриш мумкин бўлади. Бунинг натижасида тез зарралар оқими билан нурлантирилаётган рух сульфид қопланган экранга келиб тушган зарралар сонини санаш мумкин. Сцинтилляциялар методи биринчи марта Регенер томонида қўлланилган эди. Крукс бу методни янада мукамаллаштириб, спинтарископ асбобини яратди. Спинтарископ ёрдамида фосфор сиртига урилган  $\alpha$ - зарралардан пайдо бўлган чақнашларни кузатиш мумкин бўлди (277- расм).

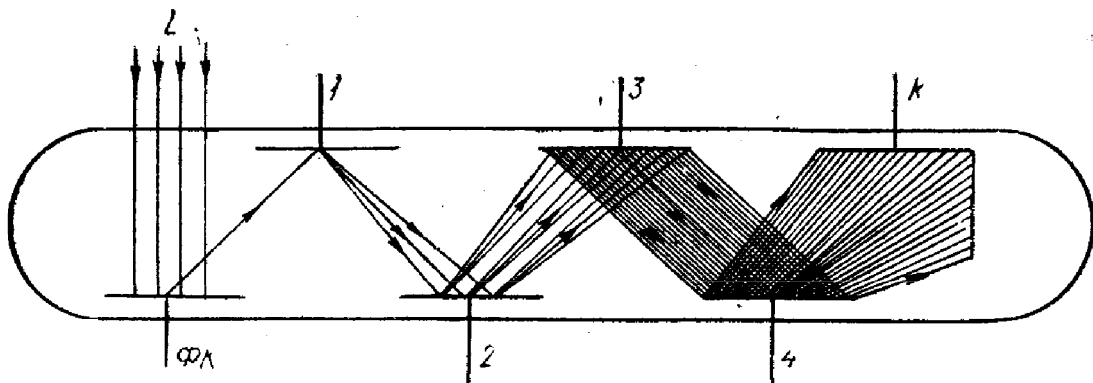
С тагликка *B* люминофорли (рух сульфид ёки виллемит) *D* пластинка қўйилади. Люминофор *B* трубкага маҳкамланган *O* лупа орқали кузатилади. *B* трубка ўз навбатида тасвирни фокуслаш мумкин бўлсин учун *A* трубка ичида суриладиган қилиб жойлаштирилади. *S* игна учига озгина миқдорда радий препарати суртилади. Бундай содда кўринишдаги асбоб сифатий кузатишлар учун қўлланилади.

Сцинтилляциялар методидан Резерфорд, Гейгер ва Марсен  $\alpha$ -зарралар сочилишини текшириш учун фойдаланган. Бу метод ёрдамида элементларнинг сунъий парчаланиши кашф этилган эди. Бу методдан ҳозирги вақтда тўғридан-тўғри шундай шаклда фойдаланилмайди, чунки зарраларни (чақнашларни) санаш учун анча мукамал қурилмалар — зарралар сўтчиғи ишлаб чиқилган.

б) **Сцинтилляцияон сўтчиқлар.** Сцинтилляцияон сўтчиқларда оптикавий нурланишларни кўз билан қайд қилиш ўрнига жуда юқори сезгирликка эга бўлган фотоэлектрон асбоблар — фотоэлектрон кўпайткичлар (фотоқўпайткичлар) қўлланилади. Улар

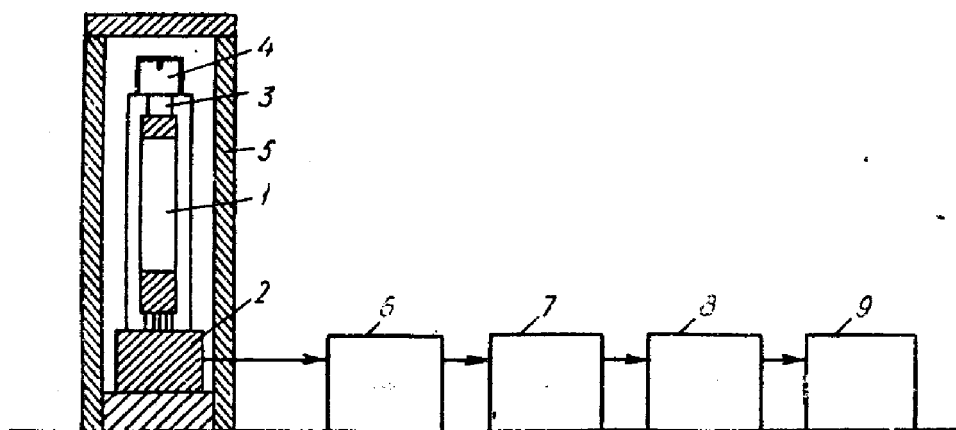


277- расм.



278- расм.

фотоэлемент (ташқи фотоэффектли) билан махсус кўп каскадли электрон кучайтиргич (кўпайткич) нинг мажмуасидан иборат. Бу кўпайткичлар тез электронлар металл сиртига урилганда ундан кўп сонли электронларни уриб чиқаришига асосланган. Уриб чиқарилган электронлар электр майдон билан тезлаштирилади ва кейинги электродга йўналтирилади, бу электронларнинг ҳар бири ундан яна бир нечтадан электронлар уриб чиқаради. Фотокўпайткичнинг принципиал схемаси 278- расмда кўрсатилган. Ёруғлик ФК фотокатодга тушади ва ундан электронлар уриб чиқаради, бу электронлар кўпайткичнинг биринчи тезлатувчи 1 электродига йўналтирилади. Кўпайткичнинг 1, 2, 3, 4, . . . электродлари *динодлар* деб аталган. Бу ном *динактрон эффект* терминидан келиб чиққан (бу термин электронлар билан иккиламчи электронларни уриб чиқаришни англатади). 1, 2, 3, 4 . . . динодларнинг ҳар бир жуфти орасида уриб чиқарилган электронларни тезлатувчи 100—200 в чамасида потенциаллар фарқи ҳосил қилинади. Фотокатодга тушган ёруғлик уриб чиқарган ва фотокатод билан биринчи динод орасидаги электр майдон таъсирида тезлаштирилган электрон биринчи динодга текканда ундан бир нечта электрон учиб чиқади. Бу электронлар биринчи ва иккинчи динод орасидаги электр майдонда тезлаштирилади ва иккинчи диноддан яна ҳам кўпроқ электронларни уриб чи-



279- расм.

қаради. Энг охирги диноддан шундай кўпайтиришлар туфайли  $K$  коллекторга электронлар қуюни келиб тушиб, фотокўпайткичнинг ташқи занжирида катта ток импульсини ҳосил қилади, буни қўшимча электрон аппаратура ёрдамида қайд қилиш мумкин.

279- расмда сцинтилляцион сўтчикнинг блок-схемаси келтирилган. Фотокўпайткич (1) чиқиш контактлари билан 2 панелга ўрнатилади. Бу панелга яна шунингдек динодларни таъминловчи кучланиш бўлгичи, фотокатод, коллектор ва фотокўпайткичнинг ток импульсини кучайтирувчи бошланғич кучайтиргич ўрнатилади. Фотокўпайткичнинг ярим шаффоф фотокатодига люминесценцияланувчи кристалл (3) жойлаштириладики, улар ўзига тушаётган тез зарралар таъсирида ёруғлик чақнашларини ҳосил қилади. Радиоактив препарат 4 рақами билан белгиланган. Умуман айтганда, нурланиш ташқи манбалар таъсирида ҳам содир бўлиши мумкин, шу сабабли буни олдини олиш учун бутун қурилма қўрғошин ғилоф (5) ичига жойлаштирилади. Бошланғич кучайтиргич кучайтирган ток импульслари 6 асосий импульслар кучайтиргичига боради, сўнгра берилган катталикдаги импульсларни танлашга ва анализ қилишга имкон берадиган 7 қурилмага узатилади. Бу қурилмани анализатор деб аталади. Анализатордан ўтган импульслар 8 санаш блокига, сўнгра 9 қайд қилувчи қурилмага боради. Ток импульси катталиги чақнаш катталигига пропорционал, чақнаш катталиги эса қайд қилинган зарра энергиясига пропорционал бўлади, шу сабабли зарралар сонини ўлчашдан ташқари, уларнинг энергияларини ҳам ўлчаш мумкин. Шундай қилиб, зарралар спектрини олиш мумкин, шу туфайли бундай сўтчиклар ҳам спектрометрлар деб аталди. Бу ном кўпроқ энергиялари  $W = h\nu$  бўлган  $\gamma$ - фотонларни қайд қилиш ҳолида ўринли бўлади. Бундай  $\gamma$ - фотонлар сўтчиги сцинтилляцион  $\gamma$ - спектрометрлар деб аталади.

Бундай сўтчикларнинг бошқача кўринишдаги тури кристалл сўтчиклардир. Уларда тез зарралар сцинтилляторда (сцинтилляция ҳосил бўладиган моддада) ёруғлик чақнашларини вужудга келтирмайди, балки ташқи кучланиш манбаига уланган икки электрод орасига жойлаштирилган кристалл атомлардан кўп сонли электронларни уриб чиқаради. Шу сабабли кристаллга тез зарра келиб тушганда кристалл занжирида ток импульси ҳосил бўлади. Сўнгра бу ток импульси кучайтирилади ва сцинтилляцион сўтчикдаги сингари қайд қилинади.

Сцинтилляцион сўтчиклар жуда катта ажрата олиш қобилиятига эга. Улар сцинтилляторга ҳар  $10^{-8}$  сек ва ундан кам фарқ билан кетма-кет келиб тушувчи зарраларни ажрата олади.

### 111-§. Черников сўтчиклари

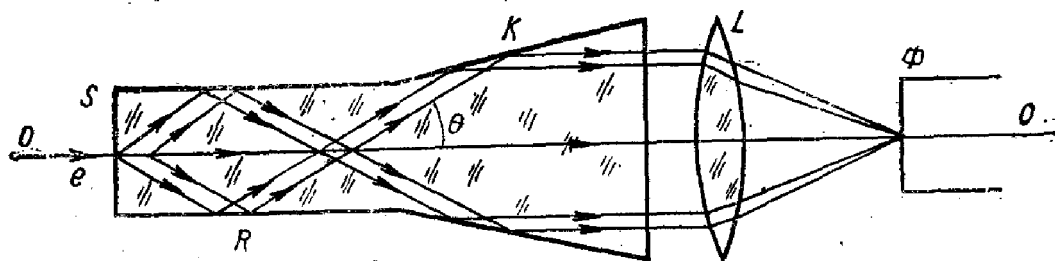
Юқори энергияли зарядланган зарралар тезлигини ўлчаш учун Вавилов—Черенков нурланишига асосланган сўтчиклар кенг қўлланилади.

1934 йилда совет физиги П. А. Черенков электронлар шаффоф муҳитда ёруғликнинг шу муҳитдаги тезлигидан катта тезликда ҳаракатланганида ҳосил бўладиган оптикавий нурланиш ҳодисасини кашф қилди. Оптикавий нурланишнинг тарқалиш йўналиши ва тез зарядланган зарра (электрон, позитрон, протон ва бошқ.) нинг ҳаракат йўналиши ўзаро  $\theta$  бурчак ҳосил қилади, бу бурчакни қуйидаги муносабатдан топиш мумкин:

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta}, \quad (111.1)$$

бунда  $n$  — муҳитнинг сидириш кўрсаткичи,  $\beta = \frac{v}{c}$ ;  $v$  — зарранинг ҳаракат тезлиги;  $c$  — ёруғлик тезлиги.

$\theta$  бурчакни ўлчаш нурланишни вужудга келтираётган зарра тезлигини аниқлашга, бинобарин, зарядланган тез зарра энергиясини ўлчашга имкон беради. Черенков сўтчиғининг турли хили мавжуд. 280- расмда шундай сўтчиқлардан бирининг конструкция-



280- расм.

си келтирилган. Бу ерда  $R$ —шаффоф моддadan, масалан, шишадan қилинган цилиндрик жисм (радиатор). Шу модданинг яси асоси орқали радиатор ичига тезлиги цилиндрнинг  $OO'$  ўқига параллел йўналган зарядланган тез зарралар ( $e$ ) учиб киради. Зарядланган зарралар цилиндр ичидan учиб ўтаётиб,  $OO'$  ўққа нисбатан  $\theta$  бурчак остида тарқалувчи Вавилон—Черенков нурланишини юзага келтиради. Бу нурланиш нурлари цилиндрик сиртга тушиб, тўла ички қайтади, радиаторнинг  $K$  конуссимон қисмига чиққанда эса унинг сиртидан  $OO'$  ўққа параллел йўналишда қайтади ва  $L$  линза ёрдамида  $\Phi$  фотокўпайткич катодига йиғилади. Фотокўпайткичдан чиққан сигнал электрон кучайтиргич схемасига ва сўнгра тегишли қайд қилиш системасига боради.

## 112-§. Қалин қатламли фотоэмульсиялар методи

Турли хил ядро реакцияларида ёки элементар зарраларнинг айланиш реакцияларида бир вақтда жуда кўп турли хил реакция маҳсулотлари: нуклонлар, мезонлар, электронлар, позитронлар,  $\gamma$ - фотонлар ва ҳоказолар ҳосил бўлади. Ана шу зарралардан кўпроқ қисмини бир вақтда қайд қилиш, қайд қилганда ҳам зарраларнинг реакциядан кейинги училишининг геометрик манзарасини

олиш жуда катта қизиқиш туғдиради. Буни совет физиклари Л. В. Мисовский ва А. П. Ждановлар ишлаб чиққан қалин қатламли фотоэмульсиялар методи ёрдамида амалга ошириш мумкин. Қалин қатламли фотоэмульсиялар методи зарралар изини махсус қалин қатламли фотоэмульсияларда фотосуратга олишдан иборат. Зарядланган тез зарралар фотоэмульсия молекулаларини ионлантиради ва унинг доналарини қорайтиради. Зарранинг ионлантириш қобилияти унинг тезлигига боғлиқ, шунинг учун йўлнинг бир сантиметрига тўғри келадиган қорайган фотоэмульсия доналари сонига қараб зарранинг тезлигини, унинг фотоэмульсиядаги югуриш йўли узунлиги бўйича эса бошланғич энергиясини аниқлаш мумкин. Қалин қатламли фотоэмульсиялар методи жуда катта энергияли зарраларнинг югуриш йўлини қайд қилишга имкон беради.

Қалин қатламли фотоэмульсиялар методи ҳозирги замон ўта юқори энергияли тезлаткичларида тезлатилган зарралар, шунингдек, космик нурлардаги зарралар вужудга келтирган реакцияларни ўрганишда катта аҳамиятга эга. Улар ёрдамида шундай зарраларнинг атом ядролари билан тўқнашишларидаги жуда кўп сонли ҳар хил айланиш реакциялари тадқиқ қилинган.

### 113- §. Вильсон камераси. Пуфакчали камера

Зарядланган тез зарраларни қайд қилиш методларидан энг муҳими—Вильсон камераси методидир. Вильсон камерасининг ишлаш принципи қуйидагича. Зарраларни кузатиш учун мўлжалланган фазо сув ёки спирт буғларига тўйинтирилган газ билан тўлдирилади. Агар газ ҳажмини кескин кенгайтирилса, у ҳолда газ адиабатик совийди, бу эса конденсация марказларида (агар улар шу ҳажмда мавжуд бўлса) буғнинг жуда майда туман томчилари шаклида конденсацияланишига олиб келади. Тез ҳаракатланувчи зарядланган зарралар вужудга келтирган газ ёки буғ ионлари шундай конденсация марказлари бўлиб хизмат қилиши мумкин. Агар газ ҳажми ёруғлик дастаси билан ёритилса, у ҳолда зарядланган зарралар камерадан ўтаётганда (ундаги газ кенгаётган моментда) зарядланган зарраларнинг изи кўринувчан бўлади.

Агар Вильсон камераси магнит майдонга жойлаштирилса (буни биринчи бўлиб совет физиги Д. В. Скобельцин амалга оширган), у ҳолда кузатилаётган зарралар изи эгриланади: мусбат зарядланган зарралар бир томонга, манфий зарядланган зарралар эса бошқа томонга оғади. Бу электронларни позитронлардан, протонларни антипротонлардан фарқ қилишга имкон беради ва ҳ. к. Магнит майдонли Вильсон камерасида космик нурлардаги позитронлар, шунингдек, мезонлар ва бошқа зарралар топилган.

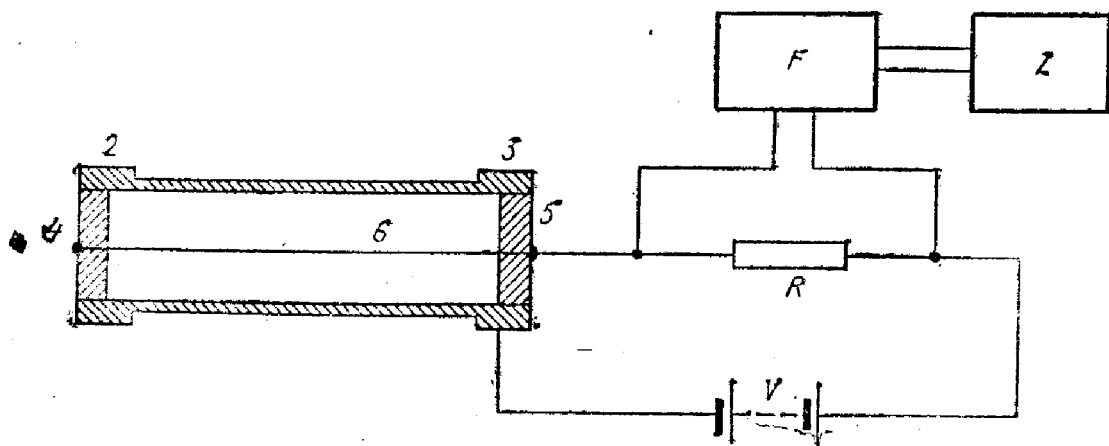
VII расмда Вильсон камерасидаги  $\alpha$ - зарралар изининг фотосурати келтирилган. Ҳозирги вақтда Вильсон камераси методига жуда катта ўзгаришлар киритилди, хусусан, зарраларни кузатиш процесси автоматлаштирилди.



Кейинги йилларда Вильсон камераси билан бир қаторда пуфакчали камералар ҳам кенг тарқалди. Бу асбобнинг ишлаш принципи юқори энергияли зарралар суюқлик орқали ҳаракатланганда ўз траекторияси бўйлаб буғ ҳосил бўлиш марказларини юзага келтиришига асосланган. Агар суюқлик етарлича қиздирилган бўлса, у ҳолда бу буғ ҳосил бўлиш марказларида буғ пуфакчалари пайдо бўла бошлайди. Уларни визуал кузатиш ёки фотосуратга олиш мумкин. Бундай камераларда ишчи суюқлик сифатида водород, азот, эфир, ксенон, пропан, пентан ва шу кабилар олинади. Ишчи суюқлик сифатида пропан олинadиган пуфакчали камералар жуда кенг тарқалган. Унда ишчи температура  $65^{\circ}\text{C}$ , босим  $35\text{--}40\text{ ат}$ . Бир қатор ҳолларда газ ва суюқлик аралашмасидан фойдаланилади, бу эса ишчи температура ва босимнинг камайишига олиб келади.

### 114- §. Гейгер счётчиги

Сцинтилляцион ва кристалл счётчиклар пайдо бўлмасдан анча илгари газ разряд счётчиклар ишлаб чиқилган эди. Улар ихтирочи автор номи билан Гейгер счётчиклари деб аталади. 281- расмда Гейгер счётчиги конструкцияларидан бири — Гейгер—Мюллер счёт-



281- расм. —

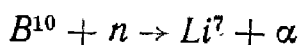
чигининг схемаси кўрсатилган. Диаметри  $20\text{ мм}$  бўлган юпқа деворли алюминий цилиндр (1) қалинлаштирилган 2 ва 3 учларга эга. Уларга вакуумга чидамли замазка ёрдамида ингичка металл тола (6) ўрнатилган 4 ва 5 изоляторлар маҳкамланади. Счётчикдаги ҳаво сўриб чиқарилади ва уни водород ёки бошқа инерт газлар билан, одатда, аргон билан  $100\text{ мм с.м. уст.}$  босимгача тўлдирилади. Цилиндр (1) ва тола (6) юқори кучланишли манбага (V) уланади. Агар тола ва цилиндр орасидаги фазога юқори энергияли зарра учиб кирса, у ҳолда бу зарра газни интенсив ионлаштиради. Қўйилган кучланиш туфайли ҳосил бўлган ионлар жуда катта тезликкача тезлашади ва иккиламчи ионланишни вужудга келтиради, сўнгра счётчик орқали катта ток импульси ўтади. Бу ток R қаршиликда куч-

ланиш импульсини ҳосил қиладики, бу кучланиш импульси  $F$  кучайтиргичга ва сўнгра  $Z$  қайд қилувчи қурилмага узатилади. Одатда, цилиндрга манфий потенциал, толага эса мусбат потенциал берилди.  $V$  кучланиш шундай бўлиши керакки, ионлар импульси қўйилган кучланиш ҳисобига кучаядиган бўлсин, бироқ бунда мустақил разряд вужудга келмасин. Тажриба шуни кўрсатадики, пайдо бўлган ток импульси узоқ чўзилмаслиги учун маълум вақт ўтиши билан ҳосил бўлган разрядни сўндириш зарур экан. Бунга счётчикка махсус сўндирувчи аралашма, масалан, этил спирти, ацетон ва бошқалар аралашмаларини киритиш туфайли эришиш мумкин. Бунда аралашма буғларининг молекулалари зарядланган зарядлар таъсирида диссоциацияланиб, разряд соҳасидаги зарраларни тортиб олади ва разрядни сўндиради. Счётчикларнинг жуда кўп хил конструкциялари мавжуд, бироқ юқорида баён қилинган толали счётчиклар бошқа газ счётчикларга нисбатан кўпроқ қўлланилади.

Бу ерда, гарчи газ счётчиклар тез зарраларни қайд қилиш техникасида жуда катта роль ўйнаса-да, бироқ ажратиш кучининг (яъни вақт бўйича жуда яқин зарраларни бир-биридан ажратиш имкониятининг) катталиги жиҳатдан улар сцинтилляцион счётчикларга ета олмаслигини таъкидлаб ўтиш лозим.

Нейтронларни қайд қилиш учун борли счётчиклар, шунингдек, борли ионизацион камералар қўлланилади. Борли счётчикнинг конструкцияси одатдаги счётчик конструкциясига ўхшаш, бироқ бунда нейтронларни қайд қилиш учун счётчикнинг ички фазоси бор бирикмаси (масалан,  $BF_3$ ) билан тўлдирилган бўлиши керак.

Нейтрон бор ядросига тегиб,



айланишни ҳосил қилади. Реакция натижасида ҳосил бўлган  $\alpha$ -зарралар Гейгер счётчигидаги сингари қайд қилинади.

Бундай кўринишда счётчик секин нейтронларни қайд қилади. Тез нейтронларни қайд қилиш учун счётчик нейтронлар секинлаткичи, масалан, парафин билан ўралади.

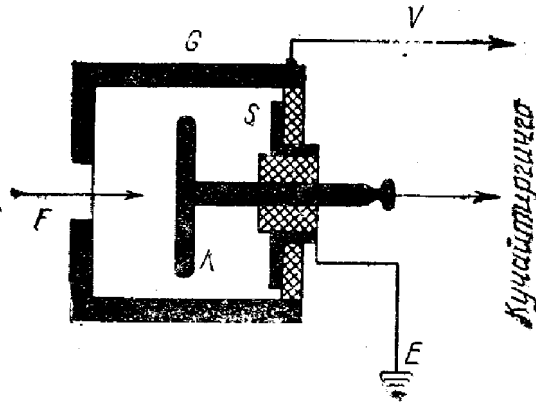
## 115-§. Ионизацион камера

Алоҳида тез зарраларни ҳисобловчи газ счётчиклар билан бир қаторда ионизацион камералар ҳам қўлланилади. Уларнинг тузилиши газ разрядли счётчиклар тузилишига ўхшашдир. Улардан фарқли ўлароқ, ионизацион камераларда ташқи электр майдонда тезлатиш ҳисобига иккиламчи ионлашиш содир бўлмайди.

Шундай қилиб, ионизацион камерада унинг электродларига бевосита зарядланган зарралар таъсирида пайдо бўлган ионлар тўпланади. Тўпланувчи заряд одатда электрометрик кучайтиргич ёрдамида кучайтирилади.

282- расмда содда ионизацион камера схемаси келтирилган.

$G$  металл идиш юпқа металл зар билан беркитилган дарчага эга бўлиб, шу дарча орқали қайд қилиниши керак бўлган зарралар ки-



282- расм.

ради. Идишнинг орқа девори изолятор моддadan (полистирол, қаҳрабо, эбонит) иборат. Унга  $K$  коллектор ва ерга уланган ҳимоя ҳалқаси вазифасини бажарувчи  $S$  электрод маҳкамланади. Гейгер счётчигидаги сингари бу камера ҳам инерт газ билан тўлдирилади.

Ионловчи зарра дарча орқали камерага кириб, унда зарранинг энергиясига боғлиқ равишда юзлаб, минглаб ёки ўн минглаб жуфт ион ҳосил қилади.

Тез ҳаракатланувчи электрон ҳавода нормал босимда 1 см йўлда 30 дан то бир неча юзгача жуфт ион,  $\alpha$ - зарралар эса 20 000 дан то 60 000 гача жуфт ион ҳосил қилади. Ионизацион камера фақат оғир зарраларни қайд қила олади.  $\gamma$ - фотонларни мутлақо қайд қилмайди. Зарра ҳосил қилган ионлар импульси электр майдон томонидан деворга ва коллекторга ҳайдалади, шу сабабли улар зарядланади. Бу заряд кучайтиргичга узатилади ва тегишли асбоблар ёрдамида қайд қилинади.

Импульсли ионизацион камералардан ташқари, жуда кўп ионловчи зарралар таъсирида ионлар жуфти ҳосил бўлиши туфайли юзага келувчи йиғинди электр токини қайд қиладиган ионизацион камералар ҳам мавжуд. Улар жуда юқори активликка эга бўлган радиоактив препаратлар билан бўладиган ҳодисаларни ўрганиш учун кўпроқ яроқлидир.

## 116- §. Бета ва гамма-спектрометрлар

Ядро айланишларида кўп миқдорда  $\beta$ - ва  $\gamma$ - нурлар чиқади. Бу нурларга тегишли электронлар ва фотонлар турли ҳолларда энергияси билан фарқ қилиши мумкин. Шунинг учун жуда кўп ҳолларда бир жинсли бўлмаган электронлар ва фотонлар дастасини бир хил энергияли ташкил этувчиларга ажратиш ёки бошқача айтганда, бу нурланишларни спектрга ( $\beta$ - спектр ва  $\gamma$ - спектр) ёйиш зарур бўлади.  $\gamma$ - нурлар рентген нурлари билан бир хил табиатга эга бўлгани сабабли,  $\gamma$ - спектрларни олиш учун (унча катта бўлмаган энергияли  $\gamma$ - фотонлар ҳоли учун) рентген спектроскопиясида қўлланиладиган методлардан фойдаланиш мумкин, бу мақсадда баъзи қаттиқ жисмлар кристалл панжараси қўлланилади.

Бундан ташқари, 110- § да баён этилган сцинтилляцион  $\gamma$ - спектрометрдан фойдаланиш мумкин.

$\beta$ - спектрларни олиш учун магнит  $\beta$ - спектрометрлар қўлланилади. Уларнинг ишлаш принципи масс-спектрометрга ўхшашдир. Фарқи шундаки,  $\beta$ - спектрометрда ионлар ўрнига электронлар ана.

лиз қилинади. Бунда анализ  $\beta$ - зарралар (электронлар ва позитронлар) нинг энергиялари бўйича олиб борилади,  $\gamma$ - ва  $\beta$ - спектрометрларнинг тури кўп, ammo юқорида баён қилинган асосий принциплар уларнинг ҳаммаси учун ўринли бўлади.

### 117-§. Радиоспектроскопия методлари

Атом ядроларини тадқиқ қилишда радиоспектроскопик методлар ичида электрон парамагнит резонанс ва ядро магнит резонанс методлари катта аҳамиятга эга.

65- ва 95- § ларда кўрсатиб ўтилган эдики, ташқи магнит майдон таъсирида ҳар бир спектрал чизиқ бир нечта компонентага ажралади, бу эса энергетик сатҳларнинг

$$\Delta W_{H,J} = m_J g \mu_B H \quad (117.1)$$

формула бўйича сатҳчаларга ажрალიшига мос келади, бунда  $H$  — ташқи магнит майдон,  $\mu_B$  — Бор магнетони,  $g$  — Ланде фактори,  $m_J$  — магнит квант сони, у  $m_J = \pm J, \pm J - 1, \pm J - 2, \dots$  ва ҳ. к. — ҳаммаси бўлиб,  $2J + 1$  қиймат қабул қилади, шунга мос равишда сатҳ  $2J + 1$  та сатҳчага бўлинади.

Агар атом ядроси  $I$  спинга ва  $\mu_s$  магнит моментига эга бўлса, у ҳолда электрон қобиқ магнит momenti билан атом ядроси магнит momentининг ўзаро таъсири туфайли энергетик сатҳларнинг ўта нозик ажрალიши ва спектрал чизиқларнинг ўта нозик структураси вужудга келади (106- § га қ.). Модда магнит майдонга жойлаштирилганда энергетик сатҳлар ўта нозик ажралиш компоненталарининг ташқи магнит майдон таъсирида яна ажрალიши (магнит ажралиш) рўй беради. Бу ажралиш катталигини ҳам (117. 1) формулага ўхшатиб қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\Delta W_{H,F} = m_F g_F \mu_B H, \quad (117.2)$$

бунда  $\mu_B$  — Бор магнетони;  $g_F$  —  $g$ -фактор (қуйига қаранг);  $m_F$  — магнит майдоннинг  $\vec{F}$  йиғинди момент билан ўзаро таъсири учун магнит квант сони.  $\vec{F}$  қуйидаги шартдан аниқланади:

$$\left. \begin{aligned} \vec{F} &= \vec{J} + \vec{I}, \\ |\vec{F}| &= \hbar \sqrt{F(F+1)}. \end{aligned} \right\} \quad (117.3)$$

Тақрибан қуйидагини ёзиш мумкин:

$$|\vec{F}| = \hbar F. \quad (117.3')$$

$F$  квант сони сатҳларнинг ўта нозик структурасини белгилайди ва қуйидаги қийматларни қабул қилади:  $F = J + I, J + I - 1, J + I - 2, \dots, J - I + 1, J - 1$ , ҳаммаси бўлиб,

$$\text{агар } J > I \text{ бўлса, } M_F = 2I + 1 \text{ та} \quad (117.4)$$

ва

агар  $J < I$  бўлса,  $M_F = 2J + 1$  та.

$g_F$  катталиқ  $F, J, I$  квант сонлари тўплами ва нозик структура кўпайтувчиси  $g_J$  орқали аниқланадиган, яъни (95.12) формула билан топиладиган  $g$ -фактордан иборат. Шундай қилиб,  $g_F$  учун қуйидагига эга бўламиз:

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}. \quad (117.5)$$

Бунда магнит квант сони қуйидаги қийматларни қабул қилади:

$$m_F = \pm F, \pm F - 1, \pm F - 2, \dots, \quad (117.6)$$

ҳаммаси бўлиб,  $2F + 1$  та қиймат.

Ядро магнит моменти жуда кичик бўлгани сабабли  $\vec{\mu}_J$  ва  $\vec{\mu}_I$  орасидаги магнит боғланиш жуда кучсиз бўлади ва одатда, унчалик кучли бўлмаган магнит майдонларда бу боғланиш узилади. Бунда ўта нозик структуранинг бирор сатҳининг магнит ажралиш энергияси ифодаси ушбу кўринишни олади:

$$\Delta W_{H,I} = m_J g_J \mu_B H + A m_J m_I, \quad (117.6')$$

бунда  $A - J$  ва  $I$  ларга боғлиқ катталиқ;  $m_J$  — оддий Зееман эффекти учун магнит квант сони;  $m_I$  — ядро учун магнит квант сони, қуйидаги муносабатдан аниқланади:

$$m_I = I \cos(\vec{I}, \vec{H}). \quad (117.7)$$

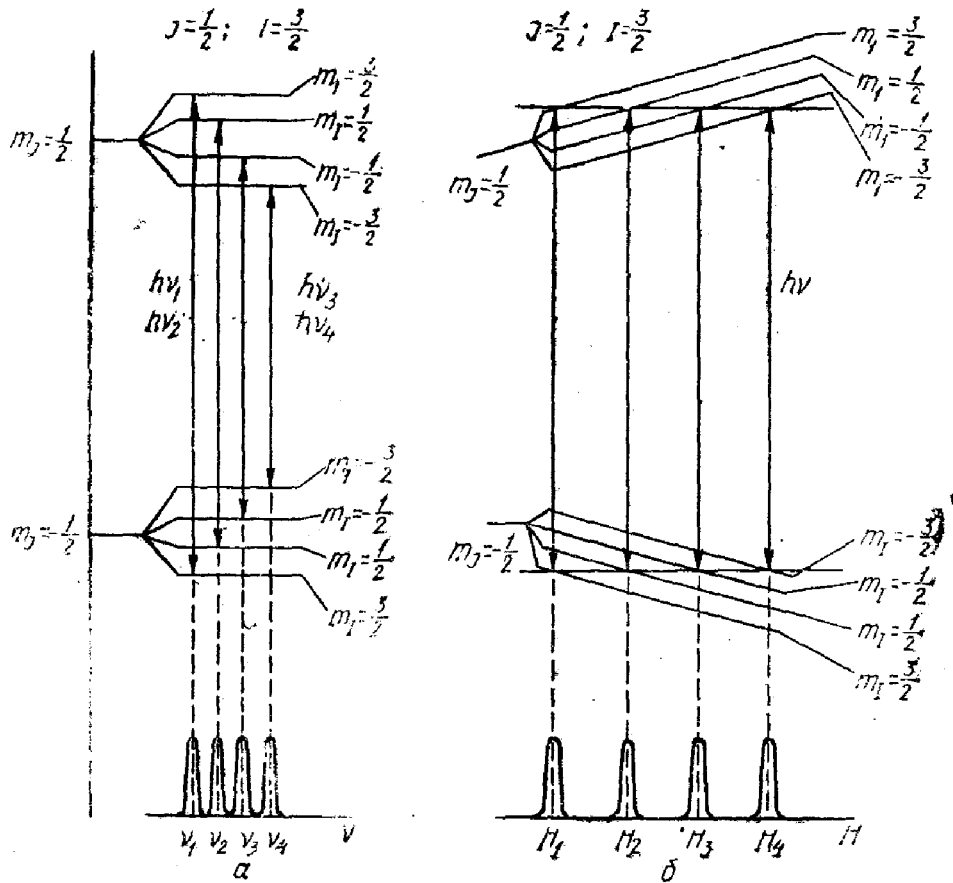
Бунда  $m_I$  қуйидаги қийматларни қабул қилади:  $m_I = I, I-1, I-2, \dots, -I+1, -I, \dots$ , ҳаммаси бўлиб,  $M_I = 2I + 1$  та қиймат.  $m_J$  ва  $m_I$  сонларнинг ўзгариш қондаси қуйидаги формулалар орқали берилади.

$$\Delta m_J = 0, \pm 1, \Delta m_I = 0. \quad (117.8)$$

(117.6') шартдан келиб чиқадики, сатҳларнинг ўта нозик структураси компоненталарининг магнит ажралиш энергияси унинг компоненталарини ўз ичига олмайди, балки фақат мультиплет магнит ажралиш компоненталарини (117.6' даги биринчи қўшилувчи) ва  $H$  га боғлиқ бўлмаган  $m_I$  га пропорционал ажралишни (117.6' даги иккинчи қўшилувчи) ўз ичига олади.

283-расмда  $J = \frac{1}{2}$ ,  $I = \frac{3}{2}$  сатҳнинг  $L = 0$ , яъни  $J = S = \frac{1}{2}$

бўлганда магнит майдонда ажралиши кўрсатилган. 283-а расмда  $H$  нинг бир қиймати учун ажралиш кўрсатилган. Ўта нозик структура сатҳчалари  $m_J = \frac{1}{2}$  ва  $m_J = -\frac{1}{2}$  нинг магнит ажралиш ком-



283- расм.

поненталари орасида тўртта  $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_4$  частотада ўтишлар бўлиши мумкин. Бу частоталар радиотўлқинларнинг сантиметрли диапазонига мос келади. Агар частотасини секин ўзгартириш мумкин бўлган шундай частотали генератор бўлганда эди, у ҳолда  $J = \frac{1}{2}$  ва  $I = \frac{3}{2}$  ли атомлари бўлган модда юқори частотали  $\vec{H}'$  магнит майдоннинг  $\vec{H}$  ўзгармас магнит майдонга nisbatan муайян ориентациясида ушбу юқори частотали майдон энергиясини  $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_4$  частоталарда ютган бўлар эди. Бунда  $\vec{H}'$  вектор  $\vec{H}$  га перпендикуляр бўлиши керак.

Ўта юқори частотали (ЎЮЧ) (сантиметрли ва миллиметрли радиотўлқинлар диапазони) генераторлар берилган частотада ишлайди. Шунинг учун ЎЮЧ генераторнинг берилган  $\nu$  частотасида ўта нозик магнит ажралишни аниқлаш учун ўзгармас магнит майдонни секин-аста ўзгартирилади. Бунда  $m_I$  лари бир хил ва  $m_J$  лари ҳар хил бўлган ўта нозик структура магнит ажралиш сатҳчалари орасидаги масофа ўзгаради ва ўта нозик структура магнит ажралиш сатҳчалари орасидаги квант ўтишлар магнит майдоннинг турли қийматларида сезилади (бу 283-б расмда кўрсатилган). Олинган

экспериментал маълумотлардан  $H_1, H_2, \dots$  лардаги ютилиш чизиқлари компоненталари сони  $M_I$  бўйича ядро спини қийматини олиш мумкин; ядро спини  $M_I$  билан  $M_I = 2I + 1$  кўринишда боғланган.

Агар атомнинг нормал ҳолати  $J = 0$  тўла моментга эга бўлса, у ҳолда ташқи магнит майдон билан фақат ядронинг магнит моменти ва ядро спинигина ўзаро таъсирлашади. Бундай ҳолда магнит ўзаро таъсир энергияси қуйидаги формула бўйича аниқланади:

$$W_{H, I} = m_I \mu_{\text{я}} g_I H, \quad (117.9)$$

бунда  $g_I$  — ядро  $g$ -фактори. Сатҳчалар орасидаги масофа:

$$h \nu = \Delta W_{H, I} = g_I \mu_{\text{я}} H. \quad (117.10)$$

Майдон 1000 э атрофида бўлганда  $\nu$  частота  $\sim 10^6 - 10^7$  гц тартибида бўлади. Магнит ажралишнинг ютилиш чизиқлари частотасини ўлчаб, ядронинг магнит моменти катталигини аниқлаш мумкин. (117.10) формулага мос келувчи ютилиш частоталари бўйича ядроларнинг магнит моментларини ўлчаш методи *ядро магнит резонанси* деб аталади. Ядро магнит резонансини кузатиш учун намуна юқорида айtilган частоталар соҳасидаги радиотўлқинлар генераторининг тебраниш контури ғалтагига жойлаштирилади. Намуна қўйилган ғалтакни эса жуда аниқ бир жинсли майдон ҳосил қиладиган электромагнит қутблари орасига жойлаштирилади. Бунда ғалтакни шундай жойлаштириш керакки, контур ғалтагининг ўқи  $H$  майдонни ҳосил қилувчи электромагнитнинг магнит майдони куч чизиқларига перпендикуляр бўлсин. Генератор частотасини ўзгартириб, намуна электромагнит энергия ютиши рўй берадиган частоталар кузатилади.

## XVI боб

### ЗАРЯДЛАНГАН ЗАРРАЛАР ТЕЗЛАТКИЧЛАРИ

#### 118-§. Дастлабки маълумотлар

Аввалги бобда ядро айланишларида ҳосил бўладиган тез зарраларни қайд қилиш ва тадқиқ қилиш методлари баён қилинган эди. Шунингдек, барқарор ядроларга татбиқ қилиш мумкин бўлган методлар ҳақида қисқача маълумот берилган эди. Бу бобда юқори энергияли зарраларнинг ўзаро ва атом ядролари билан таъсирини, яъни ядро реакцияларини ўрганиш мақсадларида керак бўладиган жуда юқори энергияли зарядланган зарраларни олиш учун хизмат қиладиган асбоблар тавсифи берилади.

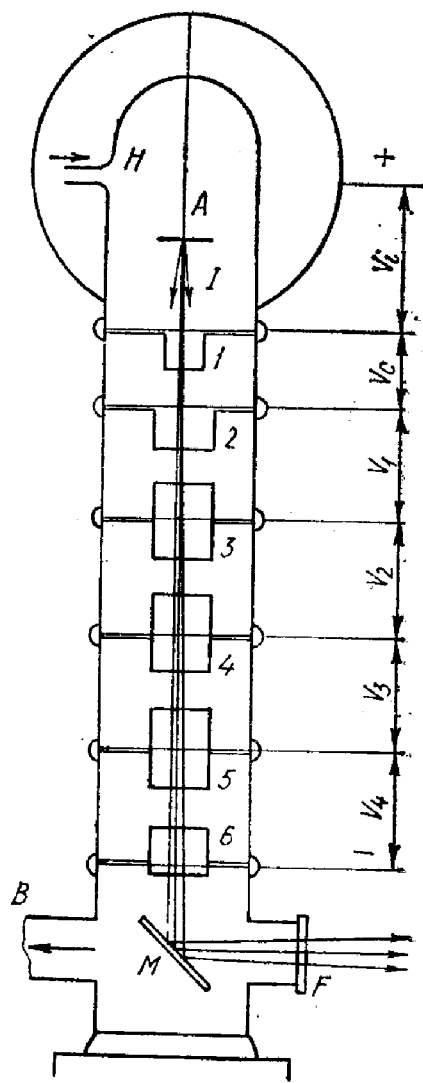
Табий радиоактивликда ҳосил бўладиган тез зарралар энергияси 20 Мэв дан ортмайди. Шунинг учун улар ёрдамида амалга ошириладиган тадқиқотлар доираси чегаралангандир. Агар ҳозирги замон зарядланган зарраларни тезлатиш методи қўлланилса, у ҳолда энергияси нолдан ўн юз ва минглаб гигаэлектронвольтгача бўлган исталган энергияли зарраларни олиш мумкин.

Бу бобда зарядланган зарраларни тезлатиш методларидан энг муҳимлари баён қилинади. Табиийки, элементар зарраларнинг чуқур ўзаро таъсирларини зарралар энергияси жуда катта бўлганда олиш мумкин. Бироқ бу кичик энергияли тезлаткичлар ўз аҳамиятини йўқотади, деган маънони англатмайди. Ядролар ва элементар зарраларни энергиянинг кенг диапазонида ўрганиш аввалгидек катта қизиқиш уйғотади. Бундан ташқари, кичик энергияли тезлаткичлар тезлатиладиган зарраларни жуда юқори энергияли тезлаткичларга киритиб юбориш (инжекция) учун хизмат қилади. Унча юқори бўлмаган энергияли тезлаткичлар ядро физикасига алоқадор бўлмаган соҳаларда тобора кенг қўлланилмоқда.

### 119-§. Электростатик тезлаткичлар

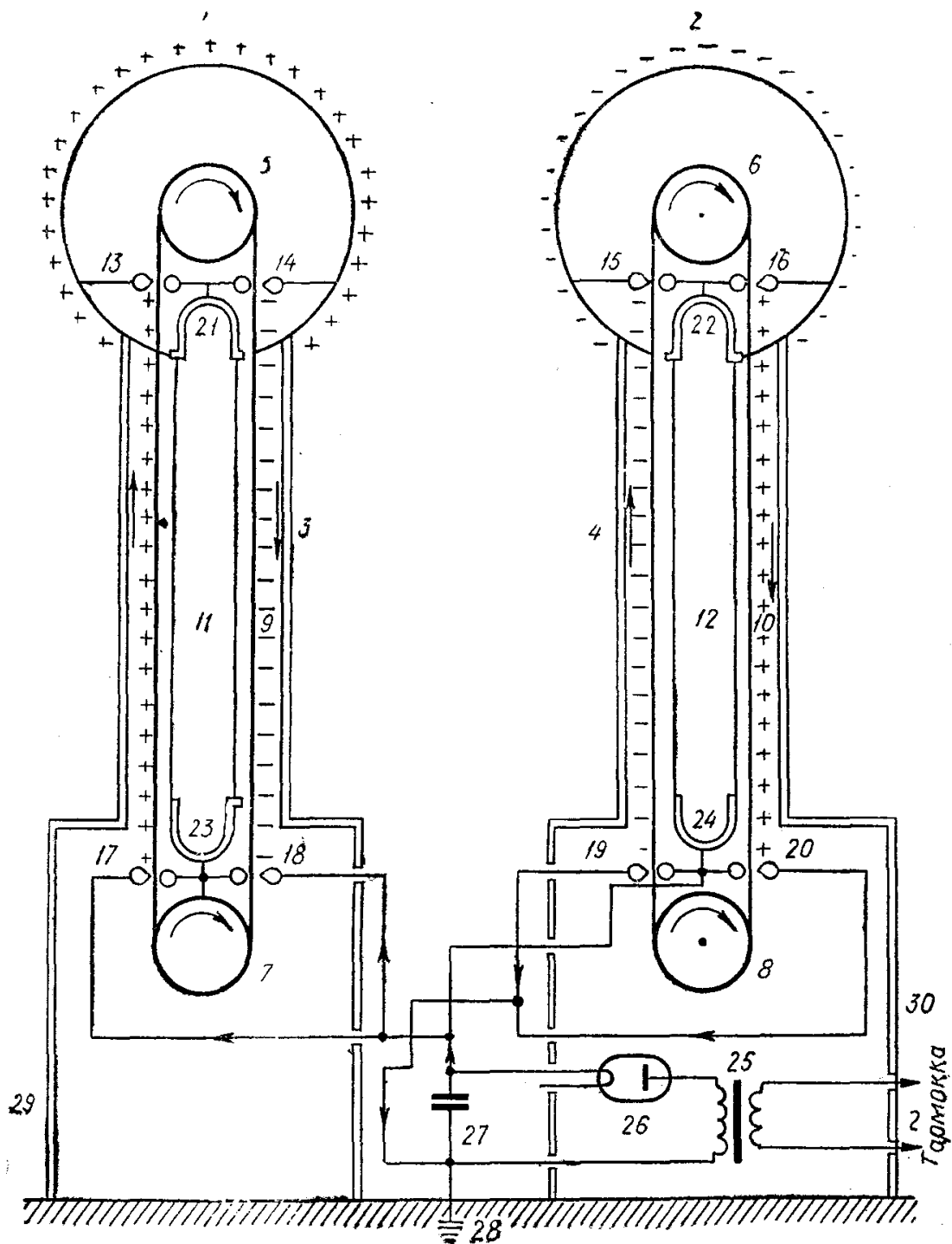
Зарядланган зарраларни электростатик майдонда тезлатиш учун экспериментал қурилмада қуйидаги асосий элементлар бўлиши зарур: а) зарралар (ионлар) манбаи; б) зарралар тезлашиши содир бўладиган юқори вольтли вакуум трубка; в) зарраларнинг тезлашиши амалга ошадиган трубкани таъминловчи юқори вольтли кучланиш манбаи.

Атом ядроларини бомбардировка қилиш мақсадида зарядланган тез зарралар — протонлар олиш учун мўлжалланган қурилмалардан бири инглиз физиклари Кокрофт ва Уолтонлар қурилмасидир. Кокрофт ва Уолтон тезлаткичи трубкасининг принципиал схемаси 284-расмда тасвирланган. *A* анод ва *I* электрод жойлашган фазода интенсив газ разряди содир бўлади, натижада *I* водород ионлари ҳосил бўлади. Ионлар *I* электроддан учиб ўтиб, *1* ва *2* электродлар орасидаги фазога тушади ва тезланиш олишни давом эттиради. Протонлар (водород ионлари) ҳамма электродлардаги тирқишлардан учиб ўтиб, 800 кэв энергияга эришади



284- расм.





285- расм.

ва *M* нишонни бомбардировка қилади. Вужудга келаётган реакциялар *F* дарча орқали кузатиб турилади. *B* тешик орқали трубка ҳавоси сўриб олинади. Трубкадаги разряд қурилмага *H* найча орқали водород юборилади. Реакцияларни турли усулларда (сцинтилляциялар методи бўйича ёки сцинтилляция счётчиклар ёрдамида) кузатиш мумкин. Агар нишон Вильсон камерасига жойлаштирилса, кузатишлар янада яққолроқ бўлади. Элек-

тродларга юқори кучланишли каскадли тўғрилагичдан кучланиш берилади, унинг схемаси бу ерда келтирилмаган. Ҳар бир жуфт электродга кучланиш бир каскаддан берилади. Кокрофт ва Уолтон қурилмасида битта каскаддаги кучланиш 200 кВ бўлган, кетма-кет уланган ҳамма каскадлар 800 кВ гача кучланиш берган.

Жуда юқори статик кучланишлар олиш учун Ван-де-Грааф электростатик генераторидан фойдаланилади. Унинг схемаси 285-расмда келтирилган. Катта ичи ҳавол 1 ва 2 металл шарлар (диаметри 1—10 м тартибда) изоляцияловчи 3 ва 4 колонналарга маҳкамланган. Шарлар ва колонналар ичида айланувчи 5, 6, 7 ва 8 шкивларда изоляцияловчи материалдан қилинган 9 ва 10 ленталар ҳаракатланади. Ленталарнинг иккала ярми ўртасидаги фазога 11 ва 12 изоляцияланган пластинкалар жойлаштирилган.

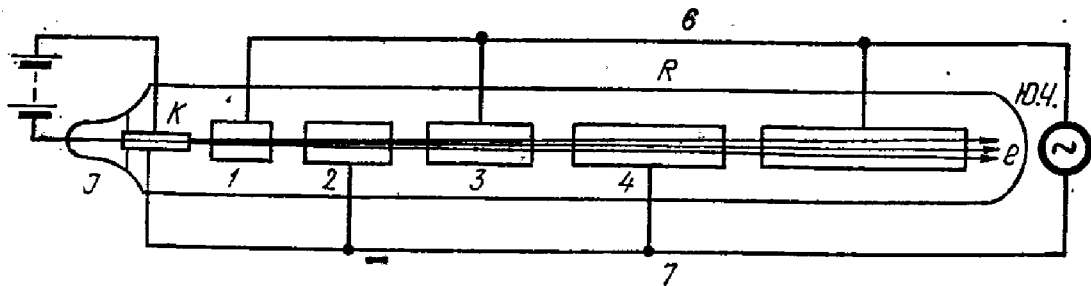
17 ва 19 учликлар системаси орқали ленталар зарядланади. Бу юқори вольтли тўғрилагичга (бир неча ўн минг вольт) ўланган учликлардан зарядлар оқиб чиқиши туфайли амалга ошади. Тўғрилагич 25 кучайтирувчи трансформатор, 26 кенотрон ва текисловчи конденсатор батареяси (27) дан тузилган. 9 лента мусбат зарядланади, 10 лента эса манфий зарядланади. Бу зарядлар лента билан бирга 1 ва 2 шарлар ичига кўтарилиб кириб боради ва у ердан 13 ва 15 учликлар системаси ёрдамида олиб кетилади. Лентанинг тушаётган қисми кўтарилаётган қисмига нисбатан қарама-қарши ишорали электр билан зарядланади. Бу зарядлаш 14 ва 16 учликлар ёрдамида амалга оширилади, 18 ва 20 учликлар билан эса улар разрядланади. Лентанинг тушаётган қисмларида заряд борлиги туфайли заряд токи икки марта ортади. 21, 22, 23, 24 металл кондукторлар учликлар яқинида улардан ҳаво орқали зарядлар олиб кетишга ёрдам берувчи катта электр майдон ҳосил қилиш учун зарур.

Шундай қилиб, ҳар бир шар бир неча миллион вольтгача зарядланиши мумкин, бу эса зарядланган зарраларни 10 МэВ энергиягача тезлатишга имкон беради.

Ван-де-Грааф генератори билан ишлайдиган электростатик тезлаткичлар бир қатор афзалликларга эга: кучланиш ва ток стабиллиги юқори, тезлатиладиган зарралар дастасининг ёйилувчанлиги кичик; шу сабабли улар илмий ва техникавий мақсадларда кўп ишлатилади.

## 120-§. Ўзгарувчан электр майдонда зарядланган зарраларни тезлатиш. Чизиқли тезлаткичлар

Электростатик тезлаткичлар берадиган энергиядан ҳам юқори энергияли зарралар олиш учун кучланишни бирор йўл билан орттириш керак. Ўзгармас электр кучланиш манбалари бу мақсад учун ноқулай, чунки улар жуда катта ўлчамлидир. Тезлатиладиган зарралар энергиясини янада ошириш тезлатиш учун ўзгарувчан кучланишдан фойдаланиш йўли билан амалга оширилиши мумкин. Буни турли хил тезлаткичларда—чизиқли тезлаткичларда ва циклик (ҳалқа)тезлаткичларда бажариш мумкин. Бу ерда биз ўзгарувчан ток



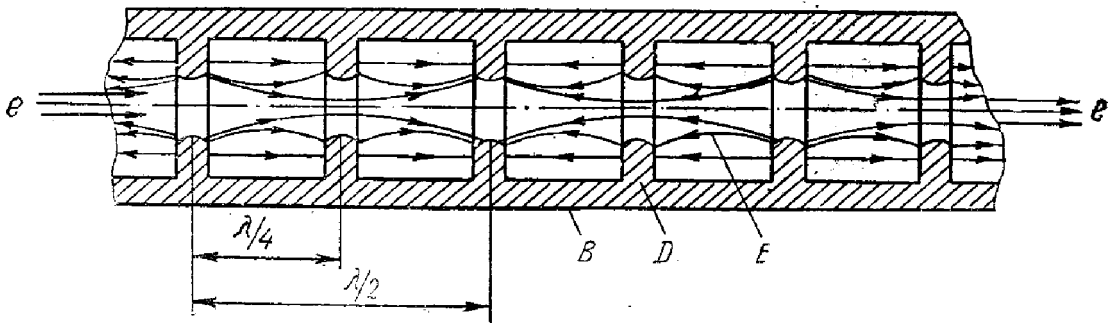
286- расм.

чизиқли тезлаткичининг тавсифини берамиз. Бундай тезлаткични биринчи бўлиб 1929 йилда Видероэ таклиф қилган бўлиб, уни кейин Слоан (1931 йил), Альварец (1946 йил) ва бошқалар мукаммаллаштирган. Ҳозирги вақтда ҳам чизиқли тезлаткичларни мукаммаллаштириш ишлари давом эттирилмоқда.

Бундай тезлаткичининг энг содда схемаси 286- расмда кўрсатилган.  $R$  цилиндрик вакуум трубкада бир қатор коаксиал трубкасимон  $1, 2, 3, 4, 5, \dots$ , электродлар ўрнатилади, уларга  $6$  ва  $7$  шиналар орқали ЮЧ генератордан юқори частотали ўзгарувчан кучланиш берилди. Тезлатиладиган зарядланган зарралар  $J$  ионизаторда ҳосил бўлади ва зарралар у ердан  $K$  электрод ёрдамида тезлаткич трубкасига тортиб олинади. Бунда  $K$  электродга, агар мусбат ионлар тезлатилаётган бўлса, манфий потенциал, агар электронлар тезлатилаётган бўлса, мусбат потенциал берилди. Тезлатилаётган зарядланган зарралар трубкасимон  $K$  катоддан чиқиб, катод ва биринчи трубкасимон катод орасидаги фазога тушади, улар орасига юқори частотали майдон кучланиши қўйилган бўлади. Зарядланган зарралар бу электродлар орасидаги масофани ўтиб тезлашади, сўнгра  $1$  трубкага учиб киради, улар бу трубкадан тезлатувчи юқори частотали майдон тебранишининг ярим даврига тенг вақт ичида тезланиш олмасдан ўтади. Шу туфайли  $1-2$  оралиқда ундан зарядланган зарралар импульси ўтаётган моментда электр майдон шундай йўналган бўладики, бу йўналиш ярим давр олдинги  $1-K$  оралиқдаги йўналиш билан мос тушади. Шу туфайли зарралар  $1-2$  оралиқда тезланувчан ҳаракат қилади. Бу процесс  $2-3$  оралиқда, сўнгра  $3-4$  оралиқда ва ҳ. к. такрорланади.

Баён қилинганлардан кўриниб турибдики, чизиқли тезлаткичда зарралар тезлатувчи оралиқлардан улардаги электр майдон ўзгариши билан бир тактда ҳаракатланади, яъни зарралар ҳаракати билан тезлаткичдаги электр майдон тебранишлари орасида резонанс бўлади. Демак, чизиқли тезлаткичлар резонанс тезлаткичлар ҳисобланади.  $K$  та электродли ва улар орасига  $V_0$  амплитудали ўзгарувчан потенциаллар фарқи қўйилган тезлаткичда зарралар олган тўла энергия  $W = eKV_0$  га тенг бўлади.

$K$  сони катта бўлганда  $V_0$  нинг кичик қийматларида жуда катта энергияли зарралар олиш мумкин. Тавсифланган тезлаткич тип



287- расм.

асосан протонлар, дейтронлар,  $\alpha$ - зарралар каби оғир зарраларни тезлатиш учун қўлланилади.

Электронларни тезлатиш учун содда конструкцияли тезлаткичлар қўлланилади, чунки электронлар массаси кичик бўлгани туфайли  $2 \text{ Мэв}$  чамасидаги энергияда ёруғлик тезлигига яқин тезликда ҳаракатланади. Электронларни тезлатувчи чизиқли тезлаткичларнинг асосий қисми  $D$  диафрагмали  $B$  волноводдан иборат (287- расм). Волновод токни яхши ўтказадиган материалдан (кумуш қопланган силлиқ мисдан) ясалиб, жуда юқори аниқликда тайёрланган бўлади. Волновод доиравий кесимли трубкadan иборат,  $D$  диафрагма эса думалоқ тешик шаклида бўлади. Бундай системада турли типдаги электромагнит тўлқинлар, хусусан,  $\vec{E}$  электр майдони 287-расмда кўрсатилгандек йўналишга эга бўлган электромагнит тўлқинлар тарқалиши мўмкин. Ўқда майдон волновод ўқи бўйича йўналган. Агар вакуумда электромагнит тўлқин узунлиги  $\lambda$  га тенг бўлса, у ҳолда диафрагмалар орасидаги масофа  $\frac{\lambda}{4}$  бўлганда волноводда тўлқин ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига тенг фазавий тезлик билан тарқалади. Шу сабабли, агар волноводда энергияси  $2 \text{ Мэв}$  дан ортиқ бўлган  $e$  электронлар ҳаракатланаётган бўлса, улар волноводнинг  $\vec{E}$  электр майдони таъсирида тезлашади. Электронларни  $100 \text{ кэв}$  энергиягача тезлатадиган электрон пушка тезлатиладиган электронлар манбаи бўлиб хизмат қилади.

$D$  диафрагмалар бўлмаса, волноводда электромагнит тўлқинларнинг фазавий тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан жуда ортиб кетиши ва натижада электронлар тезланиш олмаслиги мўмкин. Волноводнинг бошланғич қисмида тезлатиладиган электронлар тезлиги (улар тезлаткичга унинг ўқи бўйлаб электрон пушкadan пуркалади) ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан жуда кўп марта кичик бўлади. Электронлар бу қисмда ҳам тезланиш олиши учун тезлаткич секциялари шундай жойланадигани, бунда электромагнит тўлқинларнинг фазавий тезлиги уларнинг вакуумдаги тезлигидан кичик бўлади. Бунга диафрагмалар орасидаги масофани ўзгартириш билан эришилади.

Чизиқли тезлаткичлар электронларни бир неча ўн гигаэлектрон-вольтгача тезлатишга имкон беради. Бу тезлаткичларнинг афзал-

лиги шундаки, улар жуда кўп миқдор электронларни тезлатишга имкон беради, бошқа тезлаткичларда эса буни амалга ошириш мумкин эмас. Чизиқли тезлаткичларни таъминлаш учун мўлжалланган электромагнит тўлқинлар сантиметрли диапазонга (одатда, 10 см) тегишлидир. Бу тўлқинлар тезлаткичдан маълум масофада ўрнатиладиган катта қувватли клистронли генераторларда ҳосил қилинади. Бу генераторлар билан тезлаткичнинг асосий волноводи орасидаги алоқа махсус волноводлар ва қўшимча қурилмалар ёрдамида амалга оширилади.

## 121- §. Циклик ҳалқали тезлаткичлар. Циклотрон

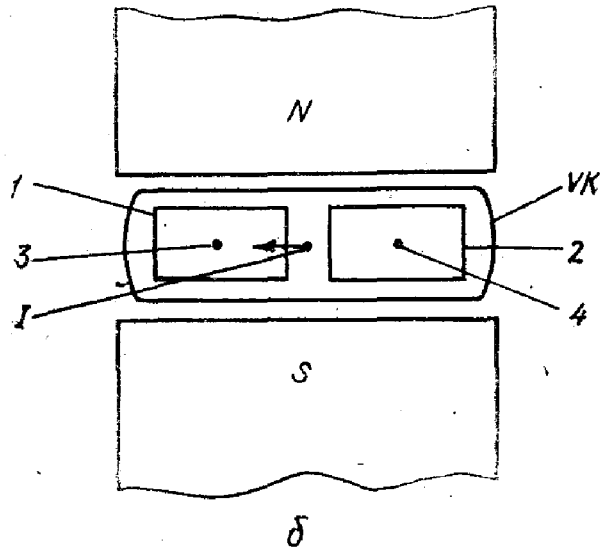
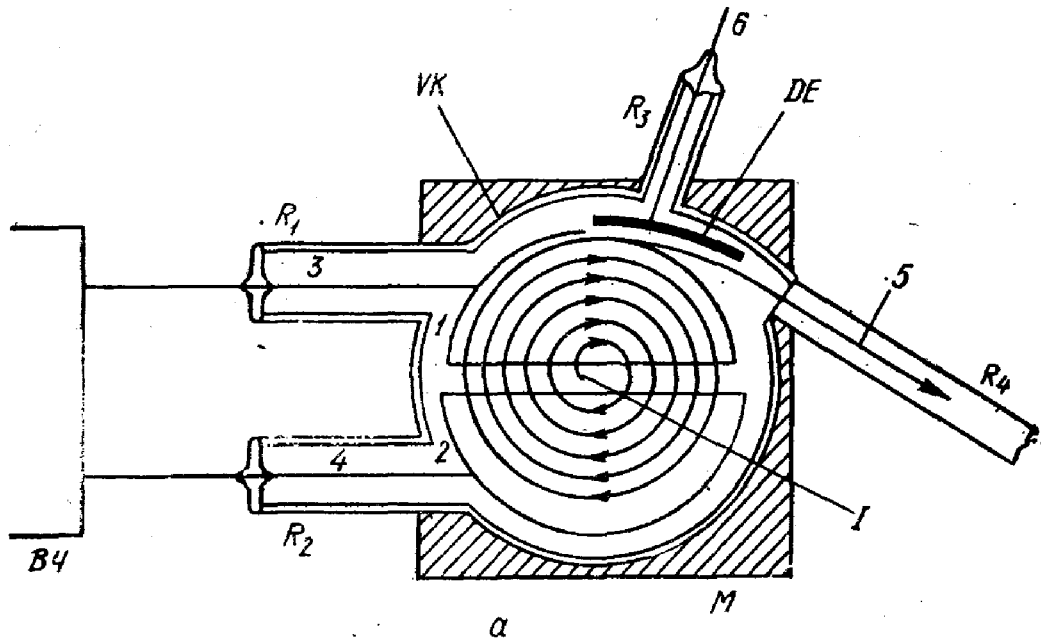
Аввалги параграфда қараб чиқилган чизиқли резонанс тезлаткич маълум камчиликларга эга. Бу камчиликлар шундан иборатки, тезлатилаётган зарраларни жуда катта энергиягача—бир неча ўн, юз ва минг миллион электронвольтгача етказиш керак бўлса, жуда кўп сонли тезлатувчи электрод зарур бўлади.

Лоуренс 1932 йилда Ливингстон билан бирга зарядланган зарраларнинг янги резонанс тезлаткичини ишлаб чиқди. Бу тезлаткич чизиқли тезлаткичдан фарқли ўлароқ, циклик (ҳалқали) резонанс тезлаткичдан иборат; бунда тезлатилувчи зарралар икки электрод орасидаги оралиқнинг ўзини кўп марта ўтади. Бундай циклик резонанс тезлаткич *циклотрон* деб аталди. Унинг схемаси 288- расмда келтирилган.  $M$  магнит қутблари орасида (288- *a* расмда улардан бири кўриниб турибди—штрихланган квадрат)  $R_1, R_2, R_3, R_4$  чиқиқлари бўлган  $VK$  вакуумли овал камера жойлаштирилган. Камера ичида дуантлар деб аталадиган сегмент шаклдаги ичи ҳавол қутисимон 1 ва 2 электродлар ўрнатилган. Дуантлар орасида зазор мавжуд. Дуантлар 3 ва 4 симлар билан юқори частотали генератор қутбларига уланган. Қурилма марказида дуантлар орасидаги зазорда 1 ионлар манбаи бор. 288- *b* расмда юқори частотали генератор томондан қараганда вакуум камерасининг ва дуантларнинг магнит қутблари орасида қандай жойлашганлиги кўрсатилган. Манбадан чиққан ионлар магнит майдонда (чизма текислигига перпендикуляр йўналган) Лоренц кучлари туфайли айлана бўйича ҳаракатлана бошлайди. Зарралар тезлиги ёруғлик тезлигидан анча кичик, яъни  $\beta = \frac{v}{c} \ll 1$  бўлганда  $r$  айлана радиусини қуйидаги муносабатдан топиш мумкин:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e}{c} vH, \quad (121.1)$$

бунда  $e, m, v$  — мос ҳолда зарранинг заряди, массаси ва айлана бўйлаб ҳаракат тезлиги;  $H$  — зарра ҳаракатланаётган жойдаги (магнит қутблари орасидаги) магнит майдон кучланганлиги. (121.1) формуладан

$$v = \frac{e}{mc} rH. \quad (121.2)$$



288- расм.

$\nu$  чизиқли тезлик зарранинг айлана бўйлаб айланиш частотаси билан қуйидаги формула орқали боғланган:

$$\nu = 2\pi \nu r. \quad (121.3)$$

(121.2) ва (121.3) муносабатлардан

$$\nu = \frac{eH}{2\pi mc}. \quad (121.4)$$

Агар энди дуантларга юқори частотали генератордан ўзгарувчан электр майдон қўйилса, у ҳолда зарядланган зарралар бу майдон таъсирида бир дуантдан иккинчи дуантга ҳаракатланади. Дуантлар орасидаги зазорни бир марта ўтиб, улар тезлигини орттиради ва (121.3) формулага мувофиқ зазордан ўтгунига қадар айланган орбита радиусидан ҳам каттароқ радиусли орбита бўйича ҳаракатла-

нади. Дуант ичида ярим айлана ўтиб, зарра яна дуантлар орасидаги зазорга тушади. Агар электр тебранишлар частотасини шундай танласакки, у (121.4) формуладаги частотага тенг бўлса, у ҳолда зарранинг зазор орқали иккинчи марта ўтишида электр майдоннинг йўналиши қарама-қаршисига ўзгаради. Бироқ зарра иккинчи марта ўтишида биринчи ўтишига тескари йўналишда ҳаракатланади, шунинг учун зарра иккинчи ўтишида ҳам биринчи ўтишидаги каби тезланиш олади. Зарранинг зазор орқали кейинги барча ўтишларида ҳам худди шундай ҳол юз беради. Шундай қилиб, зарра ҳар гал электр майдон ўзгариши билан бир тактда ҳаракатланади, яъни резонанс (циклотрон резонанси) рўй беради.

Циклотронда резонанс бўлишига сабаб шуки, электронларнинг айлана бўйлаб ҳаракатланиш хусусий частотаси  $r$  радиусга боғлиқ эмас. Бу (121.4) формуладан келиб чиқади. Агар дуантлар орасидаги зазорда ундан тезлатилувчи зарядланган зарралар ўтаётган моментда потенциаллар фарқи  $V_0$  га тенг, барча ўтишлар сони эса  $K$  га тенг бўлса, у ҳолда циклотронда тезлатилаётган зарралар эга бўладиган энергия қуйидагига тенг бўлади:

$$W = eKV_0, \quad (121.5)$$

яъни чизиқли резонанс тезлаткичлар учун олинган формулага ўхшаш формула бўйича аниқланади. Агар, масалан,  $V_0 = 50\,000$  в,  $K = 20$  бўлса, у ҳолда  $W = 1$  Мэв;  $K = 200$  да  $W = 10$  Мэв;  $K = 2000$  да  $W = 100$  Мэв бўлади. Шундай қилиб, зазор орқали ўтишлар сонини орттириб, жуда юқори энергия олиш мумкин. Бироқ катта энергия олиш учун циклотрон ўлчамларини ҳам орттириш лозим. Ҳақиқатан ҳам, зарралар дуантлар орасидаги зазордан ҳар ўтганида уларнинг тезлиги қуйидаги ифодадан аниқланадиган катталикка ортади:

$$\Delta\left(\frac{mv^2}{2}\right) = eV_0. \quad (121.6)$$

Шунинг учун (121.3) формулага мувофиқ радиус ҳам ортади: зарядланган зарранинг траекторияси 288-а расмда кўрсатилган ёйилувчи спирал шаклини олади. Бу асбобда эришиш мумкин бўлган максимал энергияга (мумкин бўлган орбитанинг максимал қиймати билан аниқланувчи) етганда тезлатилган зарралар дастаси (5) электр майдон мавжуд бўлган  $DE$  оғдирувчи электродлар орасидаги фазога тушади ва тезлаткичдан  $R_4$  трубка ёрдамида олиб чиқилиб, тадқиқ қилинаётган нишонга йўналтирилади. Агар қутблар орасидаги магнит майдон  $10^4$  э га тенг бўлса, у ҳолда 1 Мэв энергияли зарралар олиш учун максимал орбита радиуси 14 см бўлган циклотрон керак (протонларни тезлатишда); 10 Мэв ва 100 Мэв энергияли протонлар олиш учун орбита радиуслари мос ҳолда 45,7 см ва 148 см бўлган циклотронлар зарур. Шундай қилиб, кейинги ҳолда циклотрон магнит қутбларининг (ва мос ҳолда тезлаткич камерасининг) ўлчамлари (диаметри) 3 см дан катта бўлади, яъни бу жуда катта тезлаткич бўлади.

Циклотрон оғир зарраларни — протонларни, дейтронларни,  $\alpha$ -зарраларни ва бошқа енгил элемент атомларининг кўп зарядли ионларини тезлатиш учун қўлланилади. У зарраларни 100 Мэв чамаси энергиягача тезлатиш учун қулайдир.

Электронларни тезлатиш учун циклотрондан фойдаланиб бўлмайди, чунки электронлар массаси тезлик ортиши билан кескин ортиши сабабли магнит майдон доимий бўлганда электронлар энергия қийматининг барча соҳасида электр майдон билан резонансга келмайди. Протонлар ҳам шу сабабли циклотронларда фақат маълум тартибли (25 Мэв гача) энергиягача тезлатилиши мумкин. Бундан юқори энергияда протон массасининг тезликка боғлиқлиги намоён бўла бошлайди.

Барча зарралар учун  $\beta = \frac{v}{c}$  катталики бирга яқинлашганда, яъни релятивистик тезликлар соҳасида оддий циклотрон яроқсиз бўлиб қолади. Зарядланган зарраларни тезлатишда энергия соҳасини кенгайтириш учун тезлаткичларнинг янги системаси — *фазотрон* (бошқача айтганда, *синхроциклотрон*), *синхротрон* ва ниҳоят, *синхрофазотрон* ишлаб чиқилди.

## 122-§. Ўзгарувчан магнит майдонли ва тезлатувчи электр майдони ўзгарувчан частотали ҳалқали тезлаткичлар: фазотрон, синхротрон, синхрофазотрон

Жуда катта энергияга эришгандан сўнг зарра массаси тезликка боғлиқ бўла бошлайди, сўнгра деярли зарра энергиясига пропорционал равишда ортиб боради, шунинг учун тезлаткичда резонанс шарти магнит майдон ва тезлатувчи зазордаги электродларни таъминловчи генератор частотаси ўзгармас бўлганда амалга ошмайди. Магнит майдон ўзгармас бўлганда (121.2) резонанс шартини амалга ошириш учун электродларни таъминловчи генератор частотасини ўзгартириш зарур.

Юқори частотали генератор частотаси ўзгарувчан ва магнит майдони доимий бўлган тезлаткич *фазотрон* ёки *синхроциклотрон* деб аталади.

Фазотрон зарраларни релятивистик тезликларда ҳам тезлатишга имкон беради, у оғир зарралар — протонларни 1000 Мэв энергиягача тезлатиш учун қулай. Бундай энергияларда максимал орбита диаметри 11,28 м ни ташкил этади.

Электронларни тезлатиш учун циклик резонанс тезлаткич қўлланилади. Унда юқори частотали генератор ўзгармас частотага эга бўлган ҳолда магнит майдон тезлатувчи электронлар энергияси ортиши билан унга мос ҳолда орта боради. Бу тезлаткич *синхротрон* деб аталади. Бундай тезлаткичнинг яратилишига сабаб шуки, электронлар 2 Мэв га яқин энергиядаёқ деярли ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига тенг бўлган тезликка эришади; шунинг учун, агар электронни бундай радиусли орбитада тутиб турилса, у ҳолда (121.3)



формулага мувофиқ электронларнинг айланиш частотаси ўзгармай қолади ва қуйидагига тенг бўлади:

$$v_e = \frac{c}{2\pi r} \quad (122.1)$$

Электронлар тезлиги ёруғлик тезлигига яқин бўлгани сабабли, тезликнинг озгина ўзгариши электрон массасини сезиларли ўзгартириб юборади. Масса энергияга боғлиқ ҳолда чизиқли ўзгаради, шу сабабли электронларни доиравий орбита бўйича ҳаракатланишга мажбур қилувчи тезлаткичдаги магнит майдон кучланганлиги ҳам ортиши керак. Бинобарин, тезлаткич электромагнители тезлатилаётган электронлар энергияси ўзгаришига мос ҳолда ўзгарадиган ўзгарувчан ток билан таъминланиши лозим. Таъминлаш кучланиши яхши стабилланган бўлиши керак. Электронлар юқори частотали кучланиш билан тезлатилади. Муайян ўлчамли синхротронда электронлар эришиши мумкин бўлган максимал энергия қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$W = 3 \cdot 10^{-2} H r, \quad (122.2)$$

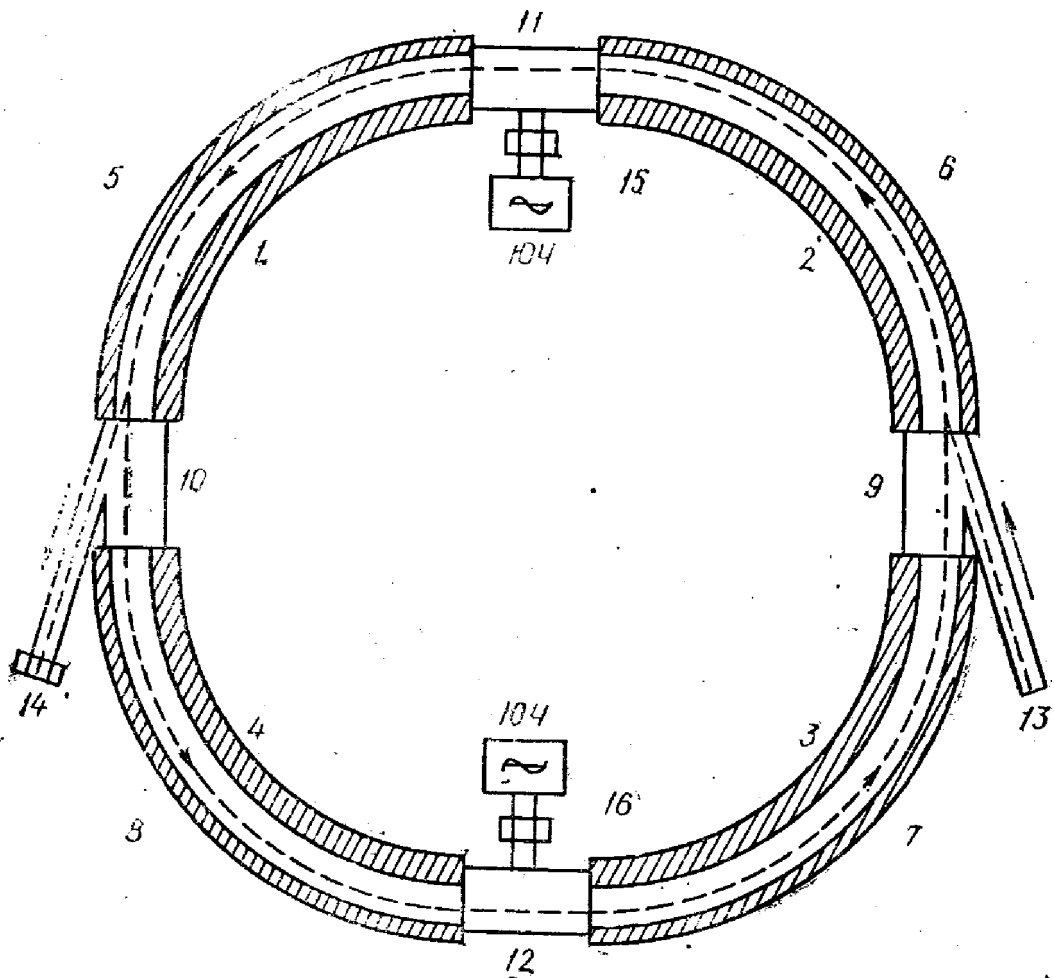
бунда  $H$  — эрстед ҳисобида;  $r$  — метр ҳисобида;  $W$  — мегаэлектрон-вольт ҳисобида ўлчанган.

Масалан, агар  $H = 10^4$  э,  $r = 1$  м бўлса, у ҳолда  $W = 300$  Мэв бўлади. Синхротроннинг тузилиш принципи В. И. Векслер (СССР) ва Мак-Миллан (АҚШ) томонидан бир вақтда ва бир-бирларидан беҳабар ҳолда таклиф қилинган эди. Ҳозирги вақтда турли энергияларга, шу жумладан, бир неча гигаэлектронвольтга мўлжалланган синхротронлар мавжуд.

Синхрофазотронда синхротрон ва фазотрон хоссалари мужасамланган, яъни унда тезлатувчи электр майдон частотаси ҳам, тезлатиладиган зарраларни орбитада тутиб туриш учун хизмат қиладиган магнит майдон катталиги ҳам ўзгаради. Синхрофазотронда фазотрондагидан фарқли ўлароқ, тезлатиладиган зарралар ҳар доим бирдай радиусли орбитада ҳаракатланади. Бунга тезлатиладиган зарралар энергияси (122.2) формулага мувофиқ орта борган сари магнит майдонни ҳам орттириш йўли билан эришилади.

Синхрофазотронлар оғир зарядланган зарраларни (протонлар ва бошқалар) 1 Гэв ва ундан ортиқ энергиягача тезлатиш учун мўлжалланган. Тезлатиш натижасида протонлар тезлиги фақат 4 Гэв га яқин энергиялардагина деярли ўзгармас бўлиб қолади ( $v = 0,98 c$ ), ҳолбуки электронлар бундай тезликка 2 Мэв га яқин энергияда эришади. Шунинг учун протонлар ва бошқа оғир зарраларни тезлатишда орбита бўйлаб айланиш частотаси энергиянинг катта диапазонида ўзгаради, натижада тезлатувчи кучланиш частотасини ўзгартириш жуда зарур бўлиб қолади. Частотанинг бу ўзгариши синхрофазотрон электромагнители магнит майдонининг ўзгариши билан жуда аниқ мос келиши лозим.

289- расмда синхрофазотроннинг принципиал схемаси келтирилган: 1, 2, 3, 4 — ҳалқа магнитнинг секциялари; 5, 6, 7, 8 — вакуум



289- расм.

камеранинг эгри чизиқли қисмлари (тезлатилаётган протонлар шу қисмларда ҳаракатланади); 9, 10, 11, 12 — вакуум камеранинг тўғри чизиқли қисмлари; 13 — бошланғич тезлаткич (чизиқли резонанс тезлаткич ёки Ван-де-Грааф тезлаткичи) бу тезлаткич тезлатиладиган протонларни синхрофазотрон камераси ичида пунктир чизиқ билан кўрсатилган орбитага чиқариб юбориш учун хизмат қилади; бу бошланғич тезлаткич 4 Мэв га яқин энергияли зарралар дастасини беради, уни инжектор деб аталади; 14 — тезлатилган зарраларни нишонга йўналтириш учун мўлжалланган камера учи; ЮЧ — юқори частотали электр майдон генераторлари, бу майдон 11 ва 12 тўғри чизиқли қисмда жойлашган оралиққа берилади; 15, 16 — вариаторлар, улар юқори частотали тезлатувчи майдон тебраниш частотасини узлуксиз ўзгартириш учун хизмат қилади. Бундан ташқари, конструкцияда электромагнитни таъминлаш қурилмаси, вакуум насоси ва асбобни бошқариш учун бир қанча аппаратуралар ҳам кўзда тутилган (улар расмда кўрсатилмаган).

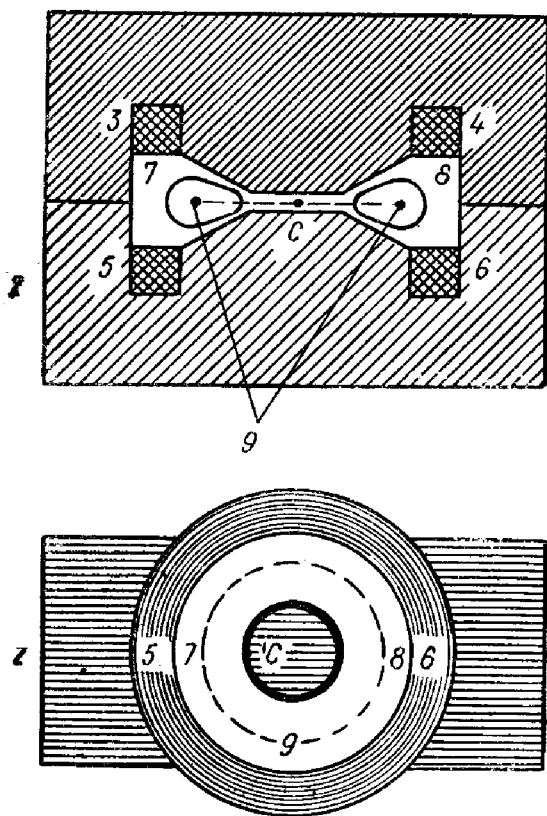
Юқори энергияли тезлаткичларнинг яратилиши элементар зарралар физикаси соҳасидаги тадқиқотлар учун кенг имконият яратиб берди. Ҳозирги вақтда йирик тезлаткич қуриямаларидан турли мамлакатлар олимлари фойдаланмоқдалар. Серпуховодаги совет

синхрофазотронда совет олимларининг катта коллективи социалистик мамлакатлар олимлари билан ҳамкорликда, шунингдек, Франция олимларининг актив иштирокида муваффақиятли иш олиб бормоқда.

### 123-§. Индукцион тезлаткич — бетатрон

1939 йилда Керст (АҚШ) енгил зарраларнинг резонанс циклик тезлаткичини яратди. Бу тезлаткичда электронлар ёки бошқача айтганда,  $\beta$ - зарралар тезлатилгани сабабли бу тезлаткич бетатрон деб аталди. Бу тезлаткични ишлаб чиқиш назариясига совет физиги Я. П. Терлецкий катта ҳисса қўшди.

Бетатронда ўзгарувчан магнит майдон индукциялаган уюрмавий электр майдондан фойдаланилади. Ўзгарувчан магнит майдон ўзгарувчан ток трансформаторининг очиқ ўзаги қутблари орасида уйғотилади (290-расм); 1 ва 2—бетатрон электромагнитининг ўзаги, у трансформатор ўзаги сингари, трансформатор пўлати листларидан йиғилган (290-расмга қаранг, пастда); 3, 4, ва 5, 6— электромагнит чулғамлари; 7, 8— вакуум камераси, унда тезлатилувчи электронлар айланма орбиталар бўйича ҳаракатланади; 9— электронлар орбитаси. Расмда инжектор, нишон, вакуум насослари ва бошқа қисмлар кўрсатилмаган.



290- расм.

Электромагнит чулғамларидан ўзгарувчан ток оқиб ўтиши сабабли, электромагнит ўзагида, бинобарин, тезлатилувчи электронлар ҳаракатланаётган фазода ҳам ўзгарувчан магнит майдон уйғонади, у ўз навбатида уюрмавий электр майдонни вужудга келтиради (индукциялайди). Электр майдон кучланганлик чизиқлари мазкур ҳолда маркази С бўлган концентрик айланалардан иборат. Индукция э. ю. к. катталиги

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (123.1)$$

га тенг, бунда  $\Phi$ —тезлатилувчи электронлар орбитаси қамраб олган магнит оқими. Электромагнит чулғамидан ўтувчи  $I$  ток

$$I = I_m \sin \omega t \quad (123.2)$$

синусоида қонун бўйича ўзгаради, бунда  $I_m$ — ток амплитудаси;  $\omega = 2\pi\nu$  — тебранишларнинг циклик частотаси,  $\nu$  частота одатда 50 *гц* га тенг бўлади.

Электромагнит зазоридаги (камера ҳам шу ерда жойлашган) магнит майдон катталиги доимий бўлмай, периферийга камайиб бориши сабабли (тезлатилувчи электронларнинг турғун ҳаракатланиши учун шундай бўлиши зарур), зазордаги электронларнинг орбитаси қамраб оладиган магнит майдон учун бирор ўртача  $H$  қиймат киритиш мумкин. У ҳолда магнит оқими  $\Phi$  қуйидагига тенг бўлади:

$$\Phi = \pi R^2 \bar{H} \sin \omega t, \quad (123.3)$$

бунда  $R$ — электронлар орбитасининг радиуси. Демак, орбитадаги э. ю. к. қуйидагига тенг бўлади:

$$\mathcal{E}_i = \pi \omega R^2 \bar{H} \cos \omega t. \quad (123.4)$$

Кейинги тадқиқотлар шуни кўрсатдики, электронлар магнит майдон қуйидаги шартларни қаноатлантирадиган орбита бўйича турғун ҳаракатланади:

$$H = \frac{\bar{H}}{2}, \quad (123.5)$$

$$\bar{H} = \frac{1}{\pi R^2} \int_S H dS, \quad (123.6)$$

бунда  $S$  — орбита эгаллайдиган майдон юзи.

Шундай қилиб, бетатронда ҳаракатланаётган электронга бир вақтда икки куч — Лоренц кучи ва ўзгарувчан магнит майдон индукциялаган

$$F = \frac{e\mathcal{E}_i}{2\pi R} \quad (123.7)$$

га тенг бўлган тезлатувчи майдон кучи таъсир қилади. Шу куч мавжудлиги туфайли электронлар ўз энергиясини орттириб тезланади. Бетатрон ёрдамида электронлар 1—100 *Мэв* энергия интервалида тезлатилади.

Бетатрон тез электронлар олиш учун, шунингдек, етарлича қаттиқ  $\gamma$ - нурлар олиш учун (улар нишонни тезлатилган электронлар билан бомбардировка қилинганда ҳосил бўлади) жуда содда ва қулай аппаратдир. Шунинг учун бетатронлар металлларни  $\gamma$ - нурлар билан ёриштиришда ва шунингдек, медицинада кенг қўлланилади.

## ЯДРО РЕАКЦИЯЛАРИ

## 124-§. Радиоактивлик

Бу бобда атом ядроларининг турли сабабларга кўра вужудга келган барча мумкин бўлган айланишлари қараб чиқилади. Ядро реакцияларига ядроларнинг ўз-ўзидан айланиши, яъни баъзи умумий қонуниятлари 103- § да ишлаб чиқилган радиоактивлик ҳам киради.

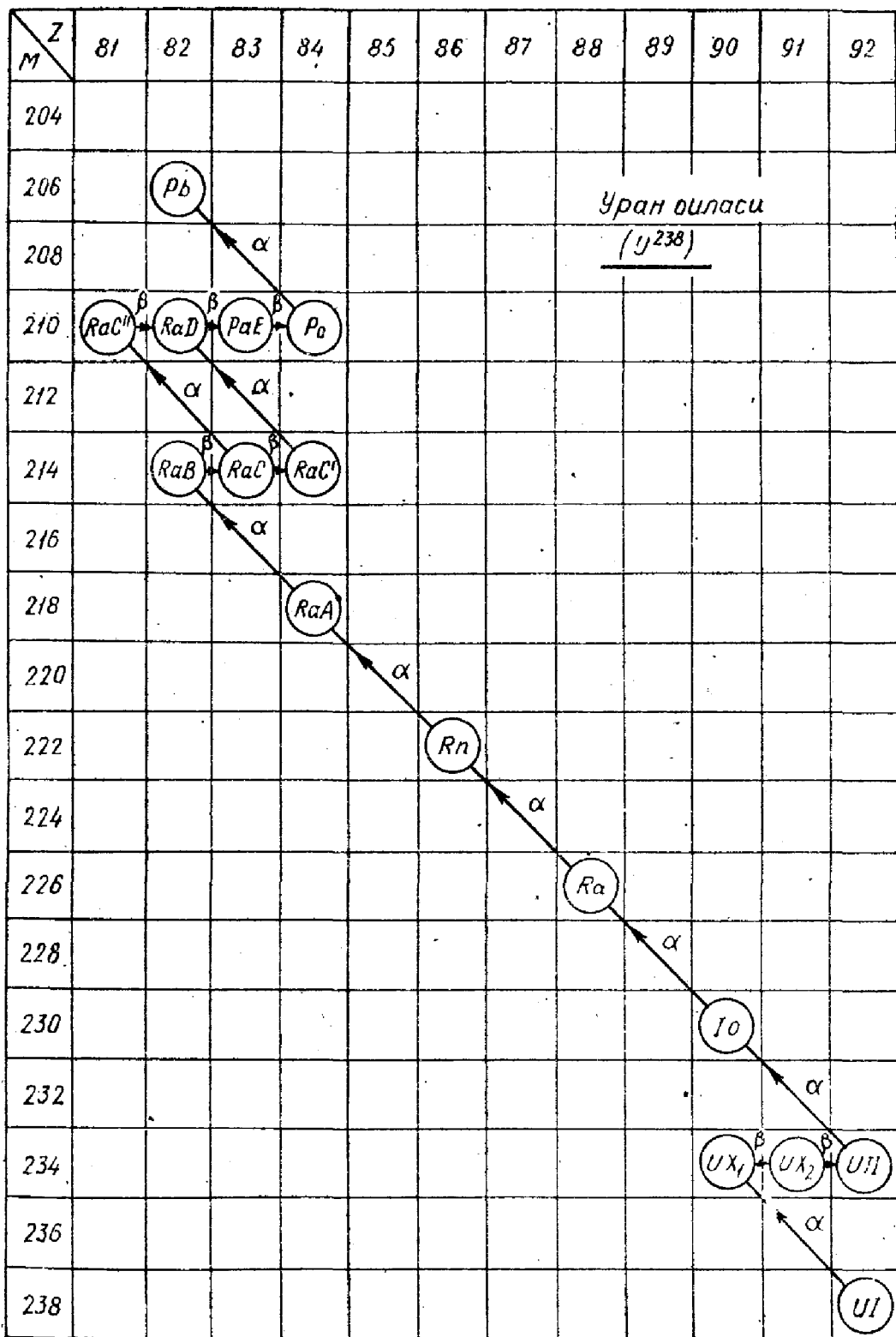
Бу параграфда (103-§ да) радиоактив моддалар емирилганда, янги моддалар ҳосил бўлиб, бу моддалар ё радиоактивлик хоссаларига эга бўлиши, ё турғун моддалар — стабил моддалар бўлиши кўрсатилган эди. Кетма-кет радиоактив айланишлар занжири ва янги моддалар — ушбу айланишлар натижасида ҳосил бўлган маҳсулотлар тўплами радиоактив моддалар оиласининг ҳосил бўлишига олиб келади. Радиоактив оила берилган битта радиоактив элементнинг радиоактив емирилишидан ҳосил бўлган маҳсулотлар — барча элементлар тўпламидан иборат. Ҳозирги вақтда бир қанча радиоактив оилалар маълум. Булардан уч оила учун табиий элементлар — уран-238, торий-232 ва уран-235 она элементлар ҳисобланади. Уран-235 ни актиноуран деб ҳам аталади, у яна  $\text{AcU}$  кўринишда ҳам белгиланади. Тўртинчи радиоактив оиланинг она элементи сунбий нептуний-232 ( $\text{Np}^{232}$ ) элементдир.

$\alpha$ - радиоактивликда ядро  $\alpha$ - зарралар чиқаради. Бунда у 4 нуклон ва 2 мусбат элементар заряд йўқотади. Натижада  $\alpha$ - емирилиш туфайли ҳосил бўлган янги атом ядросининг масса сони емирилган (она) ядронинг масса сонидан 4 бирлик кам бўлади.  $\alpha$ - емирилишда ҳосил бўладиган химиявий элемент ҳам Менделеев элементлар даврий системасида 2 номер олдинда туради.

$\beta$ - радиоактивликда ( $\beta$ - емирилишда) радиоактив ядро ё электронлар, ё позитронлар чиқаради.  $\beta$ - емирилиш натижасида ҳосил бўлган янги атом ядроси Менделеев элементлар даврий системасида емирилган радиоактив элементдан бир номер кейинги химиявий элементга (агар  $\beta$ - емирилишда электронлар чиқарилса) ёки бир номер олдинги элементга (агар  $\beta$ - емирилишда позитронлар чиқарилса) мос келади.

Шуни таъкидлаб ўтиш лозимки, позитрон активлик бошқа ядро реакциялари натижасида ҳосил бўладиган сунбий-радиоактив элементларда кузатилади. Юқорида келтирилган, ядроларни— маҳсулотни радиоактивлик типни бўйича қайси типга тегишли эканлигини аниқлашга имкон берувчи қондалар силжиш қондалари деб аталади.

$\gamma$ - радиоактивликда ҳосил бўлувчи атом ядроси дастлабки ядро билан бир хил зарядга ва масса сонига эга бўлади, яъни унга мос келувчи химиявий элемент дастлабки элементга идентиклигича қо-



291- расм.

лади. Янги ядронинг дастлабки радиоактив ядродан фарқ шундаки, янги ядро дастлабкисига қараганда камроқ энергияга эга бўлади.

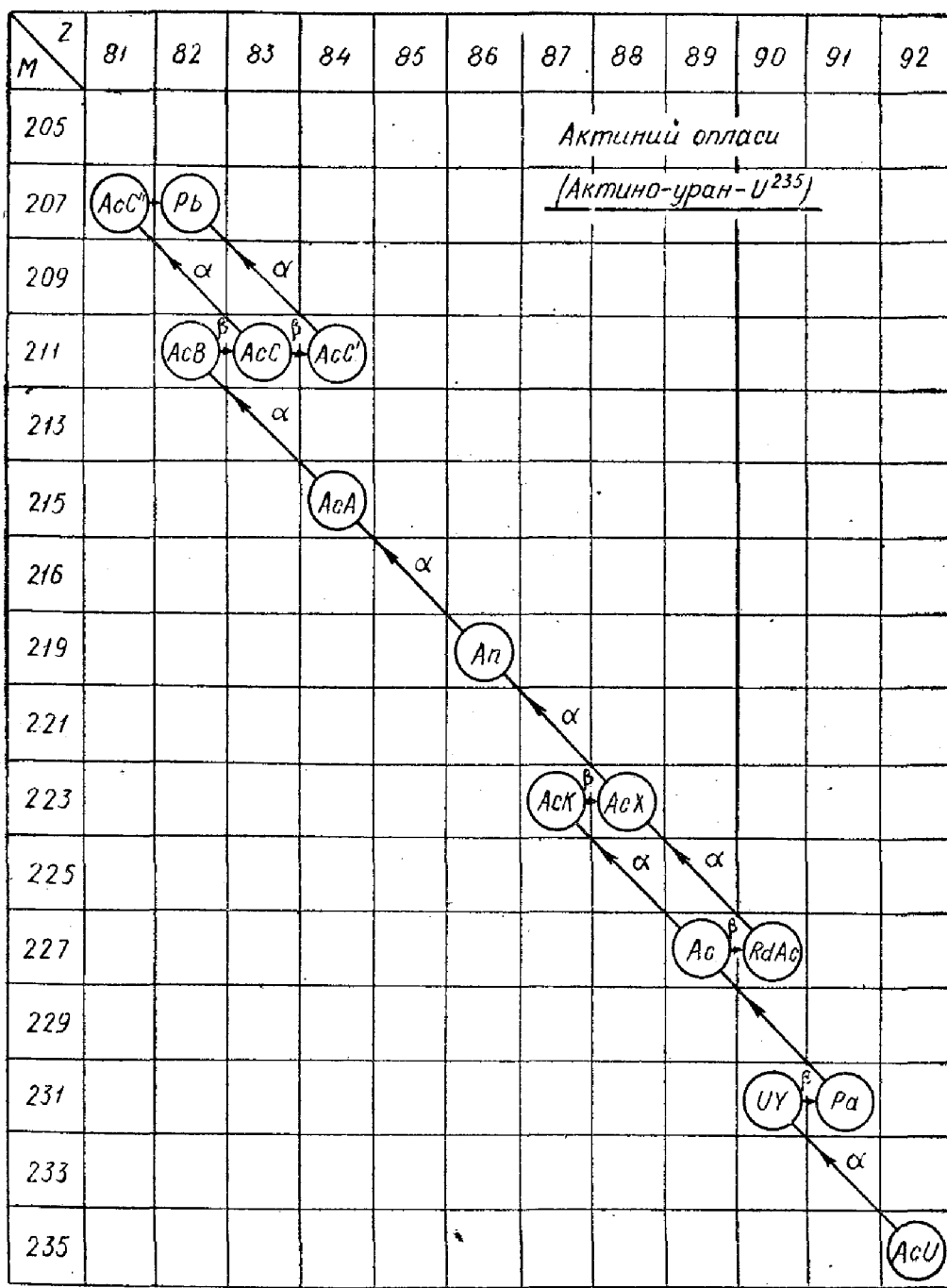
Радиоактив оилаларнинг ҳосил бўлиш схемасини қараб чиқамиз. Табiiй-радиоактив элементлар бўлган ҳол учун шундай схемалар 291-, 292-, 293- расмларда тасвирланган.

Юқоридаги рақамлар элементнинг Менделеев даврий системасидаги тартиб номерини (ёки ядродаги протонлар сонини) билдиради; чап томондаги рақамлар масса сонини билдиради; қия стрелкалар  $\alpha$ -емирилишни, горизонтал стрелкалар эса  $\beta$ -емирилишни билдиради. Бу расмларда элементлар радиоактивликни ўрганишда олган тарихий номлари билан берилган (масалан, RaA, RaC, U<sub>X1</sub> ва ҳ. к.). Уларнинг ҳақиқий номларини аниқлаш мумкин, бунинг учун элементнинг Менделеев жадвалидаги ўрнини (Z) топиш керак. Масалан, AsK нинг тартиб номери 87, демак, бу франций Fr изотопидир.

Расмлардан кўриниб турибдики, битта  $\alpha$ - зарра чиқариш ядрони (элементи) элементларнинг даврий системасида олдинга томон 4 масса сони бирликка ва 2 заряд бирликка силжитади, битта  $\beta$ - зарра чиқариш эса ядрони Менделеев элементлар даврий системасида охирига томон бир заряд бирликка силжишга олиб келади. 291- расмда уран (U<sup>238</sup>) нинг радиоактив оиласи, 292- расмда актиний оиласи (аниқроғи актиноуран U<sup>235</sup>) ва 293- расмда торий (Th<sup>232</sup>) оиласи тасвирланган. Дастлабки (она) ядролар бир қатор  $\alpha$ - ва  $\beta$ -емирилишларни бошидан кечириб, турли хил оралиқ радиоактив элементларни ҳосил қилади, бу элементларнинг ярим емирилиш даври турлича бўлади. Бу барча оилаларнинг охириги натижавий элементи кўрғошиндир (кўрғошиннинг турғун изотоплари: Pb<sup>206</sup>, Pb<sup>207</sup> ва Pb<sup>208</sup>).

Сунъий радиоактив оилаларда, шунингдек, қатор бошқа ҳолларда бўладиган айланишлар кўрғошиннинг стабил (турғун) изотоплари Pb<sup>202</sup>, Pb<sup>203</sup> билан тугайди. Кўрғошиннинг яна бир турғун изотопи (Pb<sup>204</sup>) бор. Бу билан бир қаторда кўрғошиннинг радиоактив изотоплари ҳам мавжуд. Тоғ жинсларидаги турли хил кўрғошин изотоплари таркибини ўрганиш уран, торий ва бошқа элементларни қидиришга имкон беради.

Радиоактив емирилишни квант механикаси принциплари асосида тушунтириш мумкин. Ядро электр потенциалининг тақсимотини ўрганиш шуни кўрсатдики, уни ядронинг ички қисмини ўраб турувчи потенциал тўсиқ кўринишида тасвирлаш мумкин экан. 294- расмда ядро яқинидаги потенциал тақсимоти (ёки бирлик мусбат электр заряд потенциал энергиясининг тақсимоти) кўрсатилган. Потенциал тўсиқнинг максимал баландлиги  $W_0$  га мос  $r_e$  масофадан (уни атом ядросининг радиуси деб қабул қилиш мумкин) катта масофаларда потенциал Кулон қонунига мувофиқ ўзгаради. Ундан кичик масофаларда эса потенциал кескин тикка тушиб, нолдан пастга тез тушиб кетади. Бинобарин, зарралар ядро ичида потенциал тўсиқ билан ўралгандек туради. Классик механика (Ньютон механикаси) қонунларига кўра, агар зарралар энергияси  $W_a$  по-

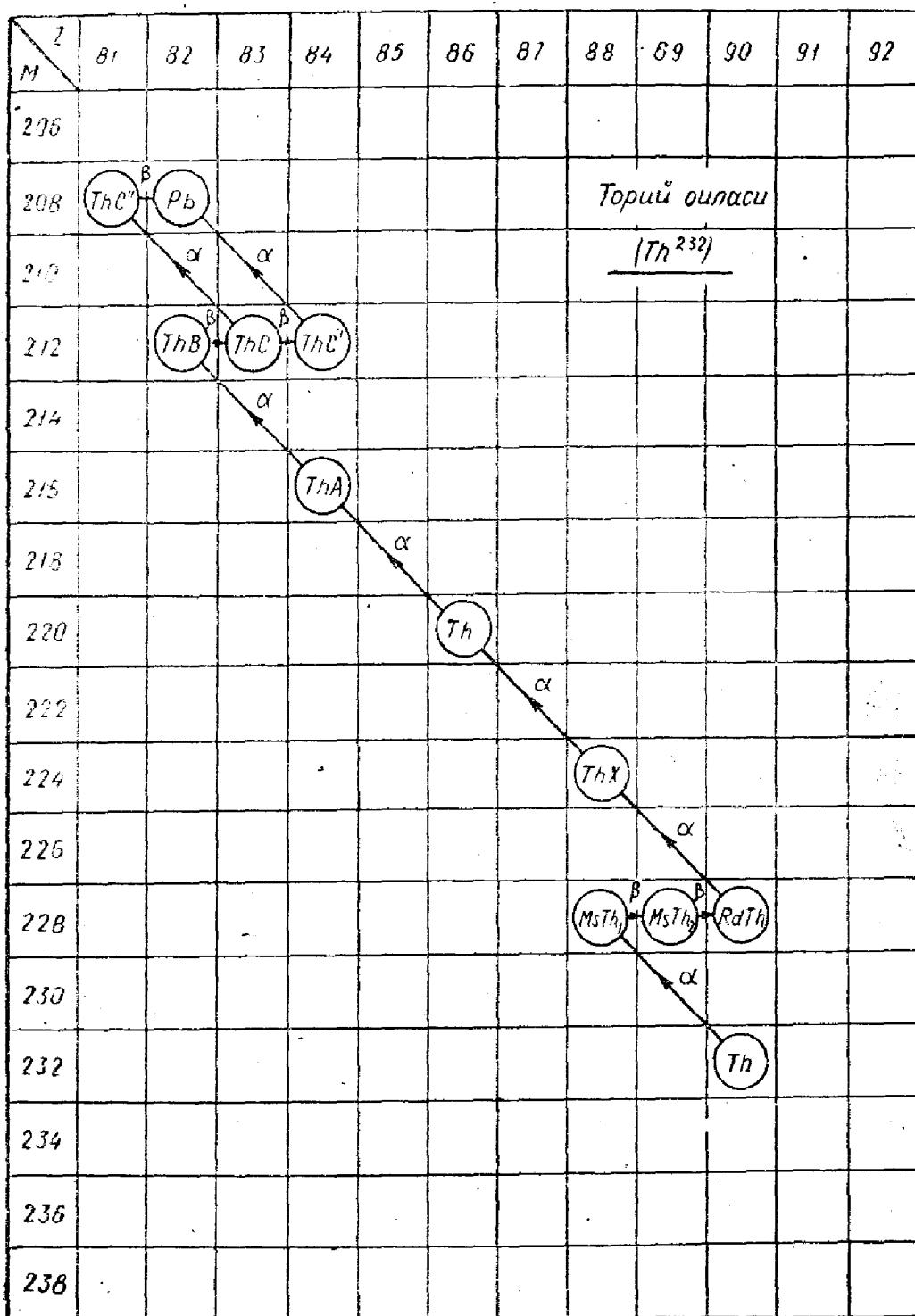


292- расм.

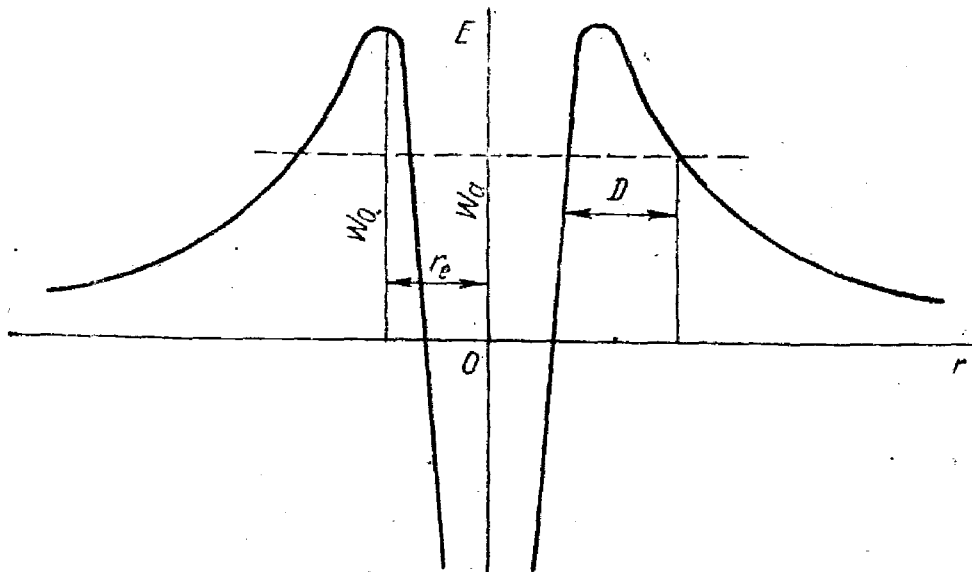
тенциал тўсиқ  $W_0$  дан паст бўлса, улар потенциал тўсиқдан ташқарига чиқа олмайди.

Бироқ квант механикаси потенциал тўсиқ доирасида ҳаракатланувчи зарралар учун бошқа қонунни беради. Квант механикаси тасавурларига кўра ҳар қандай зарра ҳаракатига тўлқин тарқалиши мос келади. Тўлқинлар потенциал тўсиқ орқали тўсиқ қалин-





293- расм.



294-рasm.

лиги  $D$  ва баландлиги  $W_0$  қанча кичик бўлса, шунча катта бирор чекли ўтиш эҳтимолига эга бўлгани сабабли, зарраларнинг ҳам атом ядросини ўраб олган потенциал тўсиқ орқали чекли ўтиш эҳтимолиги мавжуддир. Агар атом ядросида  $\alpha$ - зарра  $W_\alpha$  энергияга эга бўлса, у ҳолда зарра  $D$  қалинликдаги  $W_\alpha$  баландликка эга бўлган потенциал тўсиқдан ўта олади. Потенциал тўсиқдан ўтиб,  $\alpha$ - зарра кинетик энергияга эга бўлади.

Тажриба шуни кўрсатадики, ҳамма  $\alpha$ - зарралар берилган ядро учун қатъий аниқ бир хил кинетик энергияга, бинобарин, моддада бир хил югуриш узунлигига эга. Бунга сабаб шуки, уларнинг ҳаммаси берилган атом ядросидан бирор тайинли сатҳдан учиб чиқади. Агар  $\alpha$ - зарралар атом ядросида бир нечта дискрет сатҳларда бўлиши мумкин бўлса, у ҳолда  $\alpha$ - зарралар бир нечта (қатъий аниқ) энергияда чиқиши мумкин. Атом ядроси бир энергетик сатҳдан бошқасига ўтганда  $\alpha$ - зарралар билан бирга  $\gamma$ - фотонлар ҳам чиқаради, яъни электромагнит нурланиш ҳам содир бўлади. Берилган атом ядроси учун  $\gamma$ - нурланишлар частоталарининг дискрет тўплами мавжуд, у атом ядросидаги энергетик сатҳлар тўпламига қараб аниқланади.

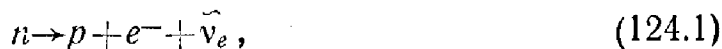
Шундай қилиб,  $\alpha$  ва  $\gamma$ - зарралар ҳоли учун бу зарраларнинг дискрет нурланиш спектрлари мавжуддир. Аксинча,  $\beta$ - зарралар чиқариладиган ҳолда туташ спектрлар ҳосил бўлади, яъни нолдан максимал қийматгача эга бўлган турли энергияли электронлар (ёки позитронлар) чиқади. Атом ядроси қатъий аниқ дискрет энергия сатҳларига эга бўлгани сабабли, туташ энергия спектрлари билан  $\beta$ - зарралар чиқиши узоқ вақт тушунарсиз бўлиб қолди.

Бу фактни Паули қуйидагича тушунтирди. У шундай тасаввурни илгари сурди: ядродан электрон учиб чиқаётганда у билан бир вақтда ўзи билан энергиянинг бир қисмини олиб кетадиган бошқа зарра

ҳам учиб чиқади. Электрон ва бу зарра энергияларининг йиғиндиси электронларнинг максимал энергиясига тенг, яъни  $\alpha$ -емирилишдаги каби берилган ядро учун доимий катталиқдир. Бироқ электрон билан ўша зарра орасидаги энергия тақсимооти тасодифий, яъни статистик қонунларга бўйсунди. Бу зарра нейтрино деб аталди. У зарядга ва тинч ҳолатдаги массага эга эмас. Лекин  $\frac{1}{2} \hbar$  спинга (ҳаракат миқдори моментига), яъни электроннинг спинига тенг спинга эга. Бу зарра ҳақидаги тасаввур тўғри бўлиб чиқди.  $\beta$ -емирилишда ҳамма сақланиш қонунлари: энергиянинг, массанинг, заряднинг, ҳаракат миқдорининг, ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонунлари бажариладир экан.

Зарядланган зарралар чиқариш билан бир қаторда радиоактив айланишнинг зарралар чиқариш эмас, аксинча, зарядланган зарраларни тутиб қолишдан иборат бўлган яна бир ўзига хос кўриниши кузатилади. Бир қатор атом ядролари  $K$ -қобиқдаги (яъни ядрога энг яқин электрон қобиқдаги) электронларни тутиш хусусиятига эга. Бу ҳодиса  $K$ -тутиш деб аталади.

Радиоактив айланишда электронлар чиқиши нейтроннинг қуйидаги схема бўйича электрон ва нейтрино (аниқроғи, антинейтрино) чиқариш билан протонга айланиш процесси сифатида қаралади:



бунда  $n$  ва  $p$ —нейтрон ва протон символлари;  $e^{-}$ —электрон;  $\bar{\nu}_e$ —антинейтрино;  $\bar{\nu}_e$  (ёки  $\nu_e$ ) даги  $e$  индекс электрон антинейтриносини (мас ҳолда электрон нейтриносини) билдиради.  $K$ -тутишда айланиш бошқача схема бўйича содир бўлади, чунончи протоннинг нейтронга айланиши қуйидагича:



бунда  $\nu_e$  — нейтрино.

Эслатиб ўтиш керакки, бу реакция билан протонлар чиқариш реакцияси



рақобатлашади.

(124.2) ва (124.3) реакцияларни айти бир атом ядроларида кузатиш мумкин.

$K$ -тутиш реакцияларини 1938 йилда Л. Альварец очган эди. Бу процесс  $Z$  тартиб номери дастлабки элементдан битта кам бўлган элементларнинг ҳосил бўлишига олиб келади. Ҳосил бўлган янги элемент ( $K$ -тутишдан кейин) атомининг  $K$  электрон қобиғида бўш сатҳ пайдо бўлади, бунинг натижасида янги элемент рентген спектрининг  $K$ ,  $L$  ва бошқа серияли характеристик нурланиши мумкин бўлади. Бу ҳақиқатдан ҳам кузатилади.

Пировардида таъкидлаб ўтамизки, радиоактив емирилишда атом ядросининг  $\alpha$ -зарралар чиқариши атом ядросида  $\alpha$ -зарраларга

группа бўлиб бирлашган нуклонлар мавжуд бўлиб, улар атом ядросидан мустаҳкам, мураккаб тузилма тарзида учиб чиқишини кўрсатади.

### 125-§. Альфа-зарралар таъсирида бўладиган ядро реакциялари

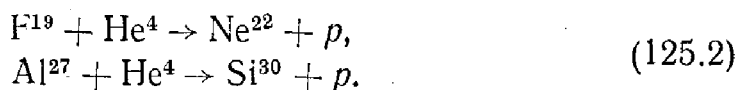
$\alpha$ - зарралар таъсирида содир бўладиган ядро реакциялари шу жиҳатидан катта қизиқиш уйғотадики, бу реакциялар натижасида дастлабки ядрога нисбатан массасида катта ўзгариш бўлган элементлар атом ядролари ҳосил бўлади. Масалан,  $\alpha$ - зарралар билан азотни бомбардимон қилинганда кислород ҳосил бўлади ва протон учиб чиқади; фторни бомбардимон қилинганда эса неон ҳосил бўлади ва протон учиб чиқади. Шундай қилиб,  $\alpha$ - зарралар таъсирида бўладиган ядро реакциялари натижасида анча оғирроқ элементлар ядролари ҳосил бўлиб, бу билан бир вақтда протонлар учиб чиқиши кузатилади. Бошқа ҳолларда ядролардан нейтрон учиб чиқиб янги барқарор ёки радиоактив атом ядролари ҳосил бўлиши ва улар позитрон емирилишга дуч келиши мумкин (агар ҳосил бўлган ядро радиоактив бўлса).

Ядро реакциялари механизми ҳақидаги тасаввурларга кўра позитрон емирилиш қуйидагича рўй беради. Тез зарра атом ядроси билан тўқнашганда уларнинг ўзаро қўшилиши содир бўлади, бунинг натижасида зарра нуклонлари ва нишон ядроси нуклонларини ўз ичига олган оралиқ уйғонган атом ядроси ҳосил бўлади. Ҳосил бўлган мураккаб ядро у ёки бу яшаш вақтига эга бўлиб, шундан сўнг у емирилади, яъни янги ядро (бир қатор ҳолларда жуда енгил зарралар чиқариш билан) ҳосил бўлади.

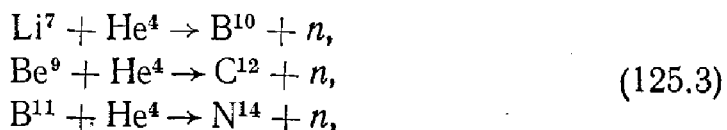
Ядро реакцияларини ёзишда химиявий реакцияларнинг ёзилишига ўхшаш символика қўлланилади. Масалан, азотни  $\alpha$ - зарралар билан бомбардимон қилганда бўладиган ядро реакцияси қуйидагича ёзилади:



Бу ёзув азот ядроси  $\alpha$ - зарралар билан тўқнашганда кислород атомига айланади ва бунда протон чиқаради деган маънони билдиради. Шунга ўхшаш фтор ва алюминий бомбардимон қилинганда қуйидаги реакциялар ўринлидир:

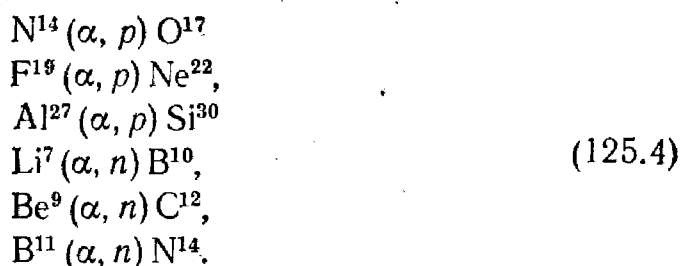


$\alpha$ - зарралар таъсирида протонлар чиқариш билан бўладиган реакциялар билан бир қаторда, нейтронлар чиқариш билан бўладиган реакциялар ҳам содир бўлади:



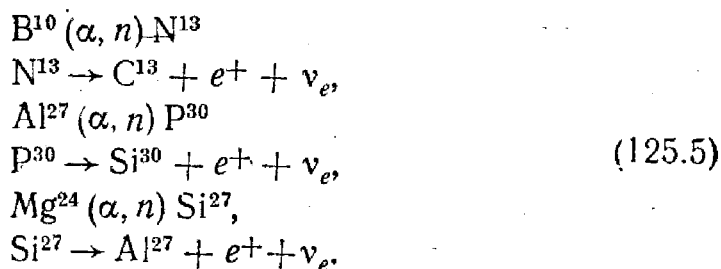
бунда  $n$  — нейтрон символи. Баъзан  $p$  ва  $n$  символлари ўрнига  $p^1$ ,  $n^1$  ёки  $p_0^1$  ва  $n_0^1$  ёзилади. Биз  $p$  ва  $n$  символлардан фойдаланамиз. (125.1) — (125.3) формулаларда  $\alpha$ - зарралар гелий ядроси ( $\text{He}$ )<sup>4</sup> каби белгиланган

Ядро реакцияларини ёзиш учун яна бир символик ёзиш формаси қўлланилади: бунда бомбардимон қилинаётган ядро қавсдан олдинга, қавс ичига атом ядросини бомбардимон қилаётган зарра ва учиб чиқувчи зарра ва ниҳоят, қавсдан кейин ядро реакцияси натижасида ҳосил бўлувчи ядро ёзилади. Юқорида келтирилган олгита ядро реакцияси символик равишда қуйидагича ёзилиши мумкин:



(125.4) формулалар билан тасвирланган ядро реакциялари натижасида барқарор ядролар ҳосил бўлади. Лекин, шунингдек, қатор ядро реакциялари борки, улар сунъий-радиоактив ядролар ҳосил бўлишига олиб келади.

Қуйида  $\alpha$ - зарралар таъсирида бўладиган ядро реакцияларига мисоллар келтирилган (бунда ҳосил бўлган сунъий-радиоактив ядролар позитрон  $\beta$ - емирилишга дуч келади).



$\text{N}^{13}$ ,  $\text{P}^{30}$ ,  $\text{Si}^{27}$  атом ядролари  $\beta$ -радиоактив бўлиб, позитронлар чиқаради ( $e^+$  символи). Бу ядроларнинг ярим емирилиш даври мос ҳолда 14 мин, 2,5 мин ва 3,25 мин.

$\text{Be}^9 (\alpha, n) \text{C}^{12}$  реакциядан кўпинча нейтронлар олиш учун фойдаланилади. Нейтронлар манбаи бўлган бериллий радийдан чиқадиган  $\gamma$ -зарралар билан нурлантирилади. Бундай манба радий-бериллий манба деб аталади.

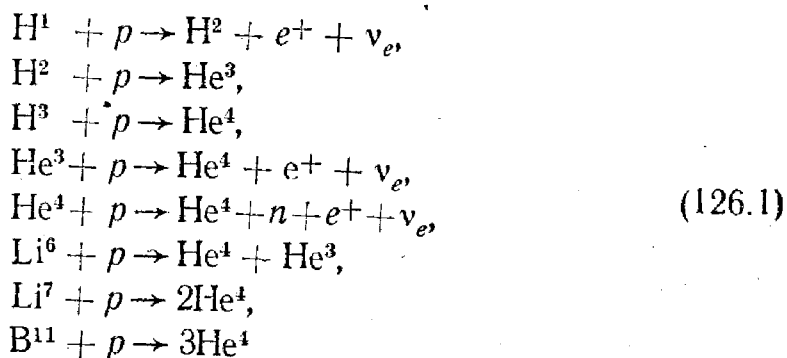
Радиоактив айланишларда  $\alpha$ - ва  $\beta$ - зарралар чиқариш билан бир қаторда  $\gamma$ - квантлар ҳам чиқариш содир бўлади.

Ҳозирги вақтда гелий изотопи ядроси  $\text{He}^4$ , яъни  $\alpha$ - зарралар билан бир қаторда бирор тезлаткичда тезлатилган  $\text{He}^3$  изотоп ядроси ҳам қўлланилади. Бу эса мумкин бўлган ядро реакциялари сонини беҳад кенгайтиради.

### 126-§. Протонлар таъсирида бўладиган ядро реакциялари

Протонлар  $\alpha$ - зарраларга нисбатан икки марта кам мусбат зарядга эга ва шу сабабли, ядро томонидан заифроқ итарилади. Бинобарин, улар ядро ичига потенциал тўсиқдан осонгина ўта олади. Шунинг учун протонлар таъсирида бўладиган ядро реакциялари  $\alpha$ -зарралар таъсирида бўладиган ядро реакцияларига нисбатан камроқ энергияларда содир бўлиши мумкин.

Ядро реакциялари учун зарур бўлган бир неча мегаэлектрон-вольт ва ўнлаб мегаэлектронвольт энергияли тез протонлар тезлаткичлар (одатда, циклотронлар) ёрдамида олинади. Етарлича катта энергияли протонлар таъсирида деярли ҳамма ядроларда ядро реакцияларини амалга ошириш мумкин. Шундай реакцияларга мисоллар келтирамиз:



ва ҳ. к.

(126.1) дан кўришиб турибдики, протонлар таъсиридаги реакциялар натижасида  $\text{Li}^6$ ,  $\text{Li}^7$ ,  $\text{B}^{11}$  ядроларнинг  $\alpha$ - зарраларга парчаланиши содир бўлади. Бу парчаланишда катта миқдорда энергия ажраллади. Масалан,  $\text{Li}^7 + p \rightarrow 2\text{He}^4$  реакция ҳар бир парчаланиш актида 17,25 Мэв энергия ажралади билан боради.

Агар  $1 \text{ g Li}^7$  парчаланса эди, у ҳолда  $4 \cdot 10^8$  ккал энергия ажралган бўлур эди. Бироқ протонларнинг  $\text{Li}^7$  ядролари билан бўлган тўқнашишларидан жуда кам қисмидагина парчаланиш реакцияси рўй беради. Демак,  $\text{Li}^7$  нинг сезиларли миқдордаги парчаланиш реакцияларини олиш учун жуда кўп сонли протонларни тезлатиш зарур. Бундан келиб чиқадики, протонларни тезлатиш учун сарф қилинадиган энергия ядро реакциялари натижасида олинадиган энергиядан ортиқ бўлади.

Катта энергияли протонлар мураккаб ядрони алоҳида нуклонларга парчалаши мумкинки, бу қалин қатламли фотоэмульсиялар ёрдамида кузатганда юлдузларни беради (чақнашлар ҳосил бўлади). Протонлар таъсиридаги ядро реакциялари атом ядроси структурасини ва хоссаларини тушунтиришда ва ядро кучлари майдонини ўрганишда катта аҳамиятга эга.

Протонлар таъсирида бўладиган биринчи реакцияларни Кокрофт ва Уолтон 1932 йилда амалга оширган эди; бу мақсадда тезлаткичдан фойдаланиб, улар литийнинг протонлар билан реакцияларини амалга оширганлар:



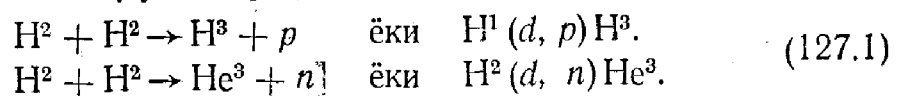
Қатор ҳолларда протонларнинг атом ядросида оддий тутилиши содир бўлади, ортиқча энергия эса қаттиқ  $\gamma$ -квантлар тарзида нурланади.

Ҳозирги вақтда физика ва зарядланган зарраларни тезлатиш техникасининг интенсив ривожланиши туфайли бир неча мегаэлектронвольтдан бошлаб то юз гигаэлектронвольтгача мумкин бўлган ҳар қандай энергияли протонлар олиш мумкин. Натижада тезлатилган протонлар атом ядроси ва элементар зарраларни тадқиқ қилиш учун энг қувватли воситалардан бири бўлиб қолади.

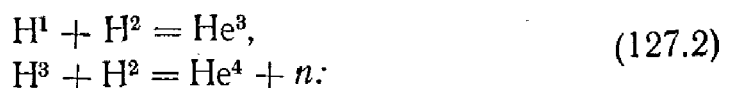
### 127-§. Дейтронлар таъсирида бўладиган ядро реакциялари

Дейтрон бғир водород изотопи—дейтерий (химиявий симболи  $D$ ) атоми ядросидир. Дейтрон битта нейтрон ва битта протондан иборат, унинг белгиси  $H^2$  ёки  $d$ . Дейтрон бор-йўғи  $2 \text{ Мэв}$  га яқин боғланиш энергиясига эга. Шу туфайли у бошқа атом ядролари билан тўқнашганда протон ва нейтронга парчаланadi. Ҳосил бўлган зарралардан бири бомбардимон қилинаётган атом ядроси билан реакцияга киришади. Иккинчиси эса қатнашмайди. Дейтронлар таъсиридаги реакциялар жуда катта эффективликда ўтади, айниқса, агар дейтронда заряд мавжудлиги уни тезлатиши мумкинлигини ва шу туфайли бундай дейтронлар парчаланганда ажралган нейтронлар катта энергияга эга бўлиши мумкинлигини ҳисобга олинса, бу яққол кўринади. Дейтронлар таъсирида бўладиган муҳим реакциялар қаторига дейтронларнинг дейтронлар билан реакциясини киритиш мумкин. Афтидан, бу реакция ядро реакциялари энергиясидан тинчлик мақсадларида фойдаланишда атом ядроларининг синтез реакциясини амалга ошириш асосини ташкил қилади.

Дейтронларнинг дейтронлар таъсиридаги реакциялари натижасида турли хил маҳсулотлар ҳосил бўлади:



Биринчи реакция ҳар бир айланиш актида  $4,03 \text{ Мэв}$  энергия ажралиш билан, иккинчиси эса  $-3,26 \text{ Мэв}$  энергия ажралиш билан боради. Биринчи реакция натижасида масса сони 3 га тенг бўлган водород изотопи—третий ва оддий водород ҳосил бўлади, иккинчи ҳолда эса масса сони 3 га тенг бўлган енгил гелий изотопи билан нейтрон ҳосил бўлади. Енгил водород ва третий ҳам дейтронлар билан қуйидаги схема бўйича реакцияга киришади:

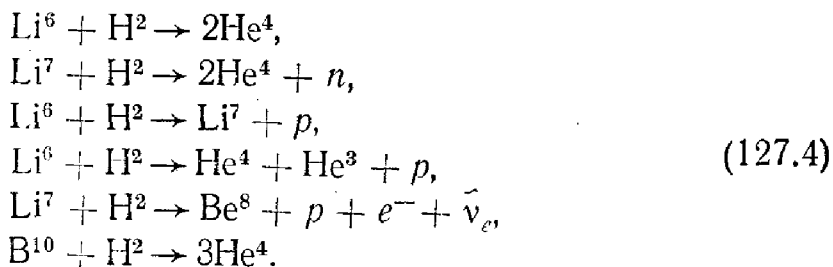


Ўз навбатида енгил гелий изотопининг дейтрон билан реакцияси қуйидаги схема бўйича ўтади:



$\text{H}^3$  ва  $\text{He}^3$  нинг  $\text{H}^2$  билан реакцияси жуда катта энергия ажралиш билан боради, улар мос ҳолда 18,4 ва 17,6  $\text{Мэв}$  га тенгдир. Шунинг учун улар термоядро реакцияларида катта аҳамиятга эга.

Енгил ядролар билан бўладиган бошқа реакциялардан литий ва борнинг дейтронлар таъсиридаги ядро реакцияларини эслатиб ўтиш муҳимдир:



Биринчи икки реакцияда жуда катта энергия ажралади: 22,4 ва 14,9  $\text{Мэв}$ , шу туфайли улар енгил ядроларни синтез қилишда олинadиган энергия манбалари сифатида биринчи даражали аҳамиятга эга.

Дейтронлар таъсирида деярли ҳамма элементларда ядро айланишлари содир бўлиши мумкин. Дейтрон оғир ядролар билан тўқнашганда ядрога нейтрон беради, протон эса эркин ҳаракатини давом эттиради. Бунинг натижасида дастлабки ядронинг янада оғирроқ изотопи ҳосил бўлади.

Дейтронлар таъсирида бўладиган реакцияларда жуда катта энергия ажралишига сабаб шуки, тутиб олинган зарядга эга бўлмаган нейтрон дейтрон учиб келиб урилаётган ядро томонидан итарилмайди. Шунинг учун бу реакциялар ядро физикаси ва ядро энергетикаси учун жуда муҳим аҳамиятга эга.

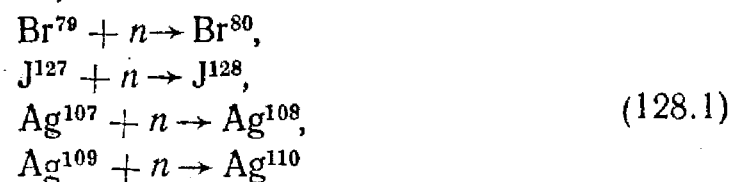
## 128-§. Нейтронлар таъсирида бўладиган ядро реакциялари

Нейтронларнинг кашф қилиниши физиклар қўлига ядро реакцияларини амалга ошириш учун янги восита яратиб берди. Нейтронлар Кулон итарилишига дуч келмайди, шунинг учун атом ядролари томонидан осон тутиб олинadики, натижада ё барқарор, ё радиоактив ядро ҳосил бўлади. Нейтронлар таъсирида бўладиган ядро реакцияларининг бориши учун нейтронларнинг тезлиги муҳим аҳамиятга эга. Нейтронлар тезлик катталигига қараб бир-биридан кескин фарқ қилувчи икки гурпуага бўлинади: секин нейтронлар, уларнинг тезлиги (энергияси) атомларнинг иссиқлик ҳаракати тезлиги (энергияси) га тенг; тез нейтронлар, уларнинг тезлиги атомларнинг иссиқлик ҳаракати тезлигидан кўп марта катта.

Секин нейтронлар ёки бошқача айтганда, иссиқлик нейтронлари ядро реакцияларини уйғотиш учун айниқса эффективдир. Бунга сабаб шуки, секин нейтронлар нисбатан кўпроқ вақт атом ядроси яқинида бўла олади ва шу туфайли ядронинг нейтронни тутиш эҳтимоли катта бўлади.



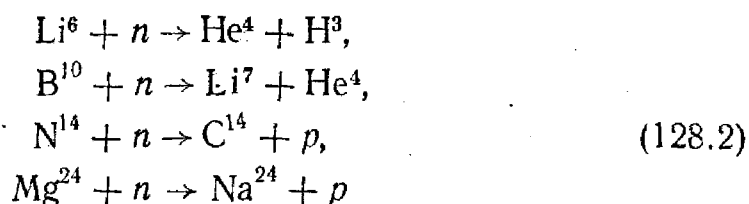
Нейтронлар таъсирида бўладиган ядро реакцияларидан энг кўп учрайдигани — оддий нейтрон тутишдир, бунинг натижасида атом ядросининг  $M$  масса сони  $M + 1$  га тенг бўлиб қолади, яъни дастлабки модданинг янги изотопи ҳосил бўлади. Шундай реакцияларга мисоллар келтирамиз:



ва ҳ. к.

Ҳосил бўладиган изотоплар радиоактивдир:  $\text{Br}^{80}$  изотоп  $\gamma$ -активликка;  $\text{J}^{128}$ ,  $\text{Ag}^{108}$ ,  $\text{Ag}^{110}$  изотоплар  $\beta$ -активликка эга. Нейтронлар таъсирида  $\text{He}^4$  дан ташқари, ҳамма изотоплар билан ядро реакциясини амалга ошириш мумкин.

Электромагнит нурланиш билан борадиган нейтрон тутиш реакциялари билан бир қаторда, енгил элементларда бўладиган нейтрон тутиш реакциялари зарядланган зарралар—протонлар ва  $\alpha$ -зарралар чиқариш билан бориши кузатилади. Реакциялар қуйидагича:



ва ҳ. к.

Зарядланган зарралар чиқариш кузатиладиган реакциялар тез нейтронлар таъсирида бўлади, чунки секин нейтронлар ҳолида атом ядросининг энергияси учиб чиқувчи заррага атом ядроси потенциал тўсиғини енгиб ўтиш учун зарур бўлган энергия беришга етарли бўлмайди. Баъзи ҳолларда тез нейтронлар таъсирида ҳам  $\gamma$ -фотонлар чиқариш билан борадиган тутиш реакцияси кузатилади.

Таъкидлаб ўтиш керакки, протон-нейтрон реакцияси  $\gamma$ -фотон чиқариш билан дейтрон ҳосил бўлишига олиб келади, бунда  $\gamma$ -фотонлар энергияси 2,2 Мэв га яқин бўлади:



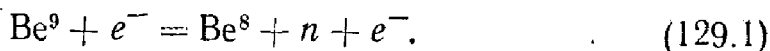
Шундай қилиб, енгил водород нейтронлар билан кучли нурлантирилганда мусбат энергия чиқариш билан дейтрон ҳосил бўлиш реакцияси бориши керак.

Секин нейтронлар олиш учун секинлаткичлардан фойдаланилади. Улар қаторига нейтронларни кучсиз ютувчи, лекин енгил ядроларга эга бўлган моддалар киради. Водород, дейтерий, бериллий ва углеродлар эффектив нейтрон секинлаткич бўлиб хизмат қилади.

### 129-§. Электронлар ва фотонлар таъсирида бўладиган ядро реакциялари

Электрон тутиш билан борадиган ядро реакциялари қаторига юқорида айтиб ўтилган  $K$ - тутишни киритиш мумкин. Бу реакция натижасида янги атом ядроси ҳосил бўлади.

Атом ядроларини тез электронлар билан бомбардимон қилганда атом ядроларидан нейтронлар уриб чиқариш ҳодисаси содир бўлиши мумкинки, бу маълум даражада ядро фотоэффектини эслатади. Атом ядроларини электронлар билан бомбардимон қилганда нуклонлар уриб чиқаришдан ташқари, ядро сатҳларининг уйғониши содир бўлади. Тез электрон таъсирида нуклон уриб чиқаришга қуйидаги реакцияни мисол қилиб келтириш мумкин:



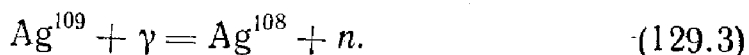
$\text{Be}^8$  ядроси беқарор ва у икки  $\alpha$ - заррага ажралади.

Атом ядроларини  $\gamma$ - фотонлар билан нурлантирилганда улар атом ядросидан нуклон уриб чиқариш реакциясини ёки бошқача айтганда, *ядро фотоэффектини* амалга оширади. Бундай типдаги ядро реакцияларини атом ядроларининг фотопарчаланиши ёки *фотоядро реакциялари* деб аталади.

$\gamma$ - нурлар таъсирида бўладиган энг оддий ядро реакцияси дейтроннинг бўлинишидир, у қуйидаги схема бўйича боради:



Бу реакция (128.3) га тескари реакциядир. Дейтрондаги нуклонлар бошқа ядролардагига нисбатан кучсизроқ боғланганлиги сабабли, бошқа ядролардан нуклонлар уриб чиқариш учун энергияси  $9\text{Мэв}$  тартибида бўлган  $\gamma$ - фотонлар керак. Фотоядро реакциясига яна қуйидаги реакцияни мисол қилиб кўрсатиш мумкин:



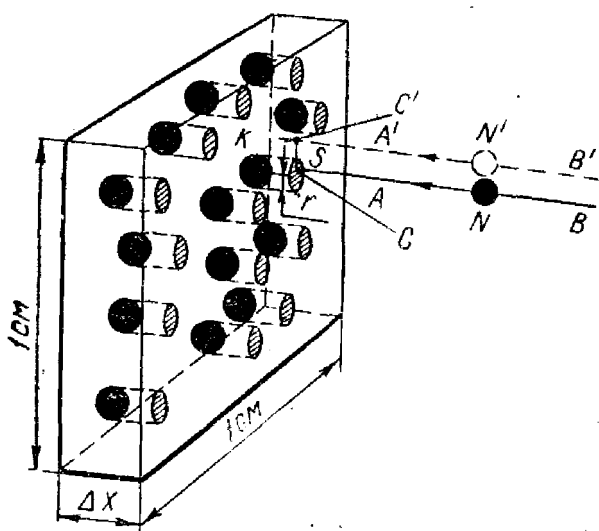
Бу реакция натижасида кумушнинг ярим емирилиш даври  $2,3$  мин бўлган радиоактив изотопи ҳосил бўлади. (129.3) типдаги реакциялар қуйидаги кўринишда ёзилади:



Фотоядро реакциялари энгил ядроларда ҳам, оғир ядроларда ҳам амалга ошади. Улар атом ядроларининг энергетик сатҳларини ўрганишда катта аҳамиятга эга.

### 130-§. Ядро реакцияларининг эффективлиги

Ядро реакцияларини амалга ошириш учун ядро заррасининг атом ядроси билан ядро реакциясига олиб келадиган тўқнашиши рўй бериши лозим. Зарра билан атом ядросининг атом ядроси томонидан зарра тугилиши содир бўлиши мумкин бўлган (ядро реакцияси



295- расм.

тарзида кузатиладиган) бир-бирига яқинлашиш масофаси зарранинг атом ядроси билан тўқнашиш кўндаланг кесим юзи тушунчасига олиб келади (295- расмга қ.). Расмда кўндаланг кесим юзи  $1 \text{ см}^2$  ва қалинлиги  $\Delta x$  бўлган тўғри бурчакли призма кўринишидаги модда бўлаги кўрсатилган. Қора тўгаракчалар билан атом ядролари тасвирланган, эллипслар билан эса ядроларнинг призма ён ёғи-

га проекциялари тасвирланган. Призманинг бу ёғидан моддага уни бомбардимон қилаётган  $N$  зарралар учиб киради.  $S$  юз  $r$  радиусли атом ядросининг кўндаланг кесимини беради. Бу кесим ядро маркази  $K$  дан ҳисобланган  $r$  радиусли соҳани билдиради. Учиб келаётган  $N$  зарралар бу соҳага тушганда ядро реакцияси содир бўлади. Агар  $AB$  йўналишда учиб келаётган  $N$  зарра маркази  $S$  кесим ичига тушса (масалан,  $C$  нуқтага), у ҳолда  $N$  зарранинг  $K$  атом ядроси билан тўқнашиши ядро реакцияси учун эффектив бўлади; агар у  $S$  кесимдан ташқаридан ўтса, масалан,  $N'$  зарра  $A'B'$  чизиқ бўйлаб ҳаракатланса (ядрога яқинроқ бўлган  $C'$  нуқтадан ўтса), у ҳолда зарраларнинг атом ядроси билан бундай учрашуви ядро реакцияси учун эффективсиз бўлади. Ядро ва учиб келаётган зарра марказлари  $r$  масофадан ошмайдиган масофада бўлган ва қайсики, ядро реакцияси вужудга келадиган  $S$  кесим, юқорида айтилганларга биноан, атом ядросининг эффектив кесими деб аталди. Атом ядросининг радиуси  $10^{-13} \text{ см}$  тартибда. Бинобарин, кутиш мумкинки, ядронинг унга томон учиб келаётган нуклонлар билан тўқнашиш эффектив кесими  $10^{-25} \text{ см}^2$  тартибда бўлади.

295- расмда кўрсатилган ўлчамларга эга бўлган моддалар учун ҳамма ядроларнинг йиғинди эффектив кесими  $P$  қуйидагига тенг:

$$P = \sigma n \Delta x, \quad (130.1)$$

бунда  $\sigma$ —битта ядронинг эффектив кесими;  $n$ — $1 \text{ см}^3$  даги зарралар сони.

Агар бу моддага  $N$  та зарра учиб келаётган бўлса, у ҳолда реакцияларнинг  $\nu$  эҳтимолий сони

$$\nu = \sigma N n \Delta x = PN \quad (130.2)$$

га тенг бўлади.

Шундай қилиб,  $P$  катталиқ мазкур ҳолда кесими  $1 \text{ см}^2$  ва қалинлиги  $\Delta x$  бўлган модда бўлагидagi битта учиб келаётган зарра учун реакция эҳтимолигини беради.  $1 \text{ см}^3$  учун  $P = \sigma n$ .

Қатор ядро реакциялари учун тўқнашиш эффектив кесими, ҳақиқатан ҳам,  $10^{-25} \text{ см}^2$  тартибдаги катталиқдан иборат. Бироқ у реакция турига кучли боғлиқ бўлиб, кўрсатилган катталиқдан миллионлаб марта катта бўлиши ҳам мумкин, буни секин нейтронлар билан бўладиган қуйидаги ядро реакцияси мисолида кўриш мумкин:



бу реакция учун эффектив кесим  $250\,000 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$  атрофида бўлади. Аксинча,  $\text{H}^2(n, \gamma)\text{H}^3$  реакция худди шундай нейтронлар учун атиги  $0,0003 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$  эффектив кесимга эга.

Агар ядролар мусбат зарядланган зарралар билан бомбардимон қилинаётган бўлса, у ҳолда ядронинг Кулон итаришиш кучлари мавжуд бўлгани туфайли зарядланган зарраларни шундай энергиягача тезлатиш зарурки, бунда у атом ядроси потенциал тўсиғини енга оладиган бўлсин. Шу сабабли зарядланган зарралар учун реакция эффектив кесими зарра энергияси ортиши билан жуда тез орта боради ва энергия атом ядроси потенциал тўсиғи баландлиги тартибдаги қийматларга етганда максимумга эришади, шундан сўнг эффектив кесимнинг ўсиши секинлашади ва жуда катта энергияларда, аксинча эффектив кесим камая боради. Нейтронлар учун уларни атом ядросига ўтиб боришига тўсқинлик қиладиган потенциал тўсиқ мавжуд эмас. Шу сабабли, нейтрон атом ядроси яқинида қанча узоқ муддат бўлса, яъни унинг тезлиги қанча кичик бўлса, ядронинг нейтронни тутиш эҳтимоллиги шунча катта бўлади. Бинобарин, ядронинг нейтрон тутиш эффектив кесими нейтроннинг  $u$  тезлигига тескари пропорционал бўлиши керак, яъни:

$$\sigma \sim \frac{1}{v}. \quad (130.4)$$

Бу боғланиш тажрибада тасдиқланади, лекин унга яна бошқа тур боғланиш қўйилади. Бир қатор ҳолларда атом ядроларининг нейтронлар тезлигининг баъзи қийматларида нейтронларни танлаб тутиш хоссалари кузатилади. Бу ҳодисани *резонанс нейтрон тутиши* дейилади. Бунда нейтрон тутиш эффектив кесимининг ортиши кузатилади. Бу кесим, айниқса, нодир-ер элементларида, шунингдек, литийда, борда, кадмийда ва бир қатор бошқа элементларда катта бўлади.

Юқорида айтилганлардан келиб чиқадикки, геометрик тасаввурлар ядро реакциялари вақтида зарраларнинг атом ядролари билан тўқнашиш процесслари ҳақида фақат тахминий тасаввур ҳосил қилиши мумкин, ҳолбуки реал процесслар анча мураккабдир.

Нуклонлар ва умуман элементар зарраларнинг атом ядроси билан тўқнашишларидаги эффектив кесимларни  $10^{-24} \text{ см}^2$  га тенг birlikларда ўлчаш қабул қилинган. Бу катталиқ *барн* деб аталади. Бинобарин, юқорида келтирилган  $\text{Cd}^{158} (n, \gamma) \text{Cd}^{159}$  реакцияда эффектив кесим  $250\,000$  барн га тенг.

Ядро реакциялари энергия чиқариш ва энергия ютиш билан содир бўлиши мумкин. Биринчи хил реакциялар *экзотермик* реакциялар деб, иккинчи хили *эндотермик* реакциялар деб аталади.

Табий радиоактив ядролар емирилишидаги барча реакциялар экзотермик реакциялардир. Шунингдек, (126.1), (127.1), (127.2), (127.3), (127.4), (128.2) ва бир қатор бошқа реакциялар, айниқса, нейтронлар таъсиридаги оғир ядролар (уран, торий, плутоний) реакциялари экзотермик реакциялар қаторига киради.

Бир қатор элементар ядро реакцияларида мусбат энергия чиқиши ядро энергетикасининг физикавий асоси бўлиб хизмат қилади. Бироқ ядро реакциялари ҳисобига мусбат энергия ажралишини берадиган қурилмани техникавий жиҳатдан амалга ошириш учун бир қатор қўшимча шартларни бажариш зарур. Ҳақиқатан ҳам, ядро реакцияси содир бўлиши учун бирор элемент (водород, дейтерий, литий ва ҳ. к.) ядролари билан тўқнашганда ядро реакциясига олиб келадиган зарядланган ёки нейтрал зарраларни кўп миқдорда ҳосил қилиш керак. Бу зарраларни олиш учун энергия сарфлаш лозим. Ядро реакцияларининг эффектив кесими унча катта бўлмагани туфайли зарралар атом ядроси билан тўқнашиб, ядро реакциясини вужудга келтиргунига қадар моддада жуда катта масофани босиб ўтишлари керак бўлади. Зарядланган зарралар моддада ҳаракатланаётиб, интенсив ионланиш ҳосил қилади ва бунга энергия запасининг кўп қисмини сарфлаб қўяди.

Буларнинг ҳаммаси шуни кўрсатадики, зарядланган зарралар таъсирида бўладиган реакциялар ҳанузгача ядро реакциялари ҳисобига мусбат энергия ажратадиган техникавий қурилмаларни яратишга олиб келгани йўқ (водород бомбаларидан ташқари). Нейтронлар ўз йўлида ионланишга энергия сарфламайди ва шунинг учун ҳам техникавий ядро реакцияларини олиш учун жуда қулайдир. Ҳақиқатан ҳам, энергетик жиҳатдан фойдали бўлган макроскопик ядро реакцияларининг амалга оширилишига нейтронлар таъсирида бўладиган ядро реакциялари ёрдамида эришилди. Бундай реакцияларнинг физикавий асослари кейинги бобда қаралади.

## XVIII боб

### ЯДРОЛАРНИНГ БЎЛИНИШ РЕАКЦИЯЛАРИ. ЗАНЖИР ЯДРО РЕАКЦИЯЛАРИ

#### 131-§. Ядроларнинг бўлиниш реакциялари

Турли изотопларнинг протонлар, дейтронлар ва нейтронлар таъсирида бўладиган ядро реакцияларини текшириш шуни кўрсатдики,  $\text{Li}^6(p, \alpha) \text{He}^3$ ,  $\text{Li}^7(p, \alpha) \text{He}^4$ ,  $\text{D}^2(d, p)\text{H}^3$ ,  $\text{D}^2(d, n) \text{He}^3$ ,  $\text{T}^3(d, n)\text{He}^4$ ,  $\text{He}^3(d, p) \text{He}^4$  ва бошқа бир қатор ядро реакциялари жуда кўп

миқдорда энергия ажратиш билан борар экан. Бироқ бу реакцияларда ҳосил бўлган янги актив зарралар бошланган ядро реакциясини сақлаб туриш учун етарлича катта энергияга эга бўлса-да, лекин улар бу энергияни янги ядро тўқнашувигача сарфлаб қўяди. Шу сабабли, 1939 йилга қадар шундай ядро реакциясини, яъни энергия ажралиш билан борадиган, янги ядро реакциясини стимуллаш хоссасига эга бўлган ва шунинг билан ўзини сақлаб турадиган ядро реакциясини амалга ошириш мумкинлиги ҳақида аниқ фикр йўқ эди.

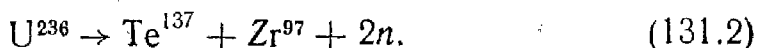
1939 йилда немис физик-химиклари Ган ва Штрассман уран атоми ядросининг массалари жиҳатидан бир-бирига яқин бўлган икки заррага бўлиниш хоссасини топдилар. Бу ҳодиса уранин нейтронлар оқими билан бомбардимон қилганда содир бўлади. Ядронинг бундай бўлиниши улкан энергия ажралиш билан боради.

Уран ядросининг нейтронлар таъсирида бўлиниш процессини тадқиқ қилишда Э. Ферми, эр-хотин Жолио-Кюри ва бошқаларнинг ишлари катта роль ўйнади.

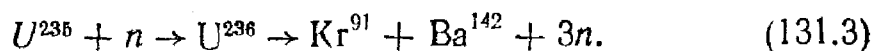
Шуни айтиб ўтиш муҳимки, уран ядролари бўлинганда бир вақтда бир нечта нейтрон учиб чиқади. Бу ҳол уран массасида ўз-ўзидан давом этадиган (занжирли) реакцияни амалга оширишга имконият яратиб беради. Бироқ бундай реакцияни амалга ошириш учун кўп қийинчиликларни бартараф қилишга тўғри келди.

Табий уранда иккита изотоп бўлади:  $U^{235}$  ва  $U^{238}$ , булардан  $U^{238}$ , асосий массани ташкил этади,  $U^{235}$  эса аралашмада фақат 0,714% ни ташкил қилади. Текширишлар шуни кўрсатдики,  $U^{235}$  секин-иссиқлик) нейтронлар ва тез нейтронлар таъсирида бўлинади, ҳолбуки  $U^{238}$  фақат тез нейтронлар таъсиридагина бўлинади.

$U^{235}$  нинг бўлиниш реакцияларидан бири қуйидагича:



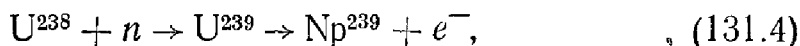
$U^{235}$  ядроси нейтрон тутганда  $U^{236}$  беқарор ядро ҳосил бўладики, у кейин икки қисмга бўлиниб кетади. Бўлиниш натижасида ҳосил бўлувчи маҳсулотлар—теллур ва цирконий радиоактив бўлиб, бир қатор радиоактив айланишлардан сўнг стабил  $Ba^{137}$  ва  $Mo^{97}$  изотоплар ядроларига айланади. Бироқ (131.2) реакция ягона эмас.  $U^{236}$  ядросини икки қисмга бўлишнинг бир қатор бошқа имкониятлари мавжуд. Одатда бўлиниш шундай содир бўладики, бунда ҳосил бўлаётган ядро бўлакларига 233 ёки 234 нуклон кетади. Биринчи ҳолда бўлинишда ядро-бўлаклар ҳосил бўлишидан ташқари, учта нейтрон ажралади, иккинчи ҳолда эса иккита нейтрон ажралади.  $U^{235}$  нинг учта нейтрон чиқариб бўлиниши қуйидаги формулага мувофиқ содир бўлади.



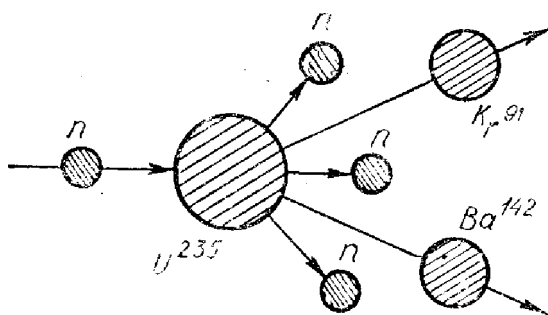
Текширишлар шуни кўрсатдики,  $U^{235}$  нинг бўлиниш реакцияси маҳсулотларида селендан (масса сони 74) гольмий (масса сони 162) гача бўлган барча элементлар мавжуддир. Бунда бўлиниш пайтида чиқариладиган нейтронларнинг ўртача сони тақрибан 2,5 га тенг бўлади. Бу янгидан пайдо бўлган нейтронлар ўз-ўзидан давом этувчи реакция учун катта аҳамиятга эга. Бўлиниш пайтида учиб чиқувчи нейтронлар нолдан 7 Мэв гача бўлган соҳада кенг энергетик спектрга эга. Битта нейтронга ўртача 2 Мэв атрофида энергия тўғри келади.

$U^{238}$  ядроси нейтрон тутганда ҳосил бўладиган  $U^{239}$  ядроси бўлиниши учун 7,1 Мэв уйғотиш энергияси зарур.  $U^{238}$  ядроси иссиқлик нейтронларини тутганда  $U^{239}$  ядросига ўтиб, бор-йўғи 5,3 Мэв ортиқча энергия олади. Бинобарин,  $U^{238}$  ядроси иссиқлик нейтронлари ютганда бўлинмайди.  $U^{238}$  ядроси нейтронлар таъсирида бўлиниши учун нейтроннинг кинетик энергияси 1,8 Мэв дан кам бўлмаслиги зарур.

Бироқ  $U^{238}$  ядроларининг иссиқлик нейтронлар тутиши бошқа жуда муҳим реакцияга олиб келади, бу реакция натижасида транс-уран (урандан кейинги) элементлар: нептуний ( $Np^{239}$ ) ва плутоний ( $Pu^{239}$ ) ҳосил бўлади. Бу реакция қуйидаги схема бўйича боради:



Янги ҳосил бўлган Np элементи радиоактив бўлиб, ярим емирилиш даври 2,3 кун.  $Pu^{239}$  элементи анча турғун бўлиб, унинг ярим емирилиш даври 24 000 йил.  $U^{235}$ га ўхшаб, плутоний-239 ҳам секин (иссиқлик) нейтронлар, ҳам тез нейтронлар таъсирида бўлинади.



296- расм.

Уран-235 атом ядросининг бўлиниш схемаси 296-расмда келтирилган. Бу расмда уран-235 ядроси учиб келаётган  $n$  нейтрон таъсирида икки бўлакка —  $Kr^{91}$  ва  $Ba^{142}$  га бўлинган ҳол тасвирланган. Бўлиниш реакциясида учта нейтрон учиб чиқади.

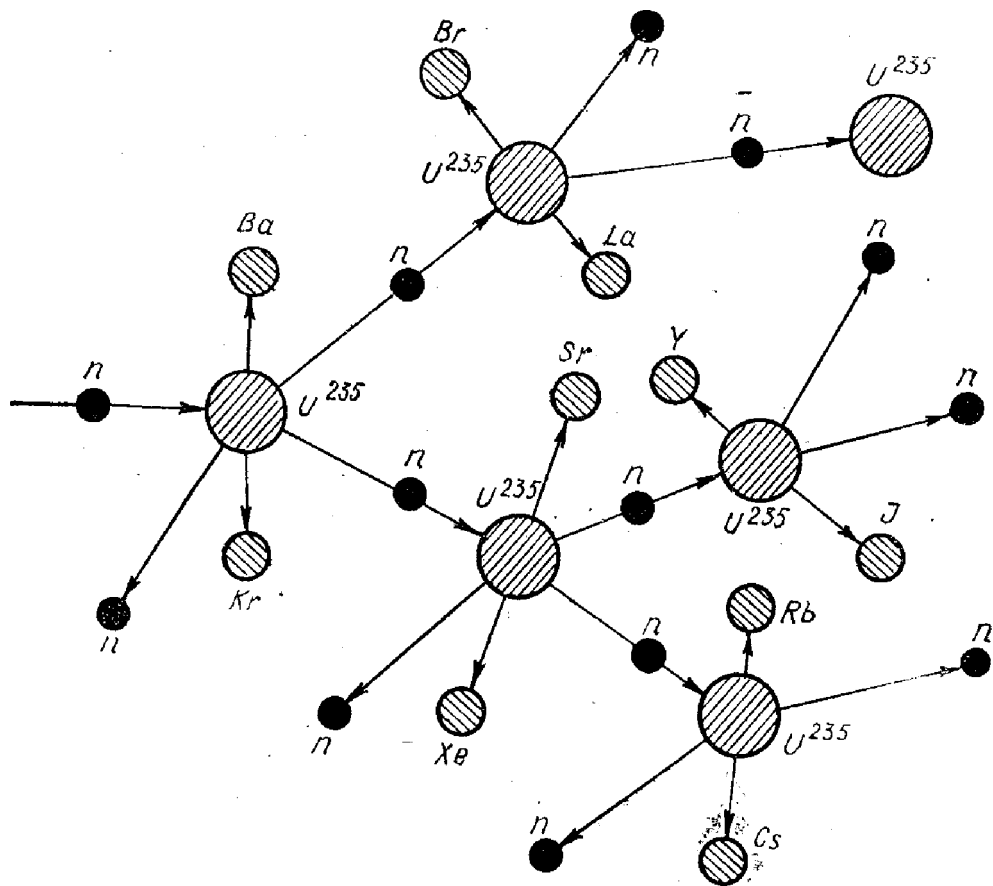
Атом ядроларининг бўлиниш назариясини Бор, Уилер ва совет физиги Я. И. Френкель ишлаб чиққан. Бу назария тасаввурларига кўра

уран ядроси суюқлик томчисига ўхшатилади ва нейтрон ядрога текканда унинг зарралари тебрана бошлайди, натижада ядро икки бўлакка бўлиниб, улар жуда катта энергия билан учиб кетади (бўлакларнинг йнғинди энергияси 166 Мэв га яқин бўлади). Бўлиниш реакцияси маҳсулотларининг умумий энергияси тақрибан 200 Мэв га тенг.

Мазкур параграфда баён қилинганлардан маълум бўладики, уран ядроларининг бўлиниш реакцияларидан саноатда ядро энергияси олиш мақсадларида фойдаланиш мумкин.

### 132- §. Занжир ядро реакциялари ва улардан ядро энергияси олишда фойдаланиш

Аввалги параграфда занжир ядро реакцияларини амалга ошириш мумкинлиги ҳақида гапириб ўтилган эди. 297- расмда ядроларнинг занжир (узлуксиз) бўлиниш реакцияси схематик тасвирланган. Битта нейтрон (расмнинг чап томонида) уран ядросига учиб келиб урилиб, уни Ва ва Қг га бўладики, бунда яна уч нейтрон учиб чиқади. Улардан иккитаси янгидан бўлиниш реакциясини вужудга келтиради, биттаси эса аралашмаларда ютилиш туфайли йўқолади. Ҳар бир уран ядро эгаллаган ҳажмдан чиқиб кетади. Кейинги икки бўлиниш акти 5 та нейтрон ҳосил бўлишига олиб келади, улардан учтаси бўлинишни вужудга келтиради, иккитаси эса йўқолади ва ҳ. к. Бундан кўринадики, агар уран, плутоний (ёки бошқа бўлинувчи материал) бўлагидан иккиламчи нейтронларнинг кўпроқ қисми аралашмада ютилмасдан ёки бўлинувчи модда эгаллаган ҳажмдан ташқари чиқиб улгурмас-



297- расм.

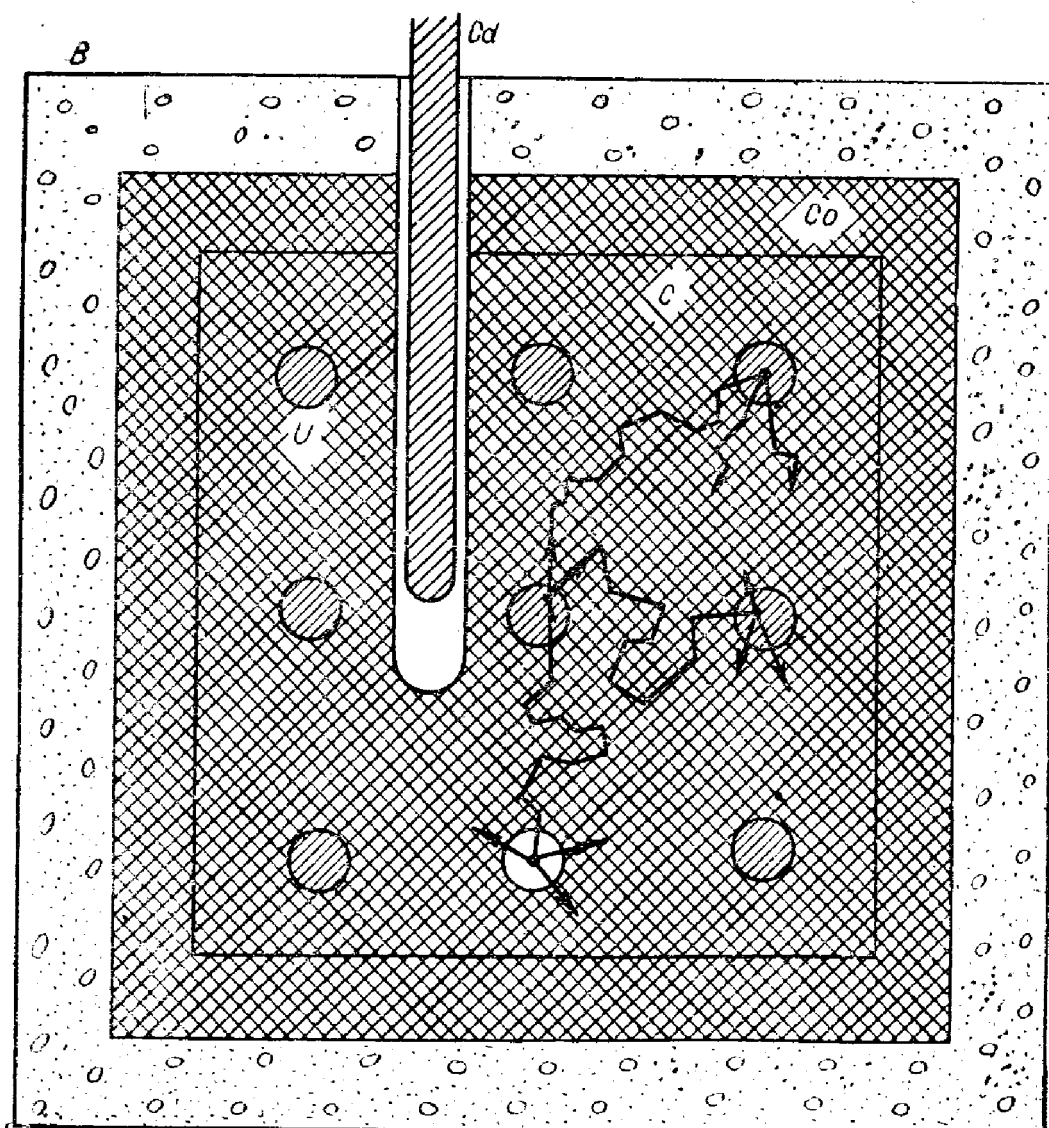


дан илгари бўлинишни вужудга келтирса, у ҳолда бўлинувчи мод-  
дада нейтронлар сони чексиз ортади. Шу тариқа ўз-ўзидан кучайиб  
борувчи занжир бўлиниш реакцияси юзага келади. Агар реакция  
ортиши тўхтатилмаса, у ҳолда ядро портлаши (ёки атом портлаши)  
содир бўлади. Атом бомбалари ана шу принципга асосланган.

Агар реакцияларда бирлик вақтда ажралиб чиқувчи нейтронлар  
сони маълум қийматга етгандан кейин ортмайдиган қилиб қўйилса,  
у ҳолда занжир реакциянинг кучайиши чекланади, яъни тинч давом  
этувчи занжир бўлиниш реакцияси (бошқариладиган занжир реак-  
ция) ҳосил бўлади; бундай реакция ядро (атом) энергиясидан тинч-  
лик мақсадларида фойдаланишда қўлланилади.

Бошқариладиган занжир реакция ядро реакторларида амалга  
оширилади.

Ҳозирги вақтда жуда кўп ядро реакторлари ишлаб чиқилган,  
уларда «ядро ёнилғиси», яъни уран- 233, 235, 238, плутоний- 239  
ишлатилади. Секин нейтронларда ишлайдиган ( $U^{235}$  ядроларининг



298- расм.

бўлиниши) реакторнинг принципиал схемаси 298- расмда келтирилган. Бу ерда  $U$  — уран стерженлари (табий урандан ёки  $U^{235}$  изотоп билан бойитилган урандан қилинган);  $C$  — жуда соф графит;  $B$  — радиоактив нурланишдан сақланиш учун бетондан қилинган муҳофаза;  $Cd$  — кадмий стержень ёки стерженлар системаси.

Бундай реактор қуйидагича ишлайди.  $U^{235}$  атом ядролари бўлиниши, бунинг натижасида энергия ажралади ва янги нейтронлар учиб чиқади. Янги нейтронлар уран-238 да ютилмаслиги учун уран стерженлари соф графитдан қилинган каналларга жойлаштирилади. Графит нейтронларни интенсив секинлатади, шунинг учун улар графит орқали бир уран стерженидан иккинчисига бориб етгунча иссиқлик тезлигига эришади. Уран-238 5 эв га яқин энергияли нейтронларни интенсив ютади. Бироқ нейтронлар графитдан ўтганда (бизнинг ҳолда графит секинлаткич бўлиб хизмат қилади) 5 эв дан кичик энергияга эга бўлади. Шунинг учун бошқа ёки ўша уран стерженига текканда нейтронлар  $U^{238}$  да ютилмайди ва шундай қилиб,  $U^{235}$  нинг бўлинишини вужудга келтиради. Нейтронларнинг реактордан ташқарига учиб чиқишини қийинлаштириш учун актив зона, яъни уран жойлашган зона атрофига  $CO$  қайтаргич (бу ерда—графит қобиқ) жойлаштирилади.

Занжир реакция юзага келиши учун бўлинишда ҳосил бўлган нейтронлардан ҳеч бўлмаганда биттаси уран ядросининг янгидан бўлинишида иштирок этиши керак (бу критик шарт деб аталади). Ядро реакторида критик шартларга қандай қилиб эришиш мумкинлигини аниқлаймиз.  $U^{235}$  нинг бир бўлинишида ҳосил бўладиган иккиламчи нейтронларнинг ўртача сони  $n$  га тенг бўлсин. Секинлатиш процессида нейтронларнинг бир қисми ҳажмдан чиқиб кетади ёки аралашмаларда, секинлаткичда ва  $U^{238}$  да ютилади. Натижада дастлабки нейтронлар сонидан  $p$  қисми қолади, яъни иккиламчи нейтронлардан  $np$  қисми иссиқлик нейтронларига айланади. Тажриба шуни кўрсатадики,  $U^{235}$  иссиқлик нейтронларининг ҳаммасини эмас, балки фақат  $k$  қисмини ( $U^{235}$  иссиқлик нейтронларини тутганда ядронинг фақат 85% и бўлинади) ютиб бўлинади. Шундай қилиб,  $U^{235}$  ядроларининг мумкин бўлган бўлинишлар сони қуйидагига тенг бўлади:

$$v = npk. \quad (132.1)$$

$v$  катталик нейтронларнинг кўпайиш коэффициентини деб аталади.

Агар

$$npk > 1 \quad (132.2)$$

бўлса, реакторда занжир реакция кучаяди. Аксинча, агар

$$npk < 1 \quad (132.3)$$

бўлса, у ҳолда занжир реакция рўй бермайди. Қуйидаги

$$npk = 1 \quad (132.4)$$

шарт эса критик шартдир. Бунга эришиш учун реакторнинг тегишли ўлчамларини  $p$  ва  $k$  сонлар етарлича катта бўладиган қилиб танлаш керак. Бу деган сўз, нейтронларнинг ташқарига чиқиб кетиши ва уларнинг бўлинишсиз ютилиши максимал камайтирилган бўлиши керак. (132.4) шарт бажариладиган ҳолдаги реактор ўлчамлари *критик ўлчамлар* дейилади. Системада  $U^{235}$  қанча кам бўлса ва аралашмалар қанча кўп ютилса, критик ўлчамлар шунча катта бўлади. Табiiй уранда ишлайдиган биринчи реакторларнинг ўлчамлари бир неча метр, уран миқдори эса 50 т чамасида бўлган. Ҳозирги вақтда бойитилган уран билан ишлайдиган реакторлар анча кичик ўлчамларга эга. Бир қатор реакторларда секинлаткич сифатида оддий сув ёки оғир сув ишлатилади. Оғир сув жуда эффектив секинлаткичдир.

Ҳозирги вақтда тез нейтронларда ишлайдиган реакторлар ҳам ишлаб чиқилган, бу реакторларда ядро ёнилғиси тикланади, яъни реакторнинг ишлаши натижасида энергия ажралиш билан бир қаторда плутоний (ёки бошқа бўлинувчи изотоплар) ҳосил бўлади. Секин нейтронларда ишлайдиган реакторларда ҳам бир қанча миқдорда плутоний ҳосил бўлади, бироқ у жуда кам бўлади.

Реакторлар ишлатилишига қараб қуйидагиларга бўлинади. Нолинчи қувватли (яъни жуда кичик—ваттнинг юздан бир улушига тенг қувватли) реакторлар, улар ядро реакторларидаги физикавий процессларни ўрганиш учун мўлжалланади; физикавий ва техникавий мақсадлар учун мўлжалланган реакторлар, улар нисбатан унча катта бўлмаган қувватда кучли нейтронлар оқими олиш учун мўлжалланган (бу реакторлар турли элементлар изотопларини нурлантириш, иссиқлик ажратувчи элементлар ва турли материалларни текшириш ва ҳоказолар учун хизмат қилади); энергетик мақсадлар учун мўлжалланган реакторлар, улар атом электростанцияларида, кемаларда ва бошқа энергетик қурилмаларда ўрнатилган бўлади; реактор-кўпайткичлар, улар бўлинувчи янги изотопларни тўплаш учун хизмат қилади (бридер реакторлар).

Қўлланиладиган ядро ёнилғиларининг типига қараб реакторлар қуйидагиларга бўлинади: табiiй уранда ишлайдиган реакторлар, бойитилган уранда ишлайдиган реакторлар ва соф изотоп (уран, плутоний, торий) ларда ишлайдиган реакторлар.

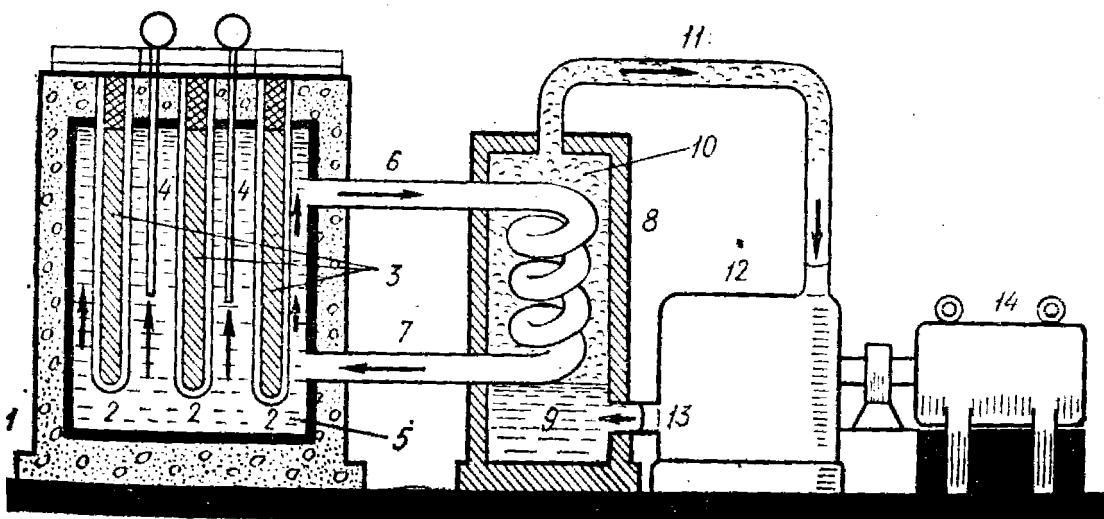
Нейтронлар спектри бўйича реакторлар қуйидагиларга бўлинади: секин (иссиқлик) нейтронларда (нейтронларнинг энергияси 0,025 эв) ишлайдиган реакторлар; оралиқ нейтронларда ишлайдиган реакторлар (нейтронларнинг энергияси бирдан тортиб минг электрон-вольтгача), тез нейтронларда (энергияси 1 Мэв дан юқори) ишлайдиган реакторлар. Совитиш типига қараб реакторлар сув билан совитиладиган, суюқ металл совиткичли ва газ билан совитиладиган реакторларга бўлинади.

Бўлинувчи модда ва секинлаткичларнинг жойлашишига қараб гомоген реакторлар (унда бўлинувчи модда секинлаткич билан аралашган) ва гетероген реакторлар (бўлинувчи модда ва секинлаткич турли фазалардан иборат) бўлади.

Реакторлар секинлаткич типига қараб графитли, оддий сувли, оғир сувли, бериллийли ва бериллий оксидли реакторларга бўл-  
нади.

Реакторда ажралаётган энергияни утилизация қилиш учун унга каналлар системаси ўрнатилади (298- расмда кўрсатилмаган). Бу каналларда бирор иссиқлик элтувчи (сув, суюқ металл, газ) айла-  
ниб юрадики, у реакторда ажралаётган иссиқликни олади ва уни иссиқлик-куч қурилмасига (буғ генераторига) олиб боради, бу ерда иссиқликдан электр энергия ҳосил қилиш учун фойдаланилади. Критик ҳолатдан ўтишда ядро реакторида занжир реакция тез авж олади ва энергия ажралади ортади. Агар реакция чеклаб қўйилма-  
са, у ҳолда ҳалокат рўй бериши мумкин. Бундай ҳодиса рўй бермас-  
лиги учун регуляторлар ишлатилади, регулятор сифатида, одатда, кадмий стерженларидан фойдаланилади. Кадмий, бор ва бошқа бир қатор элементлар иссиқлик нейтронларини яхши ютади. Шунинг учун, агар реакторнинг актив зонаси ичига кадмий стерженлари киритилса, у ҳолда занжир реакция сусаяди ва бутунлай тўхташи ҳам мумкин. Ана шундан ядро реакторини бошқаришда фойдалани-  
лади. Реактордаги занжир реакция интенсивлигини кузатиб бориш учун турли асбоблардан фойдаланиш мумкин, масалан, ионизацион камералар, улардан олинган сигналлар кадмий стерженлар ҳолати-  
ни бошқариш механизмига берилади. Реакторлар ишлаётганда катта энергия ажралади билан бир қаторда жуда кўп миқдорда нейтрон-  
лар ва гамма-нурлар чиқади; улар одам ҳаёти учун жуда катта хавф туғдиради. Реакторнинг зарарли нурланишидан атроф фазони ҳи-  
моя қилиш учун уни жуда қалин бетон девор билан ўраладики, бун-  
да бетон девор кучли ҳимояловчи восита бўлиб хизмат қилади.

299- расмда атом электр станциясининг принципиал схемаси келтирилган. Бу ерда 1 атом реакторининг бетон ҳимоясини билди-  
ради. 2 рақами билан ичига 3 уран солинган цилиндрлар (стержен-  
лар) белгиланган. Уранли 2—3 стержень-блоклар 5 сувга туши-



299- расм.

рилган, сув бир вақтда секинлаткич ва иссиқлик элтувчи бўлиб хизмат қилади. Сув катта босим остида бўлади, шунинг учун уни  $300^{\circ}\text{C}$  температурагача қиздириш мумкин. Бундай қайноқ сув реактор актив зонасининг юқори қисмидан 6 трубопровод орқали 8 буғ генераторига боради (бу ерда 9 сув буғланади), совитилади ва 7 трубопровод орқали реакторга қайтади. Тўйинган буғ (10) 11 трубопровод орқали 12 буғ турбинасига боради ва ишлатилгандан сўнг 13 трубопровод орқали буғ генераторига қайтади. Турбина 14 электр генераторни айлантиради. Унда ҳосил бўлган ток тақсимлаш қурилмасига ва ундан ташқи электр тармоғига берилади. Реакторда аварияга қарши стерженлар (4) бўлиб, улар нейтронларни яхши ютувчи моддадан тайёрланади. Авария содир бўлганда бу стерженлар реакторга туширилади ва занжир реакция тўхтайдди.

Портлаш характеридаги занжир реакциядан атом бомбаларида фойдаланилади. Атом бомбасида критик ўлчамлардан кичик бўлган икки масса ( $\text{U}^{235}$  ёки  $\text{Pu}^{239}$  дан иборат масса) бир-биридан занжир реакция рўй бермайдиган масофада жойлаштирилган бўлади. Оддий портлатиш йўли билан уран массаларидан бирини иккинчисига томон катта тезлик билан ҳаракатланишга мажбур қилинади. Ҳар икки масса бир-бирига яқинлашиб тегиши билан бўлинувчи модданинг умумий ўлчами критик ўлчамдан ортиб кетади ва портловчи ядровий занжир реакция вужудга келади, бу реакция оний равишда жуда катта миқдорда энергия ажралишга ва вайронгарчиликка олиб келади. Критик шартлардан ўтиш бошқа усуллар билан ҳам амалга оширилиши мумкин.

Ядро реакторлари ёрдамида кўп миқдорда энергия олиш билан бир қаторда медицинада, қишлоқ хўжалигида, биологияда, саноатда ҳамда турли илмий, техникавий ва саноат мақсадларида кенг қўлланиладиган турли-туман радиоактив изотоплар олиш мумкин.

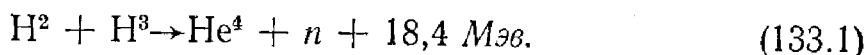
Масалан, организмга озгина миқдорда редиоактив изотоп киритиб ва унинг жонли организмдаги (ўсимликдаги ёки ҳайвондаги) ўрнини радиоактив нурланишни қайд қилувчи дозиметрик асбоб ёрдамида ёки радиография методи билан, яъни фотопластинкада радиоактив изотоп ядролари чиқарадиган нурланишларни қайд қилиш методи билан аниқлаб, организмда модда алмашинуви (оқсиллар, углеводлар, витаминлар, минерал моддалар ва ҳ.к. лар алмашинуви) ҳодисасини ўрганиш мумкин. Радиоактив изотоплар методи ёки нишонли атомлар методи муҳим ҳаётий процесс—яшил ўсимликлар ҳужайраларидаги углерод фотосинтези билан боғлиқ бўлган кўпгина ҳодисаларни ўрганишга имкон берди. Радиоактив изотопларнинг қўлланилиши ҳайвонларнинг озикланиш процесси билан боғлиқ бўлган бир қатор муҳим масалаларни ҳал қилишга имкон берди.

Радиоактив изотоплардан медицинада ҳар хил хавфли ўсмаларни даволаш учун (хавфли ўсмалар тўқимаси соғлом тўқималарга қараганда сезгир бўлиб, улар радиоактив нурлар таъсир қилдирилгандан сўнг тарқаб кетади) фойдаланилади.

### 133- §. Термоядро реакциялари

Ядро реакциялари вақтида энергия ажралиш фақат  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $U^{239}$  каби оғир ядролар бўлингандагина эмас, балки енгил ядролар қўшилганда ҳам вужудга келади. Масалан,  $H^2(d, p)H^3$ ,  $H^2(d, n)He^4$  ядро реакцияларида мос ҳолда 4,03 Мэв ва 3,26 Мэв энергия ажралади. Агар дейтерий атом ядроларининг узлуксиз давом этадиган бошқариладиган қўшилиш реакциясини амалга ошириш мумкин бўлганда эди, у ҳолда амалда битмас-туганмас ядро энергияси манбаи олинган бўлар эди, чунки дейтерий запаси океанда жуда каттадир, ҳолбуки уран запаси нисбатан жуда кам. Енгил ядроларнинг бошқариладиган қўшилиш реакцияларини амалга ошириш учун бу ядроларнинг ҳаммаси дейтроннинг потенциал тўсиғидан ўтиши учун етарли бўлган кинетик энергияга эга бўлиши керак. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, бу энергия тақрибан 0,1 Мэв га тенг экан. Бундай энергияга дейтерийнинг миллиард градус температураси мос келади. Шундай температурага эришилганда дейтерий ядроларининг қўшилиш ядро реакцияси ёки *термоядро реакцияси* деб аталган реакция рўй бериши мумкин.

Дейтерий ва тритий ядроларининг қўшилиш реакциясини амалга ошириш осон, бунда бу ядроларнинг энергияси 10 кэв тартибида бўлиши керак, бу эса юз миллион градус температурага мос келади:



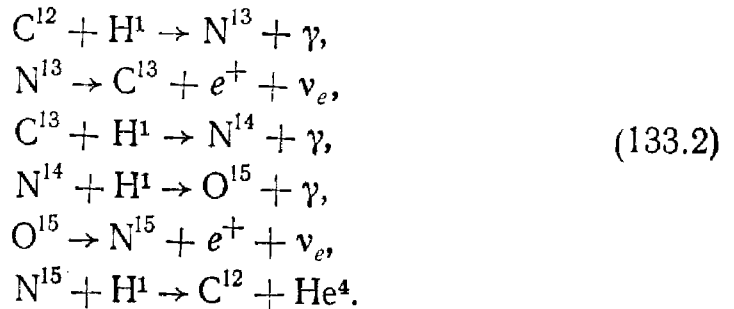
Ер шароитида бу реакция водород бомбаси портлаганда содир бўлади. Умуман айтганда, термоядро реакциялари пастроқ температураларда ҳам бўлиши мумкин, бироқ бунда эффективлик кам бўлади.

Бошқариладиган термоядро реакциясини амалга ошириш учун СССРда ва чет мамлакатларда дейтерий—тритий аралашмаси орқали магнит майдонда кучли электр разряд ўтказиш йўли билан ўта юқори температура олиш бўйича катта ишлар қилинмоқда. Бунда газ тўла ионлашади ва электронлар ҳамда ионлардан иборат бўлади (берилган ҳолда дейтронлардан иборат). Газнинг бундай ҳолати *плазма* дейилади. Агар магнит майдон қўлланилмаса, у ҳолда зарядланган зарралар плазмадан разряд содир бўлаётган идиш деворларига интилиб ва унга ўз энергиясининг кўп қисмини бериб, плазманинг етарлича қизиши таъминланмаган бўлар эди. Магнит майдон плазмани идиш деворларидан узоқроқда ингичка шнур шаклида тутиб туради, натижада ундаги температура бир неча миллион градусгача кўтарилади.

Табиатда стационар термоядро реакциялари мавжуддир. Бундай термоядро реакциялари Қуёш ва юлдузлар ичида (бунда модда жуда катта температурада, босимда ва зичликда бўлади) рўй беради. Улар Қуёш ва юлдузларнинг узлуксиз энергия манбаи ҳисобланади. Тахминларга кўра, бу реакцияларда водород гелийга айланади («ёнади»). Бундай айланишлар цикли ҳақида икки хил тасав-

вур бўлган — Бете ва Кричфилднинг протон-протон цикли (1938) ва Бетенинг углерод-азот цикли (1939).

Мисол тариқасида углерод-азот циклидан иборат ядро реакциялари кетма-кетлигини қараб чиқамиз:



Бу циклда охирги натижа водороднинг гелийга айланишидир, углерод эса катализатор бўлиб хизмат қилади.

## XIX боб

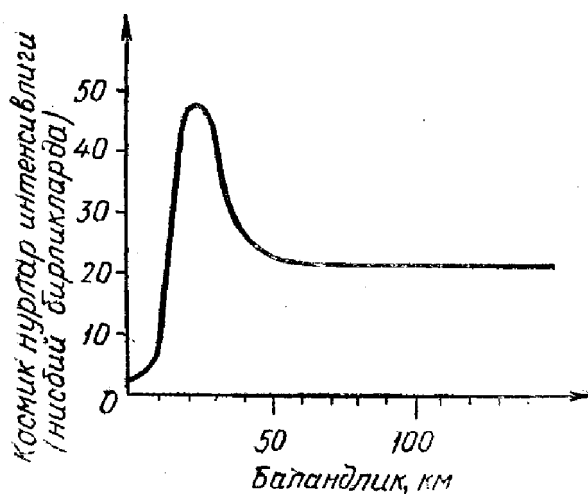
### КОСМИК НУРЛАР

#### 134-§. Космик нурлар ҳақида асосий экспериментал маълумотлар

Қўпгина кузатишлар (булар ҳақида ушбу бўлимнинг тарихий обзор қисмида ҳам гапириб ўтилган эди) шуни кўрсатдики, олам фазодан Ерга шубҳасиз жуда катта энергияли зарралар келар экан. Вильсон камераси ёрдамида бу зарраларнинг зарядланган зарралар эканлиги ва улар мусбат зарядланган ҳам, манфий зарядланган ҳам бўлиши мумкинлиги аниқланди. Булар қаторига электронлар ва позитронларни (мусбат зарядланган электронларни), масса спектри жуда кенг бўлган мусбат ва манфий мезонларни, шунингдек, янада оғирроқ зарралар—нуклонлар ва гиперонларни киритиш мумкин.

Зарядланган зарралар атом ядролари яқинидан ўтаётиб тезлашади ва бунда қаттиқ  $\gamma$ -нурлар чиқаради, шу сабабли космик нурлар таркибидаги зарралар қаторида юқори энергияли  $\gamma$ -фотонлар ҳам кузатилади. Электронлар, позитронлар ва  $\gamma$ -фотонлар космик нурларнинг юмшоқ компонентасини ташкил қилади, чунки улар моддада кучли ютилади. 10 см қалинликдаги қўрғошин асосан юмшоқ компонентани ютади. Мезонлар орасида мю-мезонлар деб аталувчи мезонлар борки, улар катта ўтувчанлик қобилиятига эга ва 10 см дан ортиқ қалинликдаги қўрғошиндан ҳам осонгина ўтиб кетади. Шу сабабли, космик нурлар таркибидаги мезонларни қаттиқ компонента деб аталади. Зарядланган зарралар магнит майдонда оғади, шунинг учун космик нурларга ҳам Ернинг магнит майдони таъсир қилади. Шу туфайли космик нурлардаги зарядланган зарра-

ларнинг кўп қисми қутбларда тўпланган бўлиб, экваторда эса камроқ бўлади. Зарралар энергияси қанча кичик бўлса, кенглама эффекти деб аталган бу эффект шунча аниқ сезилади. Кенглама эффектини тадқиқ қилиш бўйича совет физиги С. Н. Вернов кўп ишлар қилди. Космик нурларни стратостатлар ва ракеталар ёрдамида турли баландликларда текширишлардан маълум бўлдики, космик нурлар интенсивлиги баландликка қараб аввал тез ортади, сўнгра пасайиб, таъминан доимий қийматга эга бўлади (300- расм). Ер атмосфера-сидан ташқарида катта баландликларда космик нурлар асосан юқори энергияли протонлар ва  $\alpha$ - зарралардан, шунингдек, оғирроқ элементлардан (ниобийгача ( $Z = 41$ )) иборат эканлиги аниқланди. Бундай катта баландликдаги космик нурлар таркиби таъминан коинотдаги элементлар тақсимотига мос келади. Совет Иттифоқида Ернинг сунъий йўлдошлари ва космик ракеталарнинг муваффақиятли учирлиши муносабати билан космик нурларни ўрганиш учун катта имкониятлар яратилди. Бундай экспериментлар кейинроқ АҚШ да амалга оширила бошланди. Йўлдошларга ва космик ракеталарга ўрнатилган аппаратуралар ёрдамида космик нурларни тадқиқ қилишнинг улкан афзалликлари шундаки, бундай баландликларда бирламчи космик нурларни ютувчи (ниқобловчи) моддалар жуда кам бўлади. Бундай тадқиқотлар бирламчи космик нурлар таркиби ҳақида стратостатлар ёрдамида олинган маълумотларга қараганда анча аниқроқ маълумотлар олишга имкон берди.



300- расм.

Ер атрофида катта баландликларда зарядланган зарралар— электронлар тўдасининг аниқланиши жуда йирик кашфиёт бўлди. Улар Ернинг магнит майдонига келиб тушганда гўё қамраб олингандек, зарядланган зарраларнинг радиацион пояси деб аталувчи пояслар қаторида тўпланиб қолар экан. Юқорида баён этилган экспериментал далиллар бир қатор масалаларни кўндаланг қилиб қўядики, буларга космик нурлар назарияси жавоб бериши керак:

- 1) Космик нурлар қандай пайдо бўлган?
- 2) Космик нурлар таркибидаги қандай зарралар бирламчи, қандайлари иккиламчи ҳисобланади?
- 3) Иккиламчи зарраларнинг пайдо бўлиш механизми қандай?
- 4) Космик нурларнинг турли компоненталари модда билан қандай ўзаро таъсирлашади?



5) Космик нурлар таркибида топилган янги элементар зарраларнинг индивидуал хоссалари қандай?

Кейинги параграфлар шу саволларга жавоб сифатида бағишланган.

### 135-§. Космик нурларнинг пайдо бўлиши

Ҳозирги вақтда бирламчи космик зарралар бундай юқори энергияни зарядланган зарраларнинг юлдузлар ва бошқа космик жисмларнинг электромагнит майдонида тезлашиши ҳисобига олади, деган тасавурларга асосланган космик нурларнинг пайдо бўлиш ҳақидаги гипотезадан катта ишонч билан фойдаланилмоқда. Ер ва Қуёш сингари юлдузлар ҳам магнит майдонга эга бўлгани сабабли, юлдузлар айланганда уярмавий электромагнит майдон ҳосил бўлиб, бу майдонда зарядланган зарралар жуда катта тезланиш олади. Қуёш учун тезлатилган зарралар энергияси  $10^8$  эв га яқин қийматга эга. Сиртида магнит майдон  $10^3$  э ва ундан юқори қийматга етадиган юлдузлар аниқлангандан сўнг (масалан, сунбула L-78 ва бошқ.) бу гипотеза янада қўллаб-қувватланди. Бундай юлдузлар айланганда зарядланган зарралар  $10^{10}$  эв гача тезланиши мумкин.

Афтидан, юлдузлараро ионлашган модда тўдалари катта роль ўйнайди. Бундай катта юлдузлараро модда тўдаларида (булутларда) жуда катта ўзгарувчан электромагнит майдонлар ҳосил қилувчи электр токдан иборат зарядланган массалар ҳаракати вужудга келиши мумкин. Ферми ҳисоби шуни кўрсатадики, бундай электромагнит майдонларда зарядланган зарралар бирламчи космик зарраларда кузатиладиган жуда катта энергиягача тезлашиши мумкин. Шунингдек, ўта янги юлдузлар космик нурлар манбаи бўлади, деган тасавур ҳам илгари сурилмоқда. Шундай қилиб, космик нурлар табиатини назарий ва экспериментал текширишлар физиканинг энг янги соҳаси—космик электродинамиканинг пайдо бўлишига олиб келди. Бу соҳа ҳозирги вақтда интенсив ривожланмоқда. Шак-шубҳасизки, космик электродинамика ракеталарнинг космосга учишларида ва янги техниканинг шу каби муаммоларини ҳал қилишда катта роль ўйнайди.

### 136-§. Иккиламчи космик нурларнинг ҳосил бўлиши

Юқорида айтиб ўтилдики, бирламчи космик нурларнинг асосий қисмини жуда юқори энергияли протонлар ташкил қилади. Бу зарралар атмосферага тушганда атмосфера ҳавосидаги атом ядролари билан тўқнашади ва уларни тўла емирилишга олиб келади (ядровий гортлашлар). Ядро портлашларини қалин қатламли фотоэмульсиялар методи билан қайд қилиш қулай (улар «юлдузлар» манзарасини беради). VIII расмда шундай «юлдузлар» дан бирининг фотосурати келтирилган. «Юлдуз» марказидан чиқувчи ҳар қайси нур юқори энергияли зарра изи бўлиб, бу зарралар бирламчи космик протон (ёки  $\alpha$ - зарра) ядрога урилганда атом ядросининг бўлинишидан ҳосил бўлади. Бундай ядровий портлашда юқори энергияли протонлар ва нейтронлардан ташқари, янги зарралар—мезонлар ҳосил бўлади.

Бу мезонлар *пи- мезонлар* деб аталади. Мусбат ва манфий мезонлар мавжуд бўлиб, улар мос ҳолда  $\pi^+$  ва  $\pi^-$  орқали белгиланади. Пи-мезонлар массаси 273,2 электрон массасига тенг.  $\pi^\pm$ -мезонлардан бошқа нейтрал мезонлар ҳам мавжуд, уларнинг массаси 264,2 электрон массасига тенг; белгиси —  $\pi^0$ ; яшаш даври эса  $10^{-15}$  сек. Тинч ҳолатдаги зарядланган пи-мезоннинг яшаш даври  $2,6 \cdot 10^{-8}$  сек, тез ҳаракатланувчи пи- мезонники тахминан  $10^{-7}$  сек. Зарядланган пи- мезонлар тезда мю- мезон ва нейтринога бўлиниб кетади. Бунда ҳосил бўлувчи мю-мезонлар заряд ишорасига қараб  $\mu^+$  ва  $\mu^-$  орқали белгиланади. Уларнинг массаси 206,96 электрон массасига тенг ва яшаш даври  $2,22 \cdot 10^{-6}$  сек. Мю-мезонлар электрон (ёки протон), нейтрино ва антинейтринога (мюон нейтриноси ва антинейтриносига) бўлинади.  $\pi$ - мезонлар ва  $\mu$ - мезонлар қуйидаги схема бўйича бўлинади:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu, \quad (136.1)$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \quad (136.2)$$

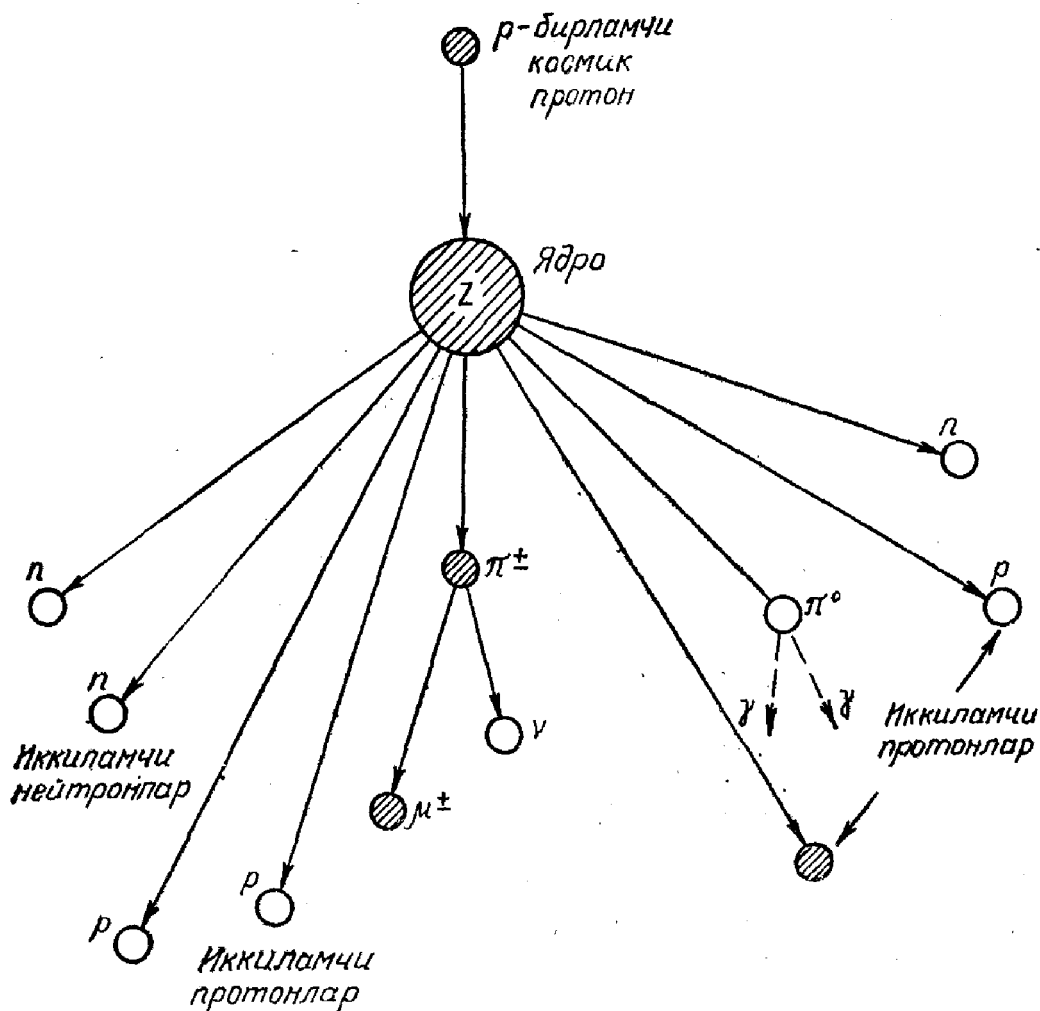
$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \tilde{\nu}_\mu, \quad (136.3)$$

бунда  $\nu_e$  ва  $\tilde{\nu}_e$  — электрон нейтриноси ва антинейтриноси;  $\nu_\mu$  ва  $\tilde{\nu}_\mu$  — мюон (ёки мезон) нейтриноси ва антинейтриноси.

Мю-мезонлар нисбатан катта яшаш даврига эга бўлган ҳолда Ер сиртига етиб келади ва ҳатто Ерга анча чуқурликкача ҳамда денгиз, океан тубигача кириб боради. Улар космик нурларнинг кучли ўтувчан (паррон ўтувчи) ёки қаттиқ компонентасидир. Уларнинг кучли ўтувчанлик қобилиятга эга бўлишига сабаб шуки, катта энергияси туфайли улар ионлашга нисбатан кам энергия сарф қилади, электронларга нисбатан катта массали бўлгани туфайли эса нурланишга кам энергия сарф қилади, бундан ташқари, улар ядро жиҳатдан активмас, яъни ядролар билан кучсиз ўзаро таъсирлашади. Ядро портлашида ҳосил бўладиган нуклонлар (протонлар) янги ядро портлашларини вужудга келтириши мумкин. Шундай қилиб, каскадли ядро қуюни ҳосил бўлиб, бунинг натижасида атмосферада нуклонлар, мезонлар ва  $\gamma$ - фотонлар жуда тез ортади. Фотонлар космик нурларда электрон компонента ҳосил бўлишига йўл очиб беради. Бу компонента каскадли қуюнлар деб аталади.

Демак, иккиламчи космик зарраларнинг пайдо бўлиш схемасини 301- расмдагидек тасвирлаш мумкин.

Юқори энергияли бирламчи космик протон атмосфера атоми ядросига учиб келиб урилади ва уни  $p$  ва  $n$  нуклонларга бўлиб юборади. Бунда бир вақтда  $\pi^\pm$  ва  $\pi^0$ - мезонлар учиб чиқади.  $\pi^\pm$  мезонлар емирилиб,  $\mu^\pm$  мезонларга, нейтрино ва антинейтринога айланади ва космик нурларнинг қаттиқ компонентасини бошлаб беради;  $\pi^0$ - мезонлар емирилиб иккита юқори энергияли  $\gamma$ - фотонга ажралади, улар ўз навбатида электрон-позитрон жуфтларини юзага келтиради ва шундай қилиб, космик нурларнинг электрон-фотон компонентасига асос солади. Электрон-фотон компонентада бу би-



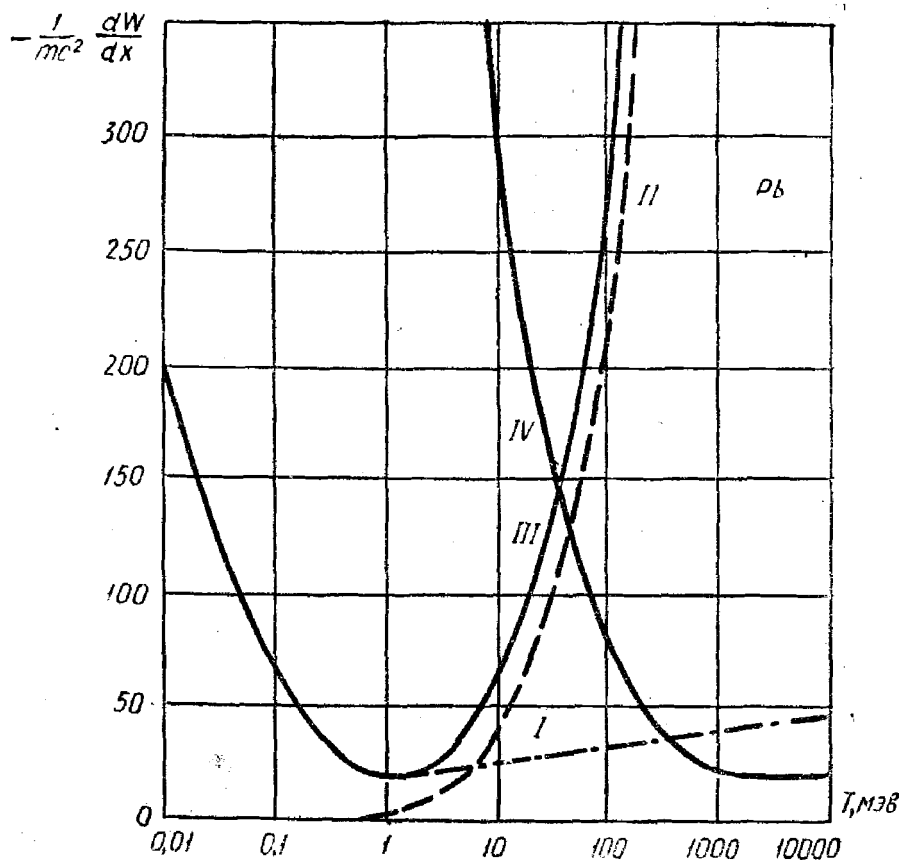
301- расм.

лан кетма-кет электронлар, позитронлар ва фотонлар интенсив равишда кўпайиб боради, шу туфайли зарядланган енгил зарраларнинг каскадли қуюни кучаяди. Космик нурлардаги бу ҳодиса синчиклаб аниқ ўрганилган.

### 137-§. Юқори энергияли зарядланган зарралар ва фотонларнинг модда билан ўзаро таъсири

Ядро физикасининг ва хусусан, космик нурлар физикасининг муҳим муаммоларидан бири зарядланган тез зарралар ва фотонларнинг модда билан ўзаро таъсирини ўрганишдир. Аввал зарядланган зарраларнинг модда орқали ўтишини қараб чиқамиз.

Зарядланган тез зарралар моддадан ўтаётганда уларнинг энергияси ионлашга ва нурланишга сарф бўлади (атом ядролари билан мумкин бўлган тўқнашишларни ҳисобга олмадик). Ҳаракатланаётган зарядли зарраларнинг электромагнит энергия нурлашига сабаб шуки, улар атом ядролари яқинидан учиб ўтаётганда тезлашади, бу эса нурланишга олиб келади. Зарра энергиясининг ионлашга ва



302- расм.

нурланишга сарфи  $\frac{dW}{dx}$  катталиқ билан характерланиб; у зарранинг моддада 1 см йўлни босиб ўтгандаги энергия ўзгаришига тенгдир.

302- расмда электронлар ва протонларнинг кўрғошиндан ўтаётганда кинетик энергияси катталигига боғлиқ равишда ионлашга ва нурланишга энергия сарфи тасвирланган. Ордината ўқи бўйича зарранинг бир бирлик тўла энергиясига нисбатда олинган энергия сарфи қўйилган ( $-\frac{1}{mc^2} \cdot \frac{dW}{dx}$ ). Бунда  $\frac{dW}{dx} < 0$ , шунинг учун графикда бу ифоданинг ишораси ўзгартирилган, чунки энергия сарфининг абсолют қиймати физикавий мазмунга эга. (Расмдаги римча рақамлар куйидагиларни билдиради: I— электронлардаги ионлашга бўлган энергия сарфи; II— электронлардаги нурланишга бўлган энергия сарфи; III— электронлардаги тўла энергия сарфи; IV— протонлардаги тўла энергия сарфи.)

Келтирилган графиклардан кўриниб турибдики, электронлардаги ионизацион сарфлар  $\approx 1$  Мэв энергиягача тез камаяди, сўнгра аста-секин ортади. Аксинча, нурланишга бўладиган сарфлар 1 Мэв атрофида сезиларли бўлиб, кейин жуда тез ортади, шундан сўнгра қолган ҳамма сарфлар асосан фотонлар нурланиши билан аниқла-

иади. Протонларда ионизацион исрофлар анча катта, бироқ кинетик энергия ўсиши билан тез камаяди ва  $\approx 5$  Гэв да минимумга эришади, сўнгра яна ортади.

Ҳаво ва сув ҳолида электронлардаги минимум энергия сарфи 100 Мэв атрофида ётади (ўз навбатида протонлар учун —500 Гэв).

Жуда катта энергияли фотонларнинг модда орқали ўтишида кузатиладиган ҳодисани қараб чиқамиз. Бу фотонлар, масалан, модда орқали ўтишида электронлар ва позитронлар томонидан жуда кўп миқдорда нурланиши мумкин. Фотонлар энергияси фотоэффектга, комптон-эффектга ва электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлишига сарф бўлади.

Модда орқали ўтаётганда фотонларнинг интенсивлиги қуйидаги қонун бўйича камаяди:

$$I = I_0 e^{-kx}, \quad (137.1)$$

бунда  $k$  — чизиқли ютилиш коэффициентлари.  $k$  катталиги учта коэффициентнинг аддитив йиғиндисидан иборат:

$$k = k_{\text{фот}} + k_{\text{компт}} + k_{\text{жуфт}}, \quad (137.2)$$

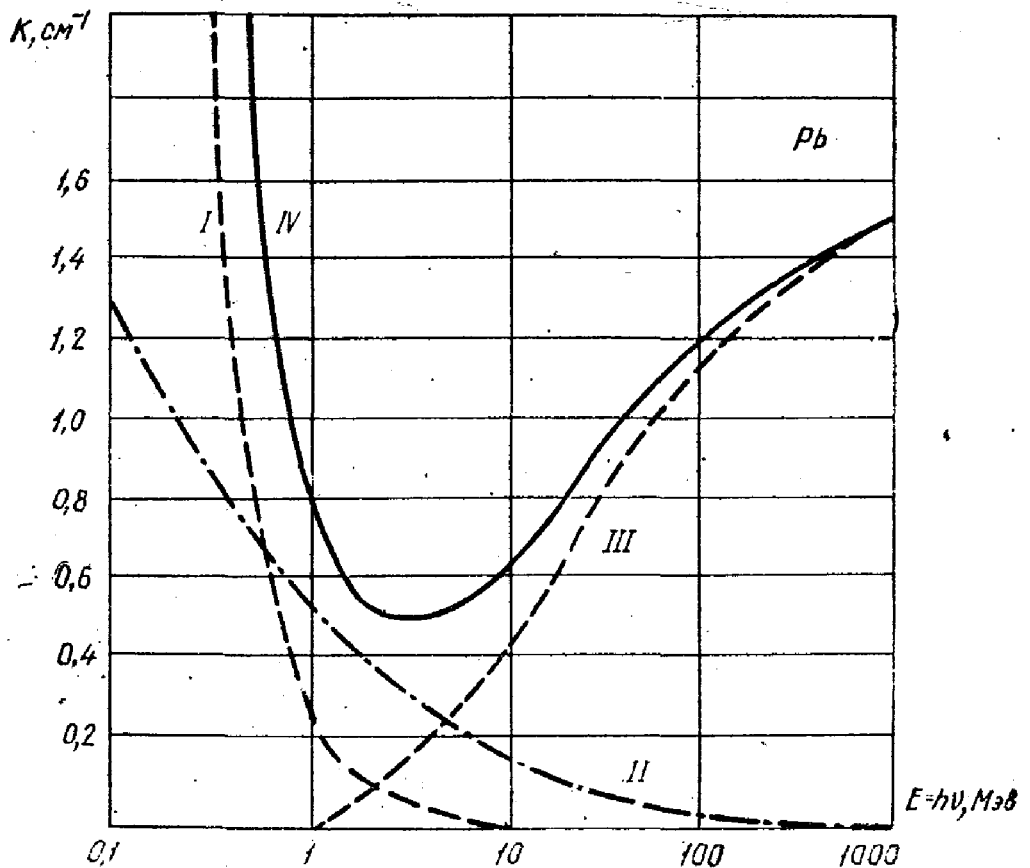
бунда  $k_{\text{фот}}$ ,  $k_{\text{компт}}$  ва  $k_{\text{жуфт}}$  — мос ҳолда фотоэффект, комптон-эффект ва электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлишига кетадиган энергия сарфлари билан боғлиқ бўлган фотонларнинг моддада чизиқли ютилиш коэффициентлари.

$\gamma$ - фотонларнинг қўрғошинда тарқалишида бўладиган энергия сарфлари 303- расмдаги графикларда тасвирланган (римча рақамлар қуйидагиларни билдиради: I- ионлашга кетадиган энергия сарфи; II — комптон сочилишга кетадиган энергия сарфи; III — жуфтлар ҳосил бўлишига кетадиган энергия сарфи; IV — умумий энергия сарфлари). Расмдан кўриниб турибдики, фотоэлектрик ютилиш фақат кичик энергиялардан 10 Мэв тартибидаги энергиягача (бунда ютилиш ниҳоятда сезиларсиз бўлиб қолади) роль ўйнайди. Комптон сочилиши катта соҳани ўз ичига олади ва кичик энергиялар соҳасидан тахминан 500 Мэв гача чўзиладики, бунда у кузатилмайдиган даражада сезиларсиз бўлиб қолади.

Аксинча, жуфтлар туғилишидаги исрофлар  $\gamma$ - фотонлар энергияси 1 Мэв бўлганда бошланади ва фотонлар энергияси ўсиши билан тез орта боради. 100 Мэв дан юқори энергияларда қўрғошинда  $\gamma$ - фотонлар ютилиши амалда жуфтлар туғилишига боғлиқ бўлиб қолади.

302- ва 303- расмдан кўриниб турибдики, фотонлар ютилиш коэффициентининг улар энергиясига боғлиқлиги зарядланган зарралар энергияси сарфининг боғланиш графигига ўхшаш экан.

Яқиндагина юқорида айтилган ҳодисаларни 1 Гэв дан юқори бўлган катта энергиялар учун фақат космик нурлардагина кузатиш



303- расм.

мумкин бўлган бўлса, уларни ҳозирги вақтда тезлаткичларда олинган зарядланган зарралар ёрдамида ўрганиш мумкин.

### 138- §. Электрон-фотон (каскадли) қуёнлар

Космик нурларда зарядланган енгил зарраларнинг кўпайишидаги энг муҳим ходисалардан бири каскадли электрон-позитрон-фотон қуёнидир. Уларнинг ҳосил бўлиш механизмини қуйидагича ифодалаш мумкин.

Юқори энергияли фотон (бир неча юз миллион ва миллиардлаб электронвольтли) бирор атмосфера атоми ядроси билан ўзаро таъсирлашиб, электрон-позитрон жуфтini юзага келтиради. Ҳосил бўлган бу зарядланган зарралар жуфти уларни юзага келтирган фотон ҳаракати йўналишида ҳаракатланади. Пайдо бўлган электрон ва позитроннинг энергияси жуда катта бўлгани сабабли 137- § да келтирилган графикка мувофиқ ионлашга сарфланадиган энергия унча кўп бўлмайди. Аксинча, энергия тормозланиш нурланишига кўпроқ сарф қилинади. Шу туфайли, ҳар бир электрон ва позитрон атом ядролари билан тўқнашганда  $\gamma$ - фотон чиқади, шундан сўнг электрон энергияси ва позитрон энергияси мос ҳолда камаяди. Электрон ва позитронларнинг атом ядролари билан кейинги тўқ-

## ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР

## 139-§. Умумий мулоҳазалар

Элементар зарралар ҳақидаги таълимот ҳозирги замон атомистикасининг энг юқори босқичидир.

Микродунёни ўрганишда уч босқични таъкидлаб ўтиш мумкин:

а) атом тузилишини ва унда содир бўладиган процессларни ўрганиш;

б) ядро тузилишини ва ядро ичида содир бўладиган процессларни ўрганиш;

в) атом ядролари ва атомларнинг электрон қобиқларини ташкил қилган, шунингдек, ядро айланишларида вужудга келадиган зарраларни ва уларни ташкил қилган зарраларни ўрганиш.

Аввалги бобларда баён қилинган материаллардан кўришиб турибдики, биринчи икки бўлим бўйича ҳозирги замон физикаси ҳодисаларни экспериментал ўрганиш соҳасида ҳам, уларни назарий асослаш соҳасида ҳам жуда катта ютуқларга эришди; учинчи бўлимга келсак, бунда олинган жуда катта экспериментал материаллар ва ҳодисаларни назарий ҳамда модель кўринишида тавсифлаш учун қилинган ҳаракатлардаги баъзи ютуқлар билан бир қаторда табиатда содир бўладиган барча ҳодисаларни қониқарли равишда тушунтириб бера оладиган ягона бир физикавий концепция яратилмаганлигини айтиб ўтиш ўринлидир.

Учинчи бўлим ўз маъносига кўра элементар зарралар физикаси деб аталади.

Электроника, атомлар тузилиши, атомлар ядроларидаги ҳодисаларни, космик нурлардаги процессларни, тезлаткичлар ёрдамида олинадиган зарядланган тез зарраларда бўладиган ҳар хил реакцияларни ўрганиш элементар зарралар деб аталувчи зарраларнинг жуда кўп миқдорда мавжуд эканлигини қатъий аниқлаб олишга имкон берди. Ҳозирги вақтда бундай зарралар қаторига электронлар, позитронлар, протонлар, антипротонлар, нейтронлар ва антинейтронлар, нейтринолар ва антинейтринолар, мезонлар, гиперонлар, фотонлар ва бошқалар киради. Бу зарралардан баъзилари барқарор зарралар ҳисобланади, яъни ўз-ўзидан емирилиб бошқа зарраларга айланмайди, ҳолубки кўпгина элементар зарралар беқарор бўлиб, муайян вақт ўтгандан кейин улар ўз-ўзидан емирилиб бошқа зарраларга айланади. *Элементар зарралар* мазмунига кўра энг содда зарралар деганидир, яъни бу сўз улар бундан кейин бошқа ташкилий қисмларга ажралмайди деган маънони англатади. Бироқ бу ерда бундай эмас. Бу ҳол маълум маънода атомлар материянинг бўлинмас зарралари деб ҳисобланган даврни эслатади.

Ҳақиқатда эса элементар зарралар ҳеч қанақасига элементар эмас, балки улар бошқа тур зарраларга айланиши мумкин ва сўзсиз уларнинг ҳар бири ўз структурасига эга бўлади.

Элементар зарраларнинг характерли хусусияти шуки, улар икки хил кўринишда — зарралар ва антизарралар кўринишида намоён бўлади. Бу муайян кўринишдаги мусбат зарядланган зарралар билан бир қаторда уларнинг манфий зарралари ҳам мавжудлигида ўз ифодасини топган. Нейтрал зарралар ҳолида бу фарқ шундан иборатки, уларда механикавий ва магнит моментлари қарама-қарши ориентацияланган бўлади. Ушбу фундаментал факт орқали материалистик диалектиканинг асосий қонуни ёрқин ифодаланган. Бу қонун материя ҳаракатини қарама-қаршилиқлар бирлиги сифатида қараб, улар орасида ҳамма вақт кураш боради, бу эса материянинг ўз-ўзидан ҳаракатланишига асос бўлади деб кўрсатади. Элементар зарраларга хос бўлган қатор фундаментал физикавий хоссалар мавжудки, улар зарраларнинг характерли хусусиятларини белгилайди. Ҳамма элементар зарралар у ёки бу массага, энергияга, ҳаракат миқдори моментига, баъзи зарралар эса магнит моментга, электр зарядга эга ва ҳ.к. Элементар зарралардаги барча ўзгаришлар масса, энергия, ҳаракат миқдори, ҳаракат миқдори моменти ва электр зарядининг сақланиш қонунларига қатъий бўйсунди.

Бу қонунлар билан бир қаторда яна баъзи специфик сақланиш қонунлари ҳам ўринлидир: барион зарядининг (нуклонлар сонининг), мезон зарядининг сақланиш қонуни, жуфтликнинг сақланиш қонуни (кучли ўзаро таъсирларда), изотопик спиннинг сақланиш қонуни, галатиликнинг сақланиш қонуни, баъзи янги квант хоссаларининг сақланиш қонунлари ва ҳ.к.

Энди элементар зарраларнинг асосий характеристикаларини қараб чиқамиз.

**Тинчликдаги масса ва хусусий энергия.** Элементар зарралар ҳар қандай ҳолатда ҳам массага эга. Масса эркин зарранинг тўла энергияси  $W$  билан қуйидаги муносабатда боғланган:

$$W^2 = c^2 p^2 + m_0^2 c^4 = m^2 c^4, \quad (139.1)$$

бунда  $m_0$  —  $p = 0$  ( $v = 0$ ) даги масса,  $m$  эса  $p \neq 0$  даги масса.

(139.1) муносабатдан кўриниб турибдики, масса зарранинг тўла энергиясига боғлиқ экан. Шунинг учун умумий ҳолда у доимий эмас. Шу сабабли, элементар заррани  $m_0$  тинчликдаги масса орқали характерланади. Элементар зарранинг ички энергияси тинчликдаги масса орқали қуйидагича боғланган:  $W_0 = m_0 c^2$ . Бироқ шундай зарралар борки, уларда энергия импульс билан қуйидаги муносабатда боғланган:

$$W = cp, \quad (139.2)$$

яъни  $m_0 = 0$ .

Бундай зарраларга фотонлар ва нейтринолар кирди. Улар тинчликда массага эга бўлмагани сабабли вакуумда  $c$  ёруғлик тезлигида ҳаракатланади.



**Электр заряд.** Ҳозирги вақтда маълум бўлган зарраларнинг кўпчилиги электр зарядга эга. Бунда ҳамма вақт ҳам мусбат зарядли, ҳам манфий зарядли зарралар (зарра ва антизарралар) мавжуд эканлиги маълум бўлди. Электр заряднинг абсолют қиймати электрон заряди  $e$  нинг абсолют қийматига тенг. Бу катталикини одатда электр заряд бирлиги сифатида қабул қилинади. Зарядланган зарралардан ташқари, зарядланмаган зарралар ҳам бор бўлиб, улар ҳам зарралар ва антизарралар кўринишида мавжуддир.

**Спин.** Элементар зарралар бирор спинга эга. Спиини нолга тенг бўлган зарралар ҳам мавжуд. Кўпгина зарраларнинг спиини  $\frac{\hbar}{2}$  га тенг.

**Изотопик спин.** Элементар зарраларни ўрганиш шуни кўрсатдики, улар битта зарра, иккита зарра ва ҳ. к. зарралардан иборат группаларга бирлашиши мумкин экан. Масалан, протон ва нейтрон — 2 та зарра, нейтрал пи-мезон ва иккита зарядланган пи-мезон — 3 та зарра. Бундай группаларни турли ҳолатларда (ёки турли энергетик сатҳларда) бўлиши мумкин бўлган зарралар деб қаралади. Шунинг учун бу ҳолатларни якка (группада битта зарра — синглет), дублетлар (группада иккита зарра), триплетлар (группада учта зарра) деб тушунилади.

Юқорида атом энергия сатҳлари учун кўрдикки, уларнинг мультиплетлигига сабаб — электрон спиинининг мавжудлигидир. Шунинг учун элементар зарраларнинг мультиплетлигини тушуниш учун ҳам яна бир квант характеристикаси — изотопик спин тушунчаси киритилади. Изотопик спин  $I$  квант сони орқали характерланади ва  $0, \frac{1}{2}, 1, \dots$ , қийматлар қабул қилиши мумкин. Бироқ бу ерда бу квант характеристикасини ҳақиқий спин деб тушуниш керак эмас. Бу ерда *спин* сўзи фақат элементар зарралар группасини

$$M_{э.з.} = 2I + 1 \quad (139.3)$$

формула бўйича характерлаш учунгина ишлатилди, бунда  $M_{э.з.}$  — изотопик спиини  $I$  бўлган группа мультиплетлиги.

**Элементар зарраларнинг ноэлектр зарядли: барион, лептон зарядлари.** Элементар зарраларнинг айланишларини характерлаш учун янги катталик — *элементар зарранинг ноэлектр характердаги заряди* ҳақида тасаввур киритиш лозим бўлиб қолди. Оғир зарраларга барион заряди, енгил зарраларга — электронларга ва мю-мезонларга — лептон заряди мансуб деб қабул қилинади. Бу зарядлар  $\pm 1$  ўлчамсиз сонлар орқали ифодаланади. Муҳими, бу катталиклар элементар зарраларнинг турли айланишларида сақланади.

**Квант сони  $S$ .**  $K$ - мезонлар ва гиперонлар каби беқарор зарраларни ўрганиш шуни кўрсатадики, бу зарралар ўз айланишларида катта аномалияга дуч келар экан; у элементар зарраларнинг янги хоссаларини ифодалайди ва ўзига хос бўлмаган термин билан *ғалатилик* деб аталади. Бу хосса  $S$  квант сони билан характерланади ва уни ҳам *ғалатилик* деб аталади. Ғалатилик  $0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , қийматларни қабул қилиши мумкин.

**Сақланиш қонунлари.** Элементар зарраларнинг ҳамма айланишлари қуйидаги сақланиш қонунлари бажарилган ҳолда содир бўлади:

- а) энергиянинг сақланиш қонуни;
- б) массанинг сақланиш қонуни;
- в) импульснинг сақланиш қонуни;
- г) ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонуни;
- д) электр заряднинг сақланиш қонуни;
- е) ноэлектрик заряднинг сақланиш қонуни;
- ж)  $S$  ва бошқа квант сонларининг сақланиш қонуни:

**Элементар зарраларнинг ўзаро таъсир турлари.** Элементар зарраларнинг айланиш процессларида намоён бўладиган ўзаро таъсир кучларининг катталигига қараб уч хил ўзаро таъсир ажратилади:

- а) кучли ўзаро таъсир;
- б) электромагнит ўзаро таъсир;
- в) кучсиз ўзаро таъсир.

Кучли ўзаро таъсирлар оғир зарралар—протонлар, нейтронлар,  $\pi$ -мезонлар,  $K$ -мезонлар, гиперонлар орасида вужудга келади. Демак, кучли ўзаро таъсирларга ядро кучлари сабаб бўлади, кучли ўзаро таъсирлашувчи зарралар оиласи *адронлар* деб аталади. Бу ўзаро таъсирнинг интенсивлиги тақрибан 15 га тенг бўлган  $\frac{G^2}{\hbar c}$  ўлчамсиз константа орқали характерланади.  $G$  катталик ядро заряди характерига эга. Кучли ўзаро таъсирлар мезонлар воситасида узатилади. Улар билан характерланадиган процессларнинг давомийлиги жуда қисқа ( $\approx 10^{-22} - 10^{-24}$  сек).

Электромагнит ўзаро таъсирлар электр зарядлар туфайли вужудга келади ва фотонлар воситасида узатилади. Бу ўзаро таъсирларнинг интенсивлиги  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$  ўлчамсиз катталик билан аниқланади. Ушбу ўзаро таъсирлар орқали характерланадиган процессларнинг давомийлиги  $10^{-18} - 10^{-20}$  сек тартибида. Кучсиз ўзаро таъсирлар  $\beta$ -емирилиш,  $\mu$ -емирилиш ва шунга ўхшаш айланишларни характерлайди. Кучсиз ўзаро таъсирлар константаси  $\approx 10^{-12} - 10^{-13}$  қийматга эга, кучсиз ўзаро таъсирлар билан характерланадиган процессларнинг давомийлиги эса  $10^{-4}$  сек дан ортиқ. Мазкур параграфда тавсифланган хоссалар кейинроқ муайян элементар зарралар мисолида қараб чиқилади. 149- § даги жадвалда элементар зарралар бўйича маълумотлар обзори келтирилган.

#### 140-§. Электронлар ва позитронлар

Электронлар модданинг атом тузилишини ўрганишда топилган энг биринчи элементар зарралардандир. Электронларнинг заряди (элементар заряди)  $e = -4,80298 \cdot 10^{-10}$  СГСЭ, тинчликдаги массаси (биз унинг ноль индексини тушириб қолдирамиз)  $m = 9,1091 \cdot 10^{-28}$  г, ҳаракат миқдори моменти (спини)  $|\vec{s}| = \frac{1}{2} \hbar$ , магнит моменти деярли бир Бор магнетони ( $\mu_B \approx 0,92732 \cdot 10^{-20}$  эрг/гс) га тенг

Электроннинг магнит моментини Бор магнетони орқали ифода-  
лаб, қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\mu_e = -\mu_B (1 + 0,0011596389). \quad (140.1)$$

«Минус» ишораси механикавий ва магнит моментларнинг қарама-  
қарши йўналганлигини англатади. Электронлар  $e^-$  символ орқали  
белгиланади.

Электрон ўз-ўзидан бошқа хил зарраларга айланмайдиган бар-  
қарор заррадир. Манфий электронлар билан бир қаторда мусбат  
электронлар — позитронлар ҳам мавжудки, улар электронларга  
нисбатан антизарра ҳисобланади. Позитроннинг массаси ва заряди  
абсолют қиймати жиҳатидан электроннинг массаси ва зарядига  
тенг. Позитроннинг спини  $|\vec{s}| = \frac{1}{2} \hbar$ , магнит momenti эса деярли Бор  
магнетонига тенг. Позитрон вакуумда турғун, бироқ моддада узоқ  
вақт мавжуд бўла олмайди, чунки у электрон билан тўқнашганда  
электрон ва позитрон аннигиляцияси ҳодисаси рўй беради. Анни-  
гиляция шундан иборатки, электрон ва позитрон қўшилганда улар  
йўқолади, улар ўрнига эса икки ёки ундан кўп фотон пайдо бўлади,  
бу фотонлар ўз навбатида аннигиляцияланган электрон ва позит-  
роннинг массасини ва энергиясини олиб кетади. Бу процесс, яъни  
бир тур зарраларнинг бошқа тур зарраларга айланиши қуйидаги  
схема бўйича тасвирланиши мумкин:



Аннигиляциядан сўнг электрон ва позитрон мустақкам зарралар  
жуфтини ҳосил қилади ёки бошқача айтганда, виртуал жуфтни  
ҳосил қилади. Бу жуфтларнинг боғланиш энергияси манфий бўлиб,  
 $-2mc^2$  га тенг, бунда  $m$  — электроннинг тинчликдаги массаси.  
Масса ва энергиянинг ўзаро боғланиш қонунига кўра бундай жуфт-  
лар манфий массага (антимассага) эга бўлиши керак. Бундай заряд-  
ланган зарралар жуфтнинг мавжудлиги шунда кўринадики, бу  
зарралар жуфти атом электронлари сатҳларининг силжишига ва  
атом электрони магнит моментининг Бор магнетонидан фарқли  
катталиқка ўзгаришига сабаб бўлувчи атом электронлари билан  
ўзаро таъсирлашишга олиб келадиган флюктуацияга учрайди.

Аннигиляцияга тескари ҳодиса, яъни электрон-позитрон жуфт-  
тининг ҳосил бўлиши  $2mc^2$  дан катта энергияли  $\gamma$ -фотон атом ядроси  
яқинидан ўтганда содир бўлади, бунда виртуал жуфт фотоннинг  
 $2mc^2$  дан катта энергиясини ютиб, реал жуфтга айланади, юзага кел-  
ган электрон ва позитрон эса  $T = \frac{1}{2}(W - 2mc^2)$  га тенг кинетик  
энергия билан ҳар томонга учиб кетади, бунда  $W$  — шу зарралар  
жуфтини вужудга келтирган  $\gamma$ -фотоннинг энергияси.

Ҳозирги замон тасаввурларига кўра аннигиляцияланган зарра-  
лар жуфти бутун фазони тўлдириб турувчи манфий энергияли (де-  
мак, манфий массали) зарраларнинг туташ фонини ҳосил қилади.  
Бундай муҳитни электрон-позитрон вакуум деб аталади. Афтидан,

худди шу антимасса массаларнинг гравитацион ўзаро таъсири механизмида, шу жумладан, юлдузлар, планеталар ва ҳ. к. ларнинг гравитацион ўзаро таъсири механизмида ҳал қилувчи роль ўйнайди.

### 141- §. Протонлар ва антипротонлар

Элементар зарраларнинг энг муҳим иккинчи тури протонлар ва антипротонлардир. Протон—барқарор зарра (ўз-ўзидан бошқа зарраларга айланмайди). Протон ва антипротон жуфти элементар зарралар системасида маълум маънода электрон ва позитрон жуфтига ўзаро тескари муносабатдадир. Масалан, агар позитронлар, яъни мусбат электронлар улар вужудга келтирилгандан кейин тезда аннигиляцияланиб ўз массасини ва энергиясини фотонларга берса, протон-антипротон зарралар жуфтида модда зарралари орасида мусбат протон турғун ҳолатда бўлади. Антипротон, яъни манфий протон вакуумда турғун бўлса-да, бироқ моддада тезда  $\pi$ - мезонлар ва  $K$ - мезонлар, гоҳида қаттиқ  $\gamma$ - фотонлар чиқариб протон билан аннигиляцияланади. Шундай қилиб, электрон-позитрон вакууми билан бир қаторда протон-антипротон вакууми ҳам мавжуд бўлиши керак. Антипротон протонга нисбатан антизарра бўлиб хизмат қилади. Протон мураккаб ядроларнинг энг муҳим ташкилий қисмларидан бири бўлиб ҳисобланади ва ўзи водород атоми ядросидан иборатдир. Нейтрон билан бир қаторда уни *нуклон* ҳам деб аталади. Протон электрон билан биргаликда нейтрал водород атомини ҳосил қилади. Тескари системани, яъни антипротон-позитрон системасини кўз олдимизга келтиришимиз мумкин, у ўзининг барча хоссалари билан (оптикавий, химиявий, магнит ва бошқа) водород атомига ўхшаш бўлсин. Бу водороднинг антиатоми бўлади. Агар шундай антиатомлар ва бошқа шунга ўхшаш мураккаб антиатомлар модданинг кўпроқ қисмини ташкил қилса, у ҳолда электронлар ва протонлар бу моддада, аниқроғи, антимоддада тезда аннигиляцияланган бўлар ва шу сабабли, антиатомлар орасида эркин ҳолатда узоқ вақт мавжуд бўлолмас эди.

Протоннинг массаси электроннинг массасидан 1836,09 марта катта, бошқача айтганда,  $m_p = 1,67251 \cdot 10^{-24}$  г га тенг. Протоннинг мусбат заряди абсолют қиймати жиҳатидан электроннинг зарядига, яъни  $e = 4,80298 \cdot 10^{-10}$  СГСЭ га тенг. Протоннинг спини  $\frac{1}{2} \hbar$ , магнит моменти

$$\mu_p = (2,792282 \pm 0,000017) \mu_n$$

га тенг, бунда

$$\mu_n = 5,0509 \cdot 10^{-24} \frac{e\hbar}{2c}$$

Протонлар у ёки бу тезлаткичда тезлатиш учун ва ядро реакцияларида фойдаланиш учун энг қулай заррадир.

Протон учун  $p$  ва  $H^1$  символик белгилар қабул қилинган. Антипротоннинг массаси протон массасига тенг, заряди эса катталиги ва ишораси жиҳатидан электрон зарядига тенг. Унинг спини  $\frac{1}{2} \hbar$  га

тенг. Магнит моменти каттали жиҳатидан протоннинг магнит моментига тенг, бироқ ишораси тескари, яъни спинга тескари йўналган. Бинобарин,  $\mu_{ap} = -2,792282 \mu_{\text{я}}$ . Антипротонни  $\bar{p}$  символ орқали белгиланади.

Антипротон экспериментал равишда биринчи марта Калифорния университети синхрофазотронда 6,2 Гэв энергиягача тезлатилган протонлар билан мис нишонини нурлатилганда аниқланган эди. Реакция маҳсулотларини синчиклаб текшириш натижасида улар ичидан шундай зарралар аниқланган эдики, улар кейинчалик антипротонларга айниёлаштирилди.

### 142-§. Нейтронлар ва антинейтронлар

Элементар зарралар ичида иккинчи энг муҳим нуклон — нейтрондир. Унинг массаси протоннинг массасига деярли тенг, бироқ электр зарядга эга эмас. Шу сабабли, нейтрон жуда катта ўтиш қобилиятига эга, чунки у моддада ҳаракатланганда ионлашга, нурланишга ва ҳ. к. ларга энергия сарф қилмайди. Бундан ташқари, нейтронлар Кулон итаришишига учрамасдан атом ядросига осонгина кириб боради ва шундай қилиб, барча атомлар ядроларида ядро реакциясини уйғотувчи энг эффектив зарралар бўлиб ҳисобланади.

Нейтроннинг массаси 1838,63 электрон массасига тенг, электр заряди эса нолга тенг. Нейтроннинг спини  $\frac{1}{2} \hbar$ , магнит моменти  $\mu_n = -(1,913139 \pm 0,00009) \mu_{\text{я}}$  га тенг. Унинг сиволик белгиси  $n$ .

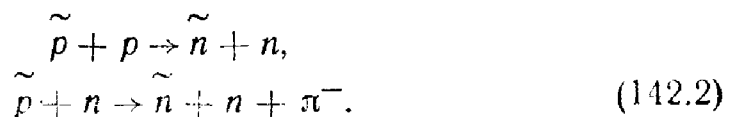
Нейтрон беқарор зарра бўлиб, у атом ядросидан озод бўлиб чиққандан кейин чамаси 1000 сек вақт ўтиши билан  $\beta$ - емирилишга учрайди. Нейтроннинг ярим емирилиш даври 1013 сек га тенг. Нейтроннинг емирилиш схемаси қуйидагича:



бунда  $\bar{\nu}_e$  — электрон антинейтриноси.

Нейтронга нисбатан антизарра — антинейтрондир, у массаси нейтрон массасига тенг, заряди ноль, спини эса  $\frac{1}{2} \hbar$  га тенг. Антинейтроннинг магнит моменти абсолют қиймати жиҳатидан нейтроннинг магнит моментига тенг, бироқ ишораси жиҳатидан қарама-қаршидир. Антинейтронни  $\bar{n}$  символ билан белгилаш қабул қилинган.

Антинейтронлар биринчи марта 1956 йилда модда орқали ҳаракатланаётган антипротонларнинг қайта зарядланиши туфайли ҳосил бўлган антинейтронларни кузатган америкалик физиклар Б. Корк, Г. Ламбертсон, О. Пиччиони, В. Вензеллер томонидан аниқланган эди. Антипротонларнинг қайта зарядланиш реакцияси нуклон ва антинуклон орасида қуйидаги схема бўйича заряд алмашилишидан иборат:

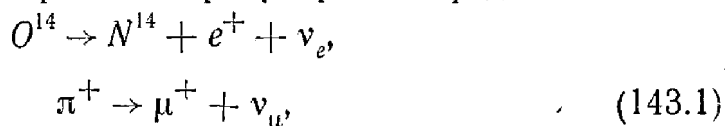


Бу реакциянинг амалга ошиши унчалик осон эмас, бироқ шундай бўлса-да, антинейтронларнинг вужудга келишини кузатиш мумкин. Антинейтронларнинг очилиши антипротонларнинг очилиши билан бир қаторда П. Диракнинг электрон назариясига асосланган ҳозирги замон элементар зарралар назариясининг ёрқин тасдиғи бўлди.

### 143-§. Нейтрино ва антинейтрино

Аввалги параграфларда тинчликдаги массага эга бўлган зарядланган ва нейтрал элементар зарраларнинг хоссалари қараб чиқилган эди. Мазкур параграфда биз тинчликдаги массага эга бўлмаган нейтрал элементар зарралар билан танишамиз. Нейтрино ва антинейтрино худди шундай зарралар жумласидандир. Бу зарралар атом ядролари радиоактив емирилганда, беқарор элементар зарралар — мезонлар ва бошқалар емирилганда ҳосил бўлади. Нейтринонинг тинчликдаги массаси  $m_\nu = 0$ , электр заряди  $e = 0$ , спини  $\frac{1}{2}\hbar$ , магнит моменти  $\mu_\nu = 0$ . Нейтринонинг символик белгиси  $\nu$ . Нейтринонинг тинчликдаги массаси ва магнит моменти нолга тенг бўлмаслиги мумкин, бироқ улар шунчалик кичикки, ҳозирча деярли нолга тенг деб ҳисоблашга тўғри келади. Тинчликдаги массаси, заряди ва магнит моменти нолга тенглиги сабабли нейтрино жуда катта ўтиш қобилиятига эга. Бир неча мегаэлектронвольт энергияга эга бўлган нейтринонинг эркин югуриш йўли узунлиги фазонинг кўринувчан қисми ўлчамлари тартибида бўлади.

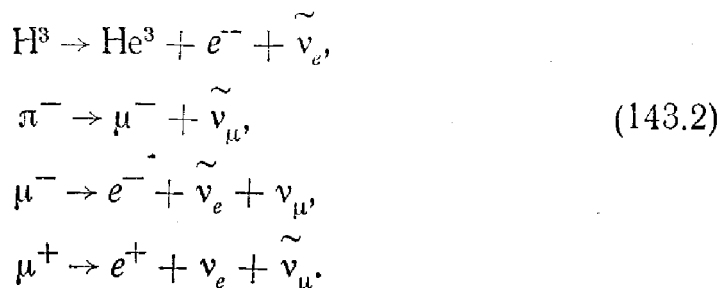
Нейтрино ҳосил бўладиган реакцияларга мисол қилиб, позитрон (сунбий) радиоактивлик реакциясини олиш мумкин. Бундан ташқари,  $\pi^+$ - мезонлар ва бошқа беқарор зарраларнинг емирилиш реакцияси ҳам шундай реакциялар қаторига киради:



бунда  $\nu_e$  — электрон нейтриноси,  $\nu_\mu$  — мюон нейтриноси.

Нейтринонинг спини унинг ҳаракат йўналишига антипараллелдир. Нейтринонинг антизарраси — антинейтринодир, у худди нейтринога ўхшаш зарра, бироқ спини нейтрино спинига қарама-қарши йўналган, яъни ҳаракат йўналишига параллел. Антинейтринонинг

символик белгиси  $\bar{\nu}$ . Антинейтрино табиий радиоактив моддаларнинг  $\beta^-$ - емирилишида, мезонларнинг емирилиш реакцияларида ва ҳ. к. ларда ҳосил бўлади. Масалан:



1963 йилда совет физиги А. А. Соколовнинг назарий ишлари эълон қилиниб, унда нейтринонинг *тўрт компоненти* назарияси илгари сурилган эди. Бу иш натижаларига кўра, ҳозирда электрон нейтриноси деб аталувчи оддий нейтрино (ва антинейтрино) билан бир қаторда бошқа нейтрино ҳам бўлиши керак. Электрон нейтриноси (белгиси  $\nu_e$ ) ядролар,  $\mu$ - мезонлар,  $K$ - мезонлар ва нейтронларнинг позитрон ( $e^+$ ) билан жуфтлашиб  $\beta$ -емирилишида ҳосил бўлади; электрон антинейтриноси (белгиси  $\bar{\nu}_e$ ) электрон ( $e^-$ ) билан жуфтлашиб бўладиган худди шундай емирилишларда ҳосил бўлади.

А. А. Соколов айтганлари тасдиқланди, ҳақиқатдан ҳам  $\pi$ - ва  $K$ - мезонлари  $\mu^+$ - мезонлар билан жуфтлашиб емирилганда ва  $\mu^+$ - мезон емирилганда ҳосил бўладиган нейтрино  $\beta$ - емирилишда ҳосил бўлган нейтринога айнан эмас эканлиги экспериментал аниқланди. Бу нейтринони ҳозирги вақтда  $\nu_\mu$  орқали белгиланади ва *мюон нейтриноси* деб аталади.  $\mu^-$ - мезон билан жуфтлашиб бўладиган худди шундай емирилишларда ва  $\mu^-$ - мезон емирилишда  $\bar{\nu}_\mu$  орқали белгиланадиган мюон антинейтриноси ҳосил бўлади.

Нейтрино ва антинейтринонинг икки тури (электрон нейтриноси ва антинейтриноси, мюон нейтриноси ва антинейтриноси) кашф қилиниши ва нейтриноларнинг ўзининг экспериментал аниқланиши ҳозирги замон элементар зарралар физикасининг энг катта ютуқларидан бири бўлди.

#### 144-§. Мезонлар

Мезонлар тинчликдаги массаси электрон ва протоннинг тинчликдаги массалари орасидаги оралиқ қийматга эга бўлган беқарор элементар зарралардир. Мусбат, манфий ва нейтрал мезонлар маълум. Мезонларнинг электр заряди абсолют қиймати жиҳатидан электроннинг зарядига тенг. Ҳар хил массали мезонлар бўлади:  $\pi^\pm$ - мезонлар,  $\mu^\pm$ - мезонлар,  $\pi^0$ - мезонлар,  $K^\pm$ - мезонлар,  $K^0$  ва  $\bar{K}^0$ - мезонлар. Пи-мезонлар 273,2 электрон массасига эга;  $\pi^0$ - мезонларнинг массаси 264,2 электрон массасига,  $\mu^\pm$ - мезонларнинг массаси 206,7 электрон массасига,  $K^\pm$ - мезонларнинг массаси 966 электрон массасига тенг ва ҳ. к. Пи- мезонлар ва  $K$ - мезонларнинг спини нолга тенг,  $\mu$ - мезонларнинг спини эса  $\frac{1}{2} \hbar$  га тенг. Юқорида айтилганлардан келиб чиқадики, мезонлар ҳам электронлар ва позитронлар, протонлар ва антипротонлар каби икки хил кўринишда — зарра ва антизарра кўринишида мавжуд бўлар экан. Мезонлар атом ядросидан учиб чиққандан сўнг эркин ҳолатда кам вақт мавжуд бўлади ва кейин бошқа зарраларга ажралиб кетади. Қуйида мезонларнинг емирилиш схемаси ва уларнинг яшаш вақти келтирилган:



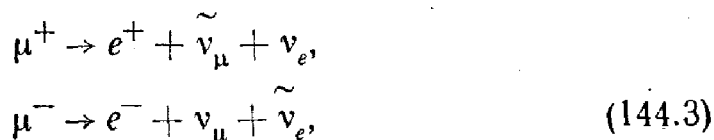
$$\tau = 2,56 \cdot 10^{-8} \text{ сек};$$



$$\tau = 10^{-15} \text{ сек}.$$

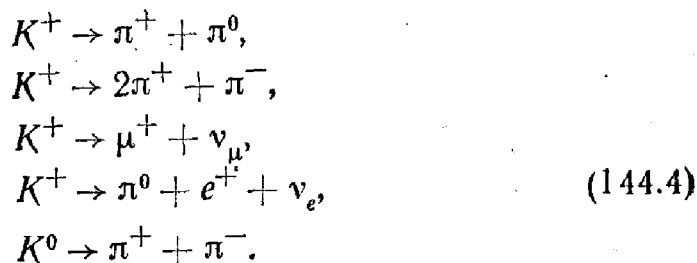
Пи- мезонлар нуклонлар ва атом ядролари билан кучли ўзаро таъсирлашади ва ҳозирги замон тасаввурларига кўра ядро кучлари мавжуд бўлишига сабаб бўлади. Ядро кучлари нуклонлар орасида  $\pi$ - мезонлар алмашилиши ҳисобига юзага келади:  $\pi^{\pm}$ - мезонлар протон-нейтрон ўзаро таъсирини амалга оширади.  $\pi^0$ - мезонлар эса бир хил нуклонларнинг ўзаро таъсирини амалга оширади.

Мю-мезонлар қуйидаги схема бўйича емирилади:



$$\tau = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ сек.}$$

Мю-мезонлар нуклонлар билан ва атом ядролари билан кучсиз ўзаро таъсирлашади ва асосан Кулон сочилишига дуч келади. Мю-мезонлар космик нурларнинг қаттиқ компонентасини ташкил қилади.  $K$ - мезонларнинг бир неча хил емирилиш схемаси мавжуд, масалан:



$K$ -мезонларнинг яшаш вақти  $10^{-7}$ — $10^{-10}$  сек орасида ётади ва  $K$ - мезонлар типига боғлиқ бўлади.

Пи-мезонларни ҳозирги вақтда қувватли тезлаткичларда олинадиган юқори энергияли зарралар билан бўладиган ядро реакцияларида ҳосил қилинади;  $\mu$ - мезонлар  $\pi$ - ва  $K$ - мезонлар айланишида ҳосил бўлади;  $K$ - мезонлар эса юқори энергияли  $\pi$ - мезонлар ёки протонлар нуклонлар билан тўқнашганда катта интенсивлик билан юзага келади. Агар зарраларнинг бир турини, масалан, мусбат мезонларни зарра деб атасак, у ҳолда манфий мезонлар антизарра бўлади. Бунда аксинча шартлашиш ҳам мумкин.

Зарядланган зарралар тезлаткичларида юқори энергияга эришиш мумкинлиги ва тез зарралар дастаси интенсивлигининг космик нурлардаги интенсивликдан катта бўлиши ядро физикасида ва элементар зарралар физикасида катта роль ўйновчи мезонлар хоссаларини экспериментал тадқиқ қилиш учун жуда катта имконият яратиб берди.

## 145- §. Гиперонлар

Космик нурларни фотоэмульсия методи билан, шунингдек, махсус конструкциядаги Вильсон камералари ёрдамида текширишлар сгир беқарор зарраларнинг очилишига олиб келди, бу зарраларни *гиперонлар* деб аталди. Гиперонлар массаси нуклонлар (протонлар ва нейтронлар) массасидан катта, бироқ дейтронлар массасидан ки-



чик бўлиб чиқди. Нуклонлар ва гиперонларни *барионлар*, яъни оғир зарралар деб аталди. Гиперонларнинг бир неча тури аниқланган. Уларни грек алфавитидаги бош ҳарфлар билан белгилаш қабул қилинган. Гиперонлар нейтрал ва зарядланган бўлиши мумкин:

$\Lambda^0$  (лямбда-ноль-гиперон);

$\Sigma^+$  (сигма-плюс-гиперон);

$\Sigma^-$  (сигма-минус-гиперон);

$\Sigma^0$  (сигма-ноль-гиперон);

$\Xi^-$  (кси-минус-гиперон);

$\Xi^0$  (кси-ноль-гиперон);

$\Omega^-$  (омега-минус-гиперон).

7-жадвал

	$m$	$\tau$ , сек.	$S$
$\Lambda^0$	2183	$2,53 \cdot 10^{-10}$	$\frac{1}{2} \hbar$
$\Sigma^+$	2328	$8,1 \cdot 10^{-11}$	$\frac{1}{2} \hbar$
$\Sigma^-$	2333	$1,65 \cdot 10^{-10}$	$\frac{1}{2} \hbar$
$\Sigma^0$	2343	$10^{-11}$	$\frac{1}{2} \hbar$
$\Xi^-$	2585	$1,75 \cdot 10^{-10}$	$\frac{1}{2} \hbar$
$\Xi^0$	2572	$3,0 \cdot 10^{-10}$	$\frac{1}{2} \hbar$
$\Omega^-$	3278	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$\frac{3}{2} \hbar$

Ҳар бир гиперон мос антигиперонга эга. Нейтрал гиперонлар зарядга эга эмас, зарядланган гиперонлар эса абсолют қиймати жиҳатидан элементар зарядга тенг зарядга эгадир. Гиперонларнинг массаси (электрон массаси бирлиги ҳисобида),  $\tau$  яшаш вақти ва  $S$  спин моменти 7-жадвалда келтирилган.

Антигиперонлар ҳам гиперонлар эга бўлган хоссаларга эга, лекин заряди, магнит майдони ва бошқалари қарама-қарши.

Гиперонлар юқори энергияли нуклонлар (протонлар) ва  $\pi$ -мезонларнинг нуклонлар ва атом ядролари билан тўқнашиш реакцияларида вужудга келади. Шу билан бир вақтда  $K$ -мезонлар ҳосил бўлиши кузатилади. Гиперонлар нуклонлар ва  $\pi$ -мезонларга бўлинади. Қуйида гиперонларнинг бўлиниш схемалари келтирилган:

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-, \Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0,$$

$$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+, \Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0,$$

$$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-,$$

$$\begin{aligned}
\Sigma^0 &\rightarrow \Lambda^0 + \gamma, \\
\Sigma^- &\rightarrow \Lambda^0 + \pi^-, \\
\Sigma^0 &\rightarrow \Lambda^0 + \pi^0, \\
\Omega^- &\rightarrow \Xi^0 + \pi^-, \quad \Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-.
\end{aligned}
\tag{145.1}$$

$\Sigma^0$ -гиперон нуклон ва  $\pi$ -мезонга бирданига бўлинмайди, балки аввал  $\Lambda^0$ -гиперонга ва  $\gamma$ -фотонга айланади. Ўз навбатида  $\Sigma^-$ -гиперон ҳам нуклон ва  $\pi$ -мезонга бирданига бўлинмайди, у аввал  $\Lambda^0$ -гиперонга ва  $\pi$ -мезонга бўлинади ва ҳ.к. Шу сабабли, бундай гиперонларни *каскадли гиперонлар* деб аталади.

Гиперонларнинг нуклонларга ва  $\pi$ -мезонларга (шунингдек, юқори энергияли  $\gamma$ -фотонларга) бўлиниши шуни кўрсатадики, гиперонлар уйғонган нуклонлардан иборат экан. Бундан ташқари, гиперонлар атом ядроларидаги нуклонларнинг ўрнини олиш мумкинки, оқибатда гиперонларни ўз ичига олган атом ядролари юзага келади. Бундай беқарор ядролар *гиперядролар* деб аталади.

Юқорида айтилганлардан келиб чиқадики, гиперонларни тадқиқ этиш элементар зарралар структурасини ўрганишда асосий аҳамиятга эгадир. Бунга гиперонлар ва бошқа элементар зарралар ҳосил бўлиш реакциясини амалга ошириш учун зарур бўладиган юқори энергияли зарраларни кўп миқдорда олишга имкон берувчи зарядланган зарраларни тезлатиш техникаси ва физикасининг гуркираб ривожланиши жуда катта ёрдам беради.

#### 146-§. Резонанслар

Кучли ўзаро таъсирлашувчи зарралар оиласи (протонлар, нейтронлар,  $\pi$ -,  $K$ -мезонлар, гиперонлар) кейинги йилларда беқарор зарраларнинг катта группаси билан тўлди, бу зарраларни *резонанслар* ва *изобарлар* деб аталди. Гарчи резонанслар ва изобарлар  $K$ -мезонлар ва гиперонларга жуда ўхшаса-да, бироқ уларнинг хоссалари турличадир.  $K$ -мезонлар ва гиперонлар емирилиши кучсиз ўзаро таъсир натижасида содир бўлади, ҳолбуки резонанслар ва изобарлар жуда кучли ўзаро таъсир туфайли бўлинади. Шу сабабли,  $K$ -мезонлар ва гиперонлардан фарқли равишда, уларнинг яшаш вақти  $10^{-20}$  сек дан кам.

Юқорида айтилганларни ҳисобга олиб ва ноаниқлик муносабатидан фойдаланган ҳолда

$$W_{\tau} \leq \hbar \tag{146.1}$$

ифодани ёзамиз, бунда  $W$  — зарралар энергияси,  $\tau$  — мавжудлик вақти (яшаш вақти), бундан ушбу зарралар хусусий энергиялар ва хусусий массалар (тинчликдаги масса) нинг кенг спектрига эга бўлиши керак деган хулосага келиш мумкин.

Резонанслар шундай бир нечта кучли ўзаро таъсирлашувчи зарраларнинг боғланган ҳолатидан иборатки, улар орасида жуда кучли боғланиш бўлгани туфайли бу зарралар ўзлигини йўқотади, бундай зарралардан ташкил топган бутун система эса ўзини бир бутун шаклда намоён қилади.

Резонансларга қисқача қилиб бундай таъриф берилади: резонанслар деб, бир нечта мезоннинг боғланган ҳолатига айтилади. Бариннинг мезон билан боғланган ҳолати *изобара* деб аталади. *Резонанс* деб аталишига сабаб шуки, тўқнашганда резонансни юзага келтирувчи протонлар энергияси муайян қийматга етганда резонанслар пайдо бўлиш эҳтимоллиги кескин ортади. Резонанслар кучли ўзаро таъсирлашувчи зарраларнинг исталган группасида вужудга келади.

### 147-§. Фотонлар

Фотон электромагнит майдоннинг элементар зарраси бўлиб, уни кўпинча электромагнит майдон кванти деб ҳам аталади. Унинг символик белгиси  $\gamma$ . Фотоннинг асосий характеристикалари оптика бўлимида ёритилган эди. Шунинг учун биз бу ерда бошқа элементар зарраларнинг ўзаро таъсир процессларида ва айланишларида намён бўлувчи юқори энергияли фотонларнинг асосий хоссалари билан танишиб ўтамиз. Фотон

$$m = \frac{h\nu}{c^2} \quad (147.1)$$

массага эга бўлса-да, бу масса фотоннинг бошқа жисмларга нисбатан ҳаракат энергияси билан боғлиқ бўлиб, унинг ички энергиясига боғлиқ эмас. Бинобарин, фотон «тинчликдаги массага» эга эмас, яъни бошқа зарралардаги каби илгариланма ҳаракат тезлиги  $v=0$  бўлганда ҳам мавжуд бўладиган массага эга эмас. Фотон зарралари  $\pi^0$ -мезонлар,  $\Sigma^0$ -гиперонлар ва  $\eta^0$ - ва  $\omega^0$ -резонансларнинг емирилиш реакцияларида бевосита емирилиш процессида пайдо бўлади. Масалан,  $\pi^0$ -мезонлар емирилганда қуйидаги реакция бўлади:



$\Sigma^0$ -гиперон емирилганда эса қуйидаги реакция ўринли:



Ўз навбатида  $\Lambda^0$ -гиперон қуйидаги схема бўйича емирилади:



бу  $\pi^0$ -мезон емирилишига ва икки фотон юзага келишига олиб келади. Фотонлар, шунингдек, аннигиляция реакцияларида ҳам ҳосил бўлади:



Фотонлар айниқса, электронларнинг ядролар ва бошқа—уларнинг траекториясини ўзгартирадиган системалар билан ўзаро таъсирида интенсив генерацияланади. Бу процесс каскадли электрон-фотон қуёнида кузагиладиган тормозланиш нурланиши билан бўлади.

Фотоннинг антизарраси, яъни антифотон борми, деган савол туғилади. Агар бу антизарра мавжуд бўлса ҳам, у фотоннинг хоссаларига қарама-қарши бўлган хоссаларга эга бўлиб, натижада улар-

нинг аннигиляцияси кузатилиши мумкин бўлар эди. Бироқ масаланинг бундай қўйилиши маъносиздир, чунки фотонларнинг ўзи аннигиляция маҳсулоти ҳисобланади. Агар аннигиляция вакуумда (яъни учинчи зарра иштирокисиз) содир бўлса, у ҳолда икки ёки ундан ортиқ фотон ҳосил бўлади. Лекин бундай ҳолда тескари процесс — икки фотон рўбарў тўқнашганда электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиши ҳам содир бўлиши керак. Бундай ҳилдаги тажрибалар амалга оширилмаган. Бироқ шундай тажрибалар ижобий натижа бериши мумкин эди, чунки улар сақланиш қонунларини қаноатлантирар эди. Бундай ҳолда  $\vec{p}$  импульсли  $\gamma$  фотонни одатдаги зарра деб, —  $\vec{p}$  импульсли  $\gamma$  фотонни эса антизарра деб қабул қилиш мумкин бўлар эди. Уларнинг электрон-позитрон жуфтига айланиш процессини аннигиляция деб аташ мумкин эди.

### 148- §. Кварклар

Аввалги параграфлардан кўришиб турибдики, ҳозирги вақтга келиб элементар зарралар сони анча кўпайди. Бу эса ҳозиргача маълум бўлган элементар зарралардан ҳам элементар бўлган зарраларни топишга (у ҳозиргача топилмаган) ундайди. Заряди  $e$  элементар заряддан кичик, яъни  $e$  нинг каср рационал қисмига тенг зарядли зарралар — кварклар ҳақидаги ғоя шундай юзага келди. Элементар зарраларнинг кварклардан тузилиш схемаси 151- § да баён қилинади. Бу ерда биз шуни қайд қилиб ўтамизки, кваркларни топиш мақсадида ўтказилган бир қатор экспериментал уринишлар ҳозирча ижобий натижага олиб келганича йўқ. Космик нурлар таркибида кварклар топиш мақсадида шундай экспериментлар ўтказиш давом этмоқда.

### 149- §. Элементар зарралар систематикаси

Ядро реакцияларини ва юқори энергияли зарраларнинг ўзаро таъсирини ўрганиш бўйича ўтказилган жуда катта тадқиқот ишлари натижасида олинган экспериментал маълумотлар тўплами ҳозирги вақтгача маълум бўлган элементар зарраларни тегишли группаларга тақсимлашга имкон берди (608- бетдаги 8- жадвалга қ.)

Резонанслар ва изобарлар жадвалга киритилмаган. Антизарраларнинг емирилиш схемалари келтирилмаган, бироқ улар зарраларнинг емирилиш схемасига тескаридир.

Кучли ўзаро таъсирлашувчи зарралар мажмуасига ҳозирги вақтда *адронлар* деб ном берилди. Адронлар оиласига, масалан  $\pi$ - мезонлар,  $K$ - мезонлар, нуклонлар ва гиперонлар киради.

### 150- §. Элементар зарраларнинг атомсимон тузилмалари.

#### Ангимодда

Агар атом ядроси яқинидан манфий зарядланган мезон учиб ўтса, у ҳолда ядро мезонни ўз орбиталаридан бирига тортиб олиши мумкин бўлиб, кейин бу мезон атом ядроси атрофида электрон каби ҳаракатлана бошлайди. Натижада атомсимон система ҳосил бўлади,

уни *мезоатом* деб аталади. Масалан, агар водород атоми ядроси ўз орбитасига  $\mu$ - ва  $\mu$ - мезонни қабул қилиб олса, у ҳолда мезоводород атоми ҳосил бўлади. Мезоатомларда квант орбиталарининг радиуслари ва энергиялари орбиталарида электрон бўлган одатдаги ҳолдагидан  $\frac{m_\mu}{m_e}$  марта кичик бўлар экан (бунда  $m_\mu$  — мезоннинг массаси;  $m_e$  — электроннинг массаси). Мезон атом ядросига яқин қобикда бўлганда ( $K$ - қобик), у атом ядросига жуда яқин жойлашганлиги туфайли ядронинг мезон тутиш имконияти жуда ортиб кетади. Бундай ҳолда оғир ядролар мезонларни тезроқ тутати, чунки уларнинг ўлчамлари ва заряди енгил ядроларникига қараганда анча катта, бунинг натижасида мезоатомнинг ҳамма орбиталари атом ядросига янада яқинроқ келади. Мезоатомнинг яшаш вақти енгил ядролар ҳолида мезоннинг яшаш вақти билан белгиланади, оғир ядролар ҳолида эса ядронинг мезонни тутиш вақти билан белгиланади; у  $10^{-6}$  сек дан кам бўлар экан.

Мезоатомлар билан бир қаторда мезомолекулалар ҳам ҳосил бўлиши мумкин, уларда атомлар орасидаги боғланиш  $\mu$ - мезонлар воситасида амалга ошади. Бундай молекулаларнинг ўлчамлари жуда кичикдир. Масалан, мезоводород, мезодейтерий ва бошқаларнинг мезомолекулалари ҳосил бўлиши мумкин. Мезодейтерий атом ядролари жуда яқин жойлашганлиги туфайли бу ядроларнинг катта миқдорда энергия ажралиш билан борадиган синтез реакцияси амалга ошиши мумкин.

Тортувчи маркази атом ядросидан иборат бўлиб, мезон эса орбиталар бўйича ҳаракатланадиган мезоатомлардан ташқари, атомсимон системалар ҳам ҳосил бўлиши мумкинки, уларда мезон тортувчи марказ бўлади, электрон эса орбиталар бўйича ҳаракатланади. Бундай атом *мезотроний* ёки *мезоний* деб аталади. Бундай системалар  $\mu^+$ - мезонлар моддада диффузияланганда мезон ва электрондан ҳосил бўлади. Мезоний атоми беқарор, чунки  $\mu$ - мезонлар тез емирилади. Мезоний атомларининг энергетик сатҳлари одатдаги атомлар энергетик сатҳларига нисбатан анча юқори жойлашган бўлади, улар орасидаги ўтишларга тегишли частота одатдаги атомлар нурлайдиган частотадан кичик.

Шундай ҳол ҳам бўлиши мумкинки, электрон ва позитрон тўқнашганда улар оний равишда аннигиляцияланмай, балки умумий оғирлик маркази атрофида орбита бўйича айлана бошлайди.

Натижада улар атомсимон система — *позитронийни* ҳосил қилади. Агар электрон ва позитрон спинлари параллел бўлса, у ҳолда бундай системани *ортопозитроний* деб аталади; агар уларнинг спинлари антипараллел бўлса, у ҳолда бундай система *парапозитроний* деб аталади. Ортопозитронийнинг яшаш вақти  $1,4 \cdot 10^{-7}$  сек га тенг шунча вақтдан кейин у учта фотон чиқариб аннигиляцияланади (уч фотонли аннигиляция). Парапозитронийнинг яшаш вақти —  $1,25 \cdot 10^{-10}$  сек. Шунча вақт ўтгач, парапозитроний икки фотон чиқариб аннигиляцияланади (икки фотонли аннигиляция). Орто-ва парапозитроний ҳосил бўлиш ҳодисаси экспериментда кузатилган.

Оила	Зарранинг номи	Символ		Тяңлиқдаги мас-саси (электрон мас-саси хисобда)	Хусусий энергияси, Мэв	Зарра, электрон, зарра, электрон (электрон, кварк, кварк)	Спини $\frac{h}{2\pi}$ бирл.	Глид	Изотопик спини	Ҳаётлиқ	Яшаш вақти, сек	Асосий емирилиш схемалари	
		зарра	антизарра										
Электромагнит майдон	Фотон	$\gamma$	$\tilde{\gamma}$	0	0	0	1	—	—	—	$\infty$	Барқарор	
	Электрон оиласи	Электрон	$e^-$	$e^+$	1	0,511	1	$\frac{1}{2}$	—	—	—	$\infty$	Барқарор
		Электрон нейтриноси	$\nu_e$	$\tilde{\nu}_e$	0	0	0	$\frac{1}{2}$	—	—	—	$\infty$	Барқарор
Мезон оиласи	Мю-минус мезон	$\mu^-$	$\mu^+$	206,7	105,6	1	$\frac{1}{2}$	—	—	—	$2,212 \cdot 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$	
	Мю-мезон нейтриноси	$\nu_\mu$	$\tilde{\nu}_\mu$	0	0	0	$\frac{1}{2}$	—	—	—	$\infty$	Барқарор	
π-мезонлар	Пи-плюс-мезон	$\pi^+$	$\pi^-$	273,2	139,5	1	0	1	0	0	$2,56 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$	
		$\pi^0$	$\tilde{\pi}^0$	264,2	134,97	0	0	1	0	0	$1,8 \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	
К-мезонлар	Ка-плюс-мезон	$K^+$	$K^-$	966	494,8	1	0	$\frac{1}{2}$	1	0	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	
		$K^0$	$\tilde{K}^0$	975	497,8	0	0	$\frac{1}{2}$	1	0	$8,8 \cdot 10^{-10} (K_1^0)$ $5,8 \cdot 10^{-4} (K_2^0)$	$K_1^0 \rightarrow 2\pi^0; K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0; K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$	

К-мезонлар		$\eta^0$	$\eta^0$	1074	549	0	0	-	-1	$10^{-12}$	$K_2^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu,$ $K_2^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$
Эта-ноль-мезон		$\eta^0$	$\eta^0$	1074	549	0	0	-	-1	$10^{-12}$	$\eta^0 \rightarrow 2\gamma, \eta^0 \rightarrow 3\pi^0,$ $\eta^0 \rightarrow \pi^0 + 2\gamma, \eta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$
Нуклонлар		Протон	$p$	1836	938,3	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$\infty$	Баркларор
Нейтрон		Нейтрон	$n$	1839	439,5	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$1,01 \cdot 10^3$	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
Гиперонлар		Гиперон-Ламбда-ноль	$\Lambda^0$	2183	1115,6	0	$\frac{1}{2}$	0	-1	$2,53 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-,$ $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$
		Сигма-плюс	$\Sigma^+$	2328	1189,5	1	$\frac{1}{2}$	1	-1	$8,1 \cdot 10^{-11}$	$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0,$ $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$
		Сигма-минус	$\Sigma^-$	2333	1197,3	1	$\frac{1}{2}$	1	-1	$1,65 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$
		Сигма-ноль	$\Sigma^0$	2343	1192,2	0	$\frac{1}{2}$	1	-1	$10^{-14}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$
		Кси-минус	$\Xi^-$	2585	1321,2	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-2	$1,75 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$
		Кси-ноль	$\Xi^0$	2572	1314,7	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-2	$3,0 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$
		Омега-минус	$\Omega^-$	3278	1674,3	1	$\frac{3}{2}$	0	-3	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$ $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-$

Баркларор

Антипротоннинг очилиши, агар бу зарра ташқи орбитасига позитронни бириктириб олса, водород атомига ўхшаш атом ҳосил бўлади (фарқи шуки, бунда мусбат ва манфий зарядлар ўрин алмашган бўлади), деб тасаввур қилишга имкон беради. Шундай қилиб, одатдаги атом ўрнига антиатом ҳосил бўлиши керак, бундай атомлар мажмуаси эса антимоддани ташкил қилади. Бундай антимодда оддий модда атомлари билан аннигиляцияланиб, моддадаги ҳамма масса фотонлар энергиясига айланади.

Антимодда барқарор ҳолатда бўлиши учун у оддий моддадан изоляцияланган бўлиши керак.

Агар жуда кўп-миқдорда антимоддалар тўпланиши мумкин бўлганда эди, у ҳолда уларда бўлиши мумкин бўлган процесслар, принципда оддий моддадаги процесслар каби (ундан деярли фарқ қилмайдиган) ўтар эди. Масштаби жиҳатидан галактикага ёки галактикалар тўпламига эквивалент бўлган антимоддалар тўпламини *анти-дунё* деб аташ мумкин.

Тасаввур қилиш муминки, бундай антидунёлар (антиюлдузлар, антигалактикалар) одатдаги олам билан бир қаторда мавжуддир. Улар одатдаги космик тузилмалар билан тўқнашганда коинотда ниҳоятда улкан ҳалокат содир бўлиши керакки, у даҳшатли портлашлар ва жуда кўп энергия ажралиш билан бўлади. Эҳтимол бирор космик ҳодисаларни ана шу процесслар орқали тушунтириб бериш мумкин.

## 151-§. Элементар зарраларнинг тузилиш проблемалари

Элементар зарралар соҳасида ишлаётган ҳамма физикларнинг диққат-эътиборлари элементар зарраларнинг ички структураси проблемаларини ҳал қилишга қаратилгандир.

1951—1955 йиллар ичида америкалик физик Хофштадтер ўз ходимлари билан бирга юқори энергияли (бир неча юз электронвольт тартибида) электронларнинг нуклонларда сочилиши бўйича тадқиқотлар ўтказди ва нуклонлар ҳажми бўйича электр заряд ва магнит момент тақсимотини аниқлади. Бу тажрибалардан протон ва нейтроннинг радиуслари («ўртача квадратик» радиуслари) аниқланади:

$$a_e^p = a_\mu^n \approx 0,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad (151.1)$$

бунда  $a_e^p$  — протонда электр заряд тақсимоти учун ўртача квадратик радиус;  $a_\mu^n$  — нейтронда магнит момент тақсимотининг ўртача квадратик радиуси.

Нейтроннинг ўртача квадратик  $a_e^n$  электрик радиуси учун ноль қиймат олинган эди. Протон ва нейтронни турли квант ҳолатдаги айни бир зарра деб тушунилгани сабабли,  $a_e^n$  нинг нолга тенглиги кутилмаган бир ҳодиса бўлиб туюлар эди ва бу фактни қуйидаги нуклон модели асосида тушунтиришга уриниб кўрилган. Бунда нуклонга бевосита яқин жойда,  $a_k = 0,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$  радиусли соҳада  $e_k =$



$= 0,35 e$  зарядли ядро бор (бу ядрони керн деб аталади), деб фараз қилинади. Сўнгра,  $a_b = 0,8 \cdot 10^{-13}$  см радиусли сфера билан чегараланган соҳада нуклон ичида айланувчи мезон булути ёйилган. Бу соҳа  $e_b = +0,5 e$  (протон бўлган ҳолда) ва  $e_b = -0,5 e$  (нейтрон бўлган ҳолда) зарядга эга. Бу соҳадан ташқарида  $a_e = 1,45 \cdot 10^{-13}$  см радиусли учинчи соҳа бўлиб, бу соҳа  $e_e = +0,15 e$  зарядга эга. Бундан, учала соҳа зарядлари йиғиндиси:

$$e_k + e_b + e_e = e \text{ (протон учун)}, \quad (151.2)$$

$$e_k + e_b + e_e = 0 \text{ (нейтрон учун)}.$$

Иккала ҳолда ўртача квадратик радиус учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$(a^p)^2 = (e_k a_k^2 + e_b a_b^2 + e_e a_e^2) \frac{1}{e} = 0,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad (151.3)$$

$$(a^n)^2 = (e_k a_k^2 - e_b a_b^2 + e_e a_e^2) \frac{1}{e} = 0. \quad (151.4)$$

Нуклонлар ҳажми бўйича электр заряд тақсимоти ҳақидаги бундай модели тасаввурларни Хофштадтер тажрибалари билан мослаштириш мумкин бўлса-да, бироқ бу модели ҳозирги вақтда ишончли деб қараш мумкин эмас. Унинг аҳамияти шундан иборатки, у нуклон структурасининг мураккаблигини кўрсатди ва у орқали учта компонента ёрдамида модели тасаввурлар билан эксперимент натижалари орасидаги мосликни олиш мумкин бўлди.

Кучли ўзаро таъсирлашувчи зарралар ва резонансларни бошқа уч заррадан тузишга жуда кўп уриниб кўрилди. Бу соҳада 1964 йилда Гелл-Ман (ундан мустақил равишда Цвейг) таклиф қилган гипотеза муваффақиятли бўлди, бу гипотезага кўра зарралар улушли  $B, Z, T_\zeta, T, S, Y$  квант сонларига эга бўлган уч заррадан тузилган. Бу гипотетик зарралар кварклар деб аталди. Ҳамма квант сонларнинг маъносини эслатиб ўтамиз:

$B$  — баррион заряди, у нуклонлардан иборат система учун нуклонлар сонига тенг, яъни масса сонига тенг;

$Z$  — электр заряди ( $e$  ҳисобида), у элементар зарралар учун  $0, \pm 1$  қийматлар қабул қилади;

$S$  — ғалатилик, у элементар зарралар учун  $0, \pm 1, \pm 2, \dots$  қийматлар қабул қилади;

$T$  — изотопик спин, у  $0, \frac{1}{2}, 1$  қийматлар қабул қилади;

$T_\zeta$  — «изотопик спиннинг»  $\zeta$  ўқига проекцияси, у  $0, \pm \frac{1}{2}, \pm 1, \dots$  қийматлар қабул қилади;

$Y$  — гиперзаряд,  $Y = B + S$ .

Гелл-Ман гипотезасига кўра кварклар қуйидаги квант сонларини қабул қилиши керак (9- жадвалга қ.)

Квант сони	Кварк		
	$q_1$	$q_2$	$q_3$
$B$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
$Z$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
$T$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0
$T_z$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0
$S$	0	0	$-\frac{1}{3}$
$Y$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$

Кўрсатилган уч кваркдан ташқари, уч антикварк  $\bar{q}_1, \bar{q}_2, \bar{q}_3$ , ҳам бўлиши керак. Кварклардан барионлар ҳосил бўлиши 10-жадвалда кўрсатилган.

10-жадвал

Квант сони	Барион						
	$n$	$p$	$\Sigma^-$	$\Sigma^+$	$\Xi^-$	$\Xi^0$	$\Omega^-$
$Z$	0	1	-1	1	-1	0	-1
$B$	1	1	1	1	1	1	1
$S$	0	0	-1	-1	-2	-2	-3
$Y$	1	1	0	0	0	-1	-2
кваркларни группалаш	$q_1 q_2 q_3$	$q_1 q_2 q_2$	$q_2 q_2 q_2$	$q_1 q_1 q_3$	$q_2 q_3 q_3$	$q_1 q_3 q_3$	$q_3 q_3 q_3$

Бошқа зарраларни ҳам худди шундай усулда тузиш мумкин, хусусан, резонанслар (аниқроғи, изобарлар).

Мезонлар ва мезон резонанслари кварклар ва антикварклардан тузилади. Емирилиш процессларини барионнинг бирор уйғонган ҳолатидан қуйи ҳолатга мезонлар чиқариб ўтиши деб қараш мумкин, бунда мезонларни мезон майдонининг квантлари деб тушунилади. Барионнинг энг қуйи (уйғонмаган) ҳолати нуклонлардир — протон ёки антипротондир.

Кварклар гипотезасининг кучли ўзаро таъсирлашувчи зарраларнинг структураси ва хоссаларини тушунтиришдаги муваффақиятлари физикларда уларни эркин ҳолатда топишга иштиёқ уйғотди. Бироқ бу соҳадаги барча уринишлар ҳозирча муваффақиятга олиб келганича йўқ. Лекин шак-шубҳасизки, элементар зарралар физикаси янги фундаментал кашфиётлар бўсағасида турибди.

## МУНДАРИЖА

Сўз бoshi . . . . . 3

### I ОПТИКА

Кириш . . . . . 5

1- §. Оптика предмети . . . . . 5

2- §. Ёруғлик ҳақидаги таълимот тараққиётига тарихий обзор . . . . . 7

#### I боб. Ёруғликнинг электромагнит назарияси

3- §. Диэлектрикларда электромагнит тўлқинлар . . . . . 27

4- §. Табiiй ва қутбланган ёруғлик . . . . . 33

5- §. Оптикавий спектр . . . . . 41

6- §. Ёруғлик тўлқинларининг энергияси, қуввати, импульси, массаси ва импульс моменти . . . . . 49

#### II боб. Вакуумдаги ёруғликнинг квант назарияси

7- §. Фотонлар ва уларнинг хоссалари . . . . . 56

8- §. Ёруғликнинг майдон ва корпускуляр хоссалари орасидаги боғланиш . . . . . 59

9- §. Фотонли вакуум . . . . . 63

#### III боб. Ёруғлик ўлчашлари (фотометрия)

10- §. Кўз нурланишни қабул қилгич сифатида. Энергетик ва ёруғлик катталиклари ва бирликлари . . . . . 64

11- §. Ёруғлик катталикларини ўлчаш методлари ва асбоблари—фотометрия . . . . . 68

#### IV боб. Интерференция ва дифракция

12- §. Ёруғлик тўлқинларини қўшиш. Суперпозиция принципи. Интерференция. Когерентлик . . . . . 72

13- §. Суперпозиция принципининг бузилиши — чизиқли бўлмаган ёруғлик процесслари . . . . . 81

14- §. Икки нурли интерференция ва уни амалга ошириш методлари: Френель кўзгулари, биризма, билинза

15- §. Ёруғлик юпқа қатлам ва пластинкалардан қайтганда ва ўтганда юзага келадиган икки нурли интерференция . . . . . 88

16- §. Кўп нурли интерференция . . . . . 96

17- §. Интерференциянинг фанда ва техникада қўлланиши. Интерферометрлар . . . . . 110

18- §. Ёруғликнинг қайтишини интерференция ёрдамида орттириш ва камайитириш . . . . . 114

19- §. Ёруғлик дифракцияси. Гюйгенс-Френель принципи . . . . . 117

20- §. Гюйгенс-Френель принципининг қўлланиши. Френель зоналари. Ёруғликнинг тўғри чизиқли тарқалишини тўлқин назария асосида тушунтириш . . . . . 118

21- §. Френель дифракцион ҳодисалари . . . . . 128

22- §. Фраунгофер дифракцион ҳодисалари. Тўғри тўртбурчакли ва доиравий тўғридан бўладиган дифракция . . . . . 131

23- §. Дифракцион панжаралар . . . . . 138

24- §. Рентген нурларининг дифракцияси . . . . . 150

25- §. Ультратовуш тўлқинларида ёруғлик дифракцияси . . . . . 152

#### V боб. Геометрик оптика

26- §. Геометрик оптика тўлқин оптикасининг чегаравий ҳоли сифатида . . . . . 161

27- §. Ёруғликнинг қайтиш ва синиш қонуни . . . . . 165

28- §. Ёруғликнинг ясси ва сферик сиртлардан қайтиши. Кўзгулар . . . . . 169

29- §. Ёруғликнинг ясси сиртларда синиши. Призмалар . . . . . 179

30- §. Ёруғликнинг сферик сиртларда синиши . . . . . 182

31- §. Линзалар. Линзалар ёрдамида буюмларнинг тасвирини олиш . . . . . 184

32- §. Марказлашган оптикавий системалар . . . . . 194

33- §.	Юпқа линзалар системалари. Чекли қалинликдаги линза . . . . .	201
34- §.	Оптикавий системаларнинг аберрациялари . . . . .	204
35- §.	Ёруғлик дасталарини чегаралаш. Диафрагмалар . . . . .	213
36- §.	Оптика асбоблари . . . . .	215
37- §.	Оптикавий асбобларнинг ёруғлик (ёритиш) кучи . . . . .	225
38- §.	Оптикавий асбобларнинг ажратиш кучи . . . . .	227
39- §.	Кўз ва кўриш . . . . .	230

**VI боб. Ёруғликнинг шаффоф ва бир жинсли муҳитда тарқалиши**

40- §.	Ёруғликнинг бир жинсли ва изотроп муҳитларнинг ажрлиши чегарасида қайтиши ва синишининг электромагнит назарияси . . . . .	235
41- §.	Ани.отрспик жисмларда оптикавий ҳодисалар — кристаллар оптикиси. Нурнинг иккиланиб синиши. Сунъий анизотропия . . . . .	242
42- §.	Бир ўқли ва икки ўқли кристаллар . . . . .	250
43- §.	Индикатриса . . . . .	256
44- §.	Қутбланган нур ҳосил қилиш ва уни ўрганиш методлари. Қутбланиш асбоблари . . . . .	258
45- §.	Хроматик қутбланиш—кристалл пластинкаларда қутбланган нурларнинг интерференцияси . . . . .	266
46- §.	Қутбланиш текислигининг айланиши . . . . .	270

**VII боб. Ҳаракатланувчи жисмлар оптикиси**

47- §.	Ёруғлик тезлиги. Фазавий ва группавий тезликлар . . . . .	275
48- §.	Ёруғлик тезлигини ўлчаш методлари . . . . .	279
49- §.	Допплер эффекти . . . . .	285
50- §.	Муҳит ҳаракатининг ёруғлик тезлигига таъсири . . . . .	287
51- §.	Оптикавий методлар ёрдамида Ернинг абсолют ҳаракатини аниқлашга уриниш. Майкельсон тажрибаси . . . . .	291
52- §.	Нисбийлик принципи . . . . .	294

**VIII боб. Ёруғликнинг нурланиши, ютилиши ва дисперсияси**

53- §.	Ёруғлик нурланишининг классик назарияси . . . . .	296
54- §.	Ёруғлик нурланишининг квант назарияси . . . . .	303
55- §.	Атом ва молекулаларнинг нурланиш спектрлари . . . . .	308
56- §.	Ёруғликнинг спонтан ва индукцион нурланиши . . . . .	321
57- §.	Когерент ёруғлик генераторлари ва кучайтиргичлари — лазерлар . . . . .	331
58- §.	Синхротрон нурланиш . . . . .	341
59- §.	Черенков эффекти . . . . .	344
60- §.	Спонтан нурланиш спектрал чизиқларининг кенглиги. Ноаниқлик муносабати . . . . .	346
61- §.	Конденсияланган муҳитларнинг (сиқилган газлар, қаттиқ жисм, суюқликлар) нурланиши . . . . .	356
62- §.	Жисмларнинг температуравий нурланиши . . . . .	362
63- §.	Дисперсия ва ёруғликнинг ютилиши . . . . .	371
64- §.	Кучли ютувчи жисмлар. Металлар оптикиси . . . . .	380
65- §.	Ёруғликнинг нурланиши ва тарқалишига ташқи магнит майдоннинг таъсири . . . . .	384
66- §.	Нурнинг иккиланиб синиши ва магнит майдонда қутбланиш текислигининг айланиши . . . . .	392
67- §.	Ўзгармас электр майдоннинг ёруғлик нурланиши ва тарқалишига таъсири . . . . .	394

**IX боб. Ёруғликнинг хира муҳитларда тарқалиши**

68- §.	Ёруғликнинг оптикавий жиҳатдан бир жинсли бўлмаган муҳитларда тарқалиши . . . . .	398
69- §.	Ёруғликнинг молекуляр сочилиши . . . . .	399
70- §.	Сочилган нурнинг қутбланиши . . . . .	404
71- §.	Сочилган ёруғлик интенсивлигининг модда зичлигига бэглиқлиги . . . . .	406
72- §.	Ёруғлик сочилишидаги квант ҳодисалар . . . . .	407
73- §.	Ёруғликнинг йирик зарраларда сочилиши . . . . .	413



**X боб. Чизиқли бўлмаган оптика**

- 74-§. Модданинг чизиқли бўлмаган қутибланиши чизиқли бўлмаган ёруғлик ҳодисаларининг сабабчиси . . . . . 415
- 75-§. Оптикавий детекторлаш ва гармоникалар генерацияси . . . . . 417
- 76-§. Ихтиёрли частотадаги когерент ёруғлик генерацияси (параметрик генерация) ва частоталарни ўзгартириш . . . . . 420
- 77-§. Ёруғликнинг ўз-ўзидан фокусланиши . . . . . 421
- 78-§. Қўп фотонли ютилиш ва ионизация (фотозффект) . . . . . 423
- 79-§. Ёруғликнинг мажбурий сочилиши . . . . . 424
- XI боб. Фотон ва электронларнинг индивидуал ўзаро таъсир реакциялари туфайли бўладиган процесслар**

- 80-§. Фотозффект . . . . . 426
- 81-§. Фотохимиявий реакциялар . . . . . 430
- 82-§. Комптон эффекти . . . . . 431
- 83-§. Жуфтлар туғилиши ва аннигиляция . . . . . 432

**XII боб. Атмосферадаги оптикавий ҳодисалар**

- 84-§. Атмосферадаги оптикавий ҳодисалар ҳақида умумий мулоҳазалар . . . . . 433
- 85-§. Атмосфера рефракцияси. Сароблар . . . . . 435
- 86-§. Ёруғликнинг атмосферада сочилиши билан боғлиқ бўлган оптикавий ҳодисалар: кундузги ёруғлик, осмоннинг зангори ранги, шафақ ва оқшом ранги . . . . . 437
- 87-§. Қамалак, гало, тожлар . . . . . 439
- 88-§. Милтиллаш . . . . . 441

**II. АТОМ ВА ЯДРО ФИЗИКАСИ**

- Кириш . . . . . 443
- 89-§. Ҳозирги замон атомистикаси — модда тузилиши ҳақидаги таълимот негизидир. Атом ва ядро физикаси предмети . . . . . 443
- 90-§. Тарихий обзор . . . . . 445
- XIII боб. Атом тузилиши**
- 91-§. Резерфорднинг атом планетар модели . . . . . 457
- 92-§. Водород атоми ва унга ўхшаш ионлар учун Бор назарияси . . . . . 461
- 93-§. Атомлар тузилиши квант назариясининг кейинги тараққиёти . . . . . 465
- 94-§. Атомлар ва электронларнинг магнит хоссалари ва уларнинг атомлар тузилишига ва хоссаларига таъсири . . . . . 473
- 95-§. Зееманнинг мураккаб эффекти . . . . . 481
- 96-§. Атомларнинг электрон қобиклари . . . . . 486
- 97-§. Д. И. Менделеевнинг элементлар даврий системаси . . . . . 487
- 98-§. Рентген спектрлари . . . . . 496

- 99-§. Химиявий боғланиш табиати. Валентлик . . . . . 499
- 100-§. Электрон ва бошқа элементар зарраларнинг ва системаларнинг тўлқин хусусиятлари . . . . . 502
- 101-§. Электрон оптика . . . . . 507
- 102-§. Масса ва энергия орасидаги муносабат. Масса, энергия, импульс ва ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонунлари . . . . . 509

**XIV боб. Атом ядроси, атом ядросининг умумий хоссалари**

- 103-§. Атом ядроларининг табиий ва сунъий айланишлари . . . . . 511
- 104-§. Изотоплар. Атом оғирликлар . . . . . 515
- 105-§. Атом ядросининг заряди ва массаси. Боғланиш энергияси . . . . . 519
- 106-§. Ядронинг спин ва магнит моменти . . . . . 521
- 107-§. Ядро кучлари . . . . . 525
- 108-§. Атом ядроларининг моделлари . . . . . 528

<b>XV боб. Атом ядроларини ва ядро нурланишларини текшириш методлари ва аппаратуралар</b>		
109- §. Кириш . . . . .	532	
110- §. Сцинтилляциялар методи . . . . .	533	
111- §. Черенков сўтчиклари . . . . .	535	
112- §. Қалин қатламли фото-эмульсиялар методи . . . . .	536	
113- §. Вильсон камераси. Пу-факчали камера. . . . .	537	
114- §. Гейгер сўтчиги . . . . .	538	
115- §. Ионизацион камера . . . . .	539	
116- §. Бета ва гамма-спектро-метрлар . . . . .	540	
117- §. Радиоспектроскопия ме-тодлари . . . . .	541	
<b>XVI боб. Зарядланган зарралар тезлаткичлари</b>		
118- §. Дастлабки маълумотлар . . . . .	544	
119- §. Электростатик тезлат-кичлар . . . . .	545	
120- §. Ўзгарувчан электр май-донда зарядланган зарра-ларни тезлатиш. Чизиқли тезлаткичлар . . . . .	547	
121- §. Циклик ҳалқали тезлат-кичлар. Циклотрон . . . . .	550	
122- §. Ўзгарувчан магнит май-донли ва тезлатувчи электр майдони ўзгарувчан частотали ҳалқали тезлат-кичлар: фазотрон, синхро-трон, синхрофазотрон . . . . .	553	
123- §. Индукцион тезлаткич—бетатрон . . . . .	556	
<b>XVII боб. Ядро реакциялари</b>		
124- §. Радиоактивлик . . . . .	558	
125- §. Альфа-зарралар таъсири-да бўладиган ядро реак-циялари . . . . .	565	
126- §. Протонлар таъсирида бў-ладиган ядро реакциялари . . . . .	567	
127- §. Дейтронлар таъсирида бўладиган ядро реакция-лари . . . . .	568	
128- §. Нейтронлар таъсирида бўладиган ядро реакция-лари . . . . .	569	
129- §. Электронлар ва фотонлар таъсирида бўладиган ядро реакциялари . . . . .	571	
130- §. Ядро реакцияларининг эффективлиги . . . . .	571	
<b>XVIII боб. Ядроларнинг бўли-ниш реакциялари. Занжир ядро реак-циялари</b>		
131- §. Ядроларнинг бўлиниш ре-акциялари . . . . .	574	
132- §. Занжир ядро реакцияла-ри ва улардан ядро энер-гияси олишда фойдаланиш . . . . .	577	
133- §. Термоядро реакциялари . . . . .	583	
<b>XIX боб. Космик нурлар</b>		
134- §. Космик нурлар ҳақида асосий экспериментал маъ-лумотлар . . . . .	584	
135- §. Космик нурларнинг пай-до бўлиши . . . . .	586	
136- §. Иккиламчи космик нур-ларнинг ҳосил бўлиши . . . . .	586	
137- §. Юқори энергияли заряд-ланган зарралар ва фотон-ларнинг модда билан ўзаро таъсири . . . . .	588	
138- §. Электрон-фотон (каскад-ли) қуюнлар . . . . .	591	
<b>XX боб. Элементар зарралар</b>		
139- §. Умумий мулоҳазалар . . . . .	593	
140- §. Электронлар ва пози-тронлар . . . . .	596	
141- §. Протонлар ва антипро-тонлар . . . . .	598	
142- §. Нейтронлар ва антиней-тронлар . . . . .	599	
143- §. Нейтрино ва антинейтри-но . . . . .	600	
144- §. Мезонлар . . . . .	601	
145- §. Гиперонлар . . . . .	602	
146- §. Резонанслар . . . . .	604	
147- §. Фотонлар . . . . .	605	
148- §. Кварклар . . . . .	606	
149- §. Элементар зарралар сис-тематикаси . . . . .	606	
150- §. Элементар зарраларнинг атомсимон тузилмалари. Антимодда . . . . .	606	
151- §. Элементар зарраларнинг тузилиш проблемалари. . . . .	610	