

И. В. САВЕЛЬЕВ

**ЧУМЧИИ  
ФИЗИКА  
КУРСИ**

III

И. В. САВЕЛЬЕВ

# УМУМИЙ ФИЗИКА КУРСИ

III ТОМ

ОПТИКА, АТОМ ФИЗИКАСИ,  
АТОМ ЯДРОСИ ВА ЭЛЕМЕНТАР  
ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ

РУСЧА ТЎРГИНЧИ НАШРИДАН ТАРЖИМА

*СССР Олий ва махсус ўрта таълим вазирлиги  
олий техника ўқув юрталарининг студентлари учун  
қўлланма сифатида рухсат этган*

ЎҚИТУВЧИ НАШРИЁТИ

Тошкент 1976

**Савельев И. В.**

**Умумий физика курси.** Русча 4- нашридан таржима. Техника ўқув юртларининг студентлари учун қўлланма. Т., „Ўқитувчи“, 1976 (С).

Т. 3. Оптика, атом физикаси, атом ядроси ва элементар зарралар физикаси. 1976 449 б., чизма.

**Савельев И. В. Курс общей физики. Т. 3.**

53

Ушбу китобнинг асосий мақсади студентларни физиканинг асосий идеялари ва методлари билан таништиришдан иборат. Асосий эътибор физика қонунларининг маъносини тушунтиришга ва улардан онгли равишда фойдаланишга қаратилди. Китоб ҳамин унча катта бўлмаса ҳам, у келгусида назарий физика ва бошқа физикавий фанларни яхши ўзлаштириб олишда етарлича тайёргарлик берувчи қўлланма бўлиб хизмат қилади.

Китоб ва унинг таржимаси ҳақидаги ўз фикр ва мулоҳазаларингизни қуйидаги адресга юборишингизни сўраймиз: Тошкент — 129, Навоий, 30 „Ўқитувчи“ нашриёти, Физика-математика адабиёти редакцияси.

① „Ўқитувчи“ нашриёти, русчадан таржима, 1976.

G 20401--№192  
M 353(06)76 127—76

## РУСЧА УЧИНЧИ НАШРИГА СЎЗ БОШИ

Китобни ушбу нашрга тайёрлашда унга бир қатор ўзгаришлар ва қўшимчалар киритилди. „Релятивистик динамика“ деб аталган 42- § янгидан ёзилди. 11, 16, 17, 32, 66, 68, 77 ва 86- параграфларга анча қўшимчалар ва ўзгаришлар киритилди. Баъзи бошқа параграфларда ҳам унча катта бўлмаган қўшимчалар ва ўзгаришлар қилинди.

Курснинг биринчи ва иккинчи томларига мурожаат қилинг деганда ўша томларнинг тўртинчи нашри назарда тутилади. Танқидий мулоҳазалари ва маслаҳатлари билан китобнинг яхшиланишига ҳисса қўшганларнинг ҳаммасига ташаккур изҳор қиламан.

Октябрь, 1970 й.

*И. Савельев.*

**Савельев И. В.**

**Умумий физика курси.** Русча 4- нашридан таржима. Техника ўқув юрғларининг студентлари учун қўлланма. Т., „Ўқитувчи“, 1976 (С).

Т. 3. Оптика, атом физикаси, атом ядроси ва элементар зарралар физикаси. 1976 449 б., чизма.

**Савельев И. В. Курс общей физики. Т. 3.**

53

Ушбу китобнинг асосий мақсади студентларни физиканинг асосий идеялари ва методлари билан таништиришдан иборат. Асосий эътибор физиконунларининг маъносини тушунтиришга ва улардан онгли равишда фойдаланишга қаратилди. Китоб ҳажми унча катта бўлмаса ҳам, у келгусида назарий физика ва бошқа физикавий фанларни яхши ўзлаштириб олиш, етарлича тайёргарлик берувчи қўлланма бўлиб хизмат қилади.

Китоб ва унинг таржимаси ҳақидаги ўз фикр ва мулоҳазаларингизни қуйидаги адресга юборишингизни сўраймиз: Тошкент — 129, Навоий, 3 „Ўқитувчи“ нашриёти, Физика-математика адабиёти редакцияси.

© „Ўқитувчи“ нашриёти. русчадан таржима, 1976.

## РУСЧА УЧИНЧИ НАШРИГА СЎЗ БОШИ

Китобни ушбу нашрга тайёрлашда унга бир қатор ўзгаришлар ва қўшимчалар киритилди. „Релятивистик динамика“ деб аталган 42- § янгидан ёзилди. 11, 16, 17, 32, 66, 68, 77 ва 86-параграфларга анча қўшимчалар ва ўзгаришлар киритилди. Баъзи бошқа параграфларда ҳам унча катта бўлмаган қўшимчалар ва ўзгаришлар қилинди.

Курснинг биринчи ва иккинчи томларига мурожаат қилинг деганда ўша томларнинг тўртинчи наشري назарда тутилади. Танқидий мулоҳазалари ва маслаҳатлари билан китобнинг яхшиланишига ҳисса қўшганларнинг ҳаммасига ташаккур изҳор қиламан.

Октябрь, 1970 й.

*И. Савельев.*

## **РУСЧА БИРИНЧИ НАШРИГА ЕЗИЛГАН СЎЗ БОШИДАН**

Ушбу том билан тугалланадиган умумий физика курси, даставвал, олий техника ўқув юртларида инженер-физик му-  
тахассисликлари бўйича таълим олаётган студентлар учун мул-  
жалланган. Бу курс авторнинг Москва инженер-физика инс-  
титути умумий физика кафедрасида кўп йил қилган меҳнати  
самараси сифатида вужудга келди. Автор студентлар билан  
фақат лектор кафедраси орқалигина эмас, балки амалий маш-  
ғулотлар, консультациялар, имтиҳонлар ва зачётлар орқали  
доим яқин алоқада бўлди. Автор учун жуда ҳам самарали  
бўлган бу учрашувларда кўпгина масалаларнинг баёни қиё-  
мига етказилди. Авторнинг кафедрадаги ҳамкасблари ҳам курс-  
нинг вужудга келишига катта ёрдам бердилар. Айрим қисм-  
ларнинг тузилиши ва баён этиш методикаси улар билан муҳокама  
қилинди. Кафедра доцентлари О. И. Замша ва И. Е. Иродов-  
ларнинг курсни вужудга келтиришдаги хизматларини алоҳида  
таъкидлаб ўтиш лозим.

*И. Савельев.*

## I Б О В КИРИШ

### 1-§. Оптиканинг асосий қонунлари

Оптикавий ҳодисаларнинг тўртта асосий қонуни қадим замонлардан маълум: 1) ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонуни; 2) ёруғлик нурларининг мустақиллиги қонуни; 3) ёруғликнинг қайтиш қонуни; 4) ёруғликнинг синиш қонуни.

Бир жинсли муҳитда ёруғлик тўғри чизиқ бўйлаб тарқалади. Бу хулоса шаффофмас жисмлар кичик ўлчамли манбалар билан ёритилганда ҳосил бўладиган сояларнинг чегаралари кескин бўлишидан келиб чиқади. Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонуни тақрибийдир; ёруғлик жуда кичик тешикдан ўтганда тўғри чизиқлиликдан оғиши кузатилади. Тешик қанча кичик бўлса, бу оғиш шунча катта бўлади.

Ёруғлик нурларининг мустақиллиги улар ўзаро кесишганда бир-бирига ҳеч қандай таъсир қилмаслигидан иборатдир. Нурларнинг кесишиши ҳар бир нурнинг мустақил равишда тарқалишига халақит бермайди<sup>1)</sup>.

Ёруғлик икки шаффоф муҳит орасидаги чегарани кесиб ўтганда тушувчи нур иккита нурга—қайтган ва синган нурларга ажралади (1-расм). Бу нурларнинг йўналиши ёруғликнинг қайтиш ва синиш қонунларидан аниқланади

Ёруғликнинг қайтиш қонуни таъкидлайдики, *қайтган нур тушувчи нур ва тушиш нуқтасига ўтказилган нормаль билан бир текисликда ётади. Қайтиш бурчаги тушиш бурчагига тенг<sup>2)</sup>*:

$$-i_1 = i_2 \quad (1.1)$$

Ёруғликнинг синиш қонуни қуйидагича ифодаланади: *Синган нур тушувчи нур ва тушиш нуқтасига ўтказилган*

1) Ёруғлик нурларининг мустақиллиги ёруғлик интенсивлиги жуда ҳам катта бўлмаган ҳоллардагина кузатилади. Лазерлар ёрдамида ҳосил қилинадиган интенсивликдаги ёруғлик нурлари учун мустақиллик қонуни бажарилмай қолади (86-§ га қarang).

2)  $i_1$  олдидаги минус ишора  $i_1$  ва  $i_2$  бурчакларнинг нормалдан қарама-қарши томонларга қараб ўлчанишини кўрсатади. Бу ҳақда батафсилроқ маълумот параграфнинг охирида келтирилган.

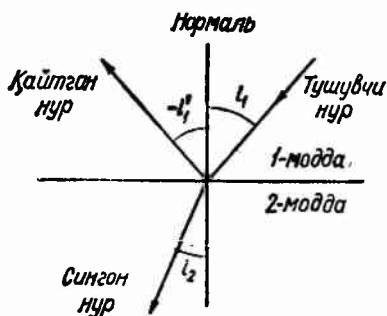


**нормаль билан бир текисликда ётади. Тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати берилган моддалар учун ўзгармас катталиқдир:**

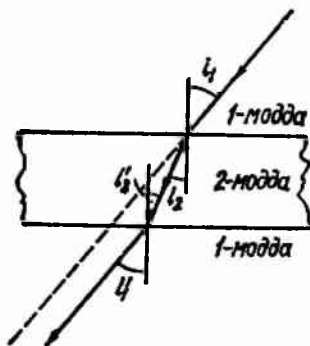
$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{12}. \quad (1.2)$$

$n_{12}$  катталиқ иккинчи модданинг биринчи моддага нисбатан нисбий синдириш кўрсаткичи деб аталади<sup>1)</sup>.

1 модда ичига 2 моддадан ясалган ясси-параллел пластинкани туширамиз (2- расм). Тажриба кўрсатадики, пластинка орқали ўтган нур тушувчи нурга параллел бўлади. Нурнинг



1- расм.



2- расм.

пластинка сиртларидаги ҳар иккала синиши учун (1.2) муносабати ёзамиз:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{12}, \quad \frac{\sin i_2'}{\sin i_1'} = n_{21} \quad (1.3)$$

(иккинчи сирт учун (1.2) қонун ёзилганда биринчи модданинг иккинчи моддага нисбатан синдириш кўрсаткичи, яъни  $n_{21}$  олинди)

Геометриқ мулоҳазалардан  $i_2' = i_2$ ; нур пластинка орқали ўтгандан кейин дастлабки йўналишига параллел бўлиб қолиши сабабли  $i_1$  ва  $i_1'$  бурчаклар ўзаро тенг бўлади. Шунинг учун, (1.3) ифодаларни ўзаро кўпайтирсак,

$$n_{21} = \frac{1}{n_{12}} \quad (1.4)$$

келиб чиқади.

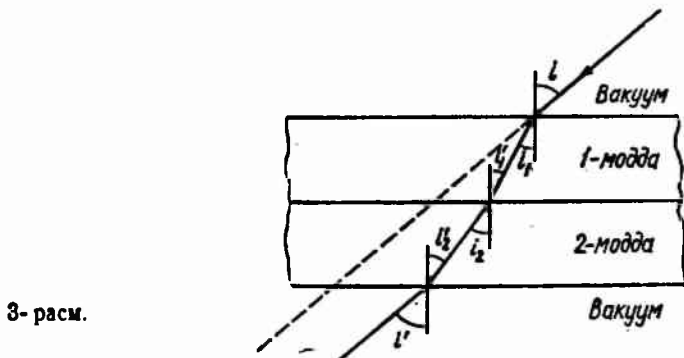
Бундан ёруғлик нурларининг айланувчанлик (ёки ўзаролик) қонуни келиб чиқади: *агар бир неча марта қайтган ва синган нурга қарама-қарши йўналишда бош-*

<sup>1)</sup> Агар ёруғликнинг қайтиши учун шартли равишда  $n_{12} = -1$  деб ҳисобласак, (1.2) тенглама ёруғликнинг қайтиш қонунини ҳам ифодалайди.

қа бир нур йўналтирсак, у ўша биринчи (тўғри) нур ўтган йўлдан, лекин тескари йўналишда ўтади.

Модданинг бўшлиққа нисбатан синдириш кўрсаткичи шу модданинг абсолют синдириш кўрсаткичи (ёки қисқача, синдириш кўрсаткичи) дейилади. Синдириш кўрсаткичи каттароқ бўлган модда оптикaviй зичроқ модда деб юритилади.

Икки модданинг нисбий синдириш кўрсаткичи  $n_{12}$  билан уларнинг абсолют синдириш кўрсаткичлари  $n_1$  ва  $n_2$  орасида содда муносабат мавжуд. Бу муносабатни топиш учун нурнинг бир-бирига тегизиб бўшлиққа жойлаштирилган икки яс-



3-расм.

си-параллел пластинка орқали ўтишини текшираемиз (3-расм). Бу ҳолда икки пластинка орқали ўтган нур бир пластинка орқали ўтган нур каби тушувчи нурга параллел бўлади, яъни  $i' = i$ . Учала синдирувчи сиртлар учун (1.2) шартни ёзамиз. Бунда биринчи сирт учун 1 модданинг вакуумга нисбатан нисбий синдириш кўрсаткичини, яъни 1 модданинг абсолют синдириш кўрсаткичи  $n_1$  ни олиш керак. Учинчи сирт учун эса вакуумнинг 2 моддага нисбатан нисбий синдириш кўрсаткичини олиш керакки, у (1.4) тенгликка кўра  $1/n_2$  га тенг бўлади (бунда  $n_2$ —иккинчи модданинг абсолют синдириш кўрсаткичидир). Шундай қилиб,

$$\frac{\sin i}{\sin i_1} = n_1, \quad \frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{12}, \quad \frac{\sin i_2}{\sin i'} = \frac{1}{n_2}.$$

$i' = i$ ,  $i_1 = i_1$  ва  $i_2 = i_2$  бўлишини кўзда тутиб, бу тенгликларни ўзаро кўпайтирсак, қуйидаги муносабат ҳосил бўлади:  $n_1 n_{12} / n_2 = 1$ , бундан

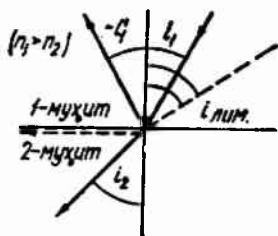
$$n_{12} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1.5)$$

Демак, икки модданинг нисбий синдириш кўрсаткичи уларнинг абсолют синдириш кўрсаткичлари нисбатига тенг.

(1.5) муносабатдан фойдаланиб, синиш қонунининг (1.2) ифодасини қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2. \quad (1.6)$$

Бу формуладан кўринадики, ёруғлик нури оптикавий зичлиги каттароқ муҳитдан оптикавий зичлиги кичикроқ муҳитга ўтганда сиргининг нормалидан узоқлашади (4-расм). Тушиш бурчаги  $i_1$  катталашган сари, синиш бурчаги  $i_2$  янада тезроқ ўсади ва  $i_1$  бурчак



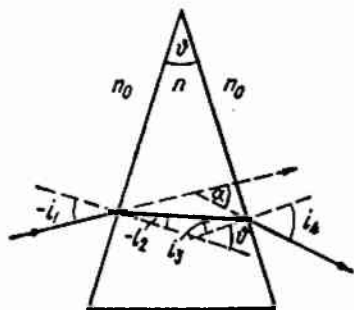
4-расм.

$$i_{\text{чег}} = \arcsin n_{12} \quad (1.7)$$

қийматга етганда  $i_2$  бурчак  $\pi/2$  га тенг бўлади. (1.7) катталиқ *чегаравий бурчак* деб аталади.

Тушувчи нур энергияси қайтган ва синган нурлар орасида тақсимланади. Тушиш бурчаги катталашган сари, қайтган нур интенсивлиги ортади, синган нур интенсивлиги эса камаёди, синган нур интенсивлиги эса камаёди, синган нур интенсивлиги эса камаёди бориб, чегаравий бурчакда нолга айланади. Тушиш бурчагининг қиймати  $i_{\text{чег}}$  билан  $\pi/2$  оралиғида бўлса, ёруғлик иккинчи муҳитга ўтмайди<sup>1)</sup>, қайтган нур интенсивлиги тушувчи нур интенсивлигига тенг бўлади. Бу ҳодиса *тўла ички қайтиш* деб аталади.

Ёруғликнинг призма орқали ўтишини кўриб чиқиш учун синиш қонунини татбиқ қиламиз. Призманинг синдирувчи ёқлари орасидаги  $\theta$  бурчак (5-расм) *синдирувчи бурчак* деб аталади. Шу ёқларнинг кесишиш чизиғи *синдирувчи қирра*, синдирувчи қиррага перпендикуляр текислик эса призманинг *бош кесими* дейилади. Агар тушувчи нур бош кесимда ётса, призмадан чиққан нур ҳам шу текисликда ётади. Тушувчи ва чиққан нурларнинг йўналишлари орасидаги  $\alpha$  бурчак *огдириш бурчаги* деб юртилади.



5-расм.

Бирор йўналишдан (масалан, синдирувчи сиртга туширилган нормалдан) соат стрелкаси йўналишида ўлчанадиган бурчакларни мусбат, соат стрелкаси йўналишига тескари йўналишда ўлчанадиган бурчакларни манфий деб ҳисоблаш ҳақида келишиб олайлик. Шу шартга кўра, 5-расмдаги  $i_1$  ва  $i_2$  бур-

<sup>1)</sup> Аниқроғи, ёруғлик тўлқини иккинчи муҳитга тўлқин узунлиги тартибдаги масофага киради ва сўнгра қайтиб чиқади.

чақлар манфий бўлади. Расмда бу бурчақларнинг модуллари, яъни мусбат миқдорлар ( $-l_1$ ) ва ( $-l_2$ ) кўрсатилган. Расмдан кўринадики,

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= |(-l_1) - (-l_2)| + (l_4 - l_3) = l_4 - l_1 - (l_2 - l_2), \\ \vartheta &= l_3 + (-l_2) = l_3 - l_2. \end{aligned} \right\} (1.8)$$

Бу икки ифодани бирлаштирсак,

$$\alpha = l_4 - l_1 - \vartheta \quad (1.9)$$

ҳосил бўлади.

Призманинг синдириш кўрсаткичини  $n$  орқали, призма атрофидаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичини эса  $n_0$  орқали белгилаймиз. Синиш қонуни (1.6) га кўра,

$$n_0 \sin l_1 = n \sin l_2, \quad n \sin l_3 = n_0 \sin l_4 \quad (1.10)$$

бўлади, бундан

$$l_1 = \arcsin\left(\frac{n}{n_0} \sin l_2\right),$$

$$l_4 = \arcsin\left(\frac{n}{n_0} \sin l_3\right) = \arcsin\left[\frac{n}{n_0} \sin(l_2 + \vartheta)\right].$$

$l_1$  ва  $l_4$  бурчақларнинг бу қийматларини (1.9) формулага қўйиб, бош кесимда ётган нурнинг оғиш бурчагини  $l_2$  бурчакнинг функцияси кўринишида аниқлаймиз:

$$\alpha = \arcsin\left[\frac{n}{n_0} \sin(l_2 + \vartheta)\right] - \arcsin\left(\frac{n}{n_0} \sin l_2\right) - \vartheta. \quad (1.11)$$

Оғиш бурчагининг минимал бўлиши учун қуйидаги шарт бажарилиши керак:

$$\frac{d\alpha}{dl_2} = \frac{(n/n_0) \cos(l_2 + \vartheta)}{\sqrt{1 - [(n/n_0) \sin(l_2 + \vartheta)]^2}} - \frac{(n/n_0) \cos l_2}{\sqrt{1 - [(n/n_0) \sin l_2]^2}} = 0.$$

Кўришиб турибдики, бу шарт қуйидаги икки ҳолда бажарилади:

$$1) \quad l_2 + \vartheta = l_2; \quad 2) \quad l_2 + \vartheta = -l_2.$$

Бу ечимлардан фақат иккинчисидагина физикавий маъно бор, чунки  $\vartheta \neq 0$ . Шунинг учун

$$l_2 = -\frac{\vartheta}{2}, \quad \text{яъни } l_2 = -l_2$$

[(1.8) га қаранг]. Бундан, нурларнинг йўли призманинг ёқларига нисбатан симметрик бўлганда оғиш бурчаги  $\alpha$  минимал бўлади, деган хулоса келиб чиқади. Бу ҳолда (1.11) ифода қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\alpha_{\min} = 2 \arcsin\left(\frac{n}{n_0} \sin \frac{\vartheta}{2}\right) - \vartheta.$$

Бу муносабатдан призманинг нисбий синдириш кўрсаткичини топиш осон:

$$\frac{n}{n_0} = \frac{\sin[(\vartheta + \alpha_{\min})/2]}{\sin(\vartheta/2)}. \quad (1.12)$$

Шундай қилиб,  $\vartheta$  ва  $\alpha_{\min}$  бурчакларни ўлчаш йўли билан призманинг ўз атрофидаги муҳитга нисбатан синдириш кўрсаткичини аниқлаш мумкин.

Синдирувчи бурчак  $\vartheta$  жуда кичик бўлган ҳолни олиб қарайлик.  $\vartheta = 0$  бўлганда призма нурнинг йўналишини ўзгартирмайдиган ( $\alpha = 0$ ) ясси-параллел пластинкага айланади. (1.11) ифоданинг биринчи қўшилувчисини  $\vartheta$  нинг даражалари бўйича қаторга Тейлор ва юқори даражали кичик миқдорларни эътиборга олмаймиз:

$$\arcsin \left| \frac{n}{n_0} \sin(t_2 + \vartheta) \right| = \arcsin \left( \frac{n}{n_0} \sin t_2 \right) + \frac{(n/n_0) \cos t_2}{\sqrt{1 - [(n/n_0) \sin t_2]^2}} \vartheta,$$

у ҳолда (1.11) формула қуйидаги кўринишга келади:

$$\alpha = \frac{(n/n_0) \cos t_2}{\sqrt{1 - [(n/n_0) \sin t_2]^2}} \vartheta - \vartheta.$$

(1.10) га кўра  $(n/n_0) \sin t_2 = \sin t_1$ . Шунинг учун махраждаги яқинлиқни  $\cos t_1$  орқали ифодалаш мумкин:

$$\alpha = \left( \frac{n}{n_0} \frac{\cos t_2}{\cos t_1} - 1 \right) \vartheta. \quad (1.13)$$

Агар  $t_1$  ва  $t_2$  бурчаклар унча катта бўлмаса,  $\cos t_2 / \cos t_1$  кўпайтувчининг қиймати бирга яқин сон бўлади. У ҳолда оғиш бурчагини ҳисоблаш учун қуйидаги тақрибий формуладан фойдаланиш мумкин:

$$\alpha = \left( \frac{n}{n_0} - 1 \right) \vartheta. \quad (1.14)$$

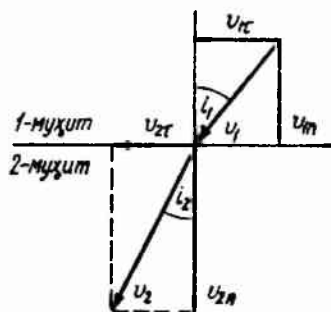
1-жадвалда  $n/n_0 = 1,5$  ва  $\vartheta = 10'$  бўлган ҳол учун  $\alpha$  бурчак қийматлари  $t_1$  бурчакнинг функцияси сифатида келтирилган. Иккинчи устунда (1.11) аниқ формула бўйича ҳисобланган қийматлар берилган, учинчи устунда эса, тақрибий (1.13) формула бўйича ҳисобланган қийматлар берилган. Бу ҳол учун (1.14) формула бўйича  $\alpha = 5'$  келиб чиқади. Жадвалдан кўринадики, тушиш бурчаги  $t_1$   $10^\circ$  дан кичик бўлган ҳолларда  $\alpha$  бурчак амалда  $t_1$  бурчакка боғлиқ бўлмайди.

1-жадвал

$t_1$	$\alpha$ бурчакнинг қийматлари		$t_1$	$\alpha$ бурчакнинг қийматлари	
	(1.11) бўйича	(1.13) бўйича		(1.11) бўйича	(1.13) бўйича
1°	5'00"	5'00"	50°	10'07"	10'04"
10°	5'08"	5'08"	60°	14'31"	14'30"
20°	5'33"	5'33"	70°	24'38"	24'11"
30°	6'21"	6'20"	80°	59'00"	55'09"
40°	7'43"	7'42"			

## 2- §. Ёруғлик ҳақидаги тасаввурнинг ривожланиши

XVII аср охирида, қарийб бир вақтда, ёруғликнинг иккита, гуё бир-бирини инкор этувчи назариялари майдонга келди. Ньютон оқиш назариясини таклиф этди. Бу назарияга кўра ёруғлик нурланувчи жисмдан тўғри чизиқли траекториялар бўйича учиб чиқувчи ёруғлик зарралари (корпускулалар) оқимидан иборат. Гюйгенс тўлқин назарияни илгари сурди. Бу назарияда ёруғлик дунё эфирда тарқалувчи эластик тўлқинлар деб қаралади. Юз йилдан ортиқроқ вақт давомида тўлқин назарияга қараганда корпускуляр назариянинг тарафдорлари кўп бўлган. Аммо XIX асрнинг бошида Френель ўша вақтда маълум бўлган ҳамма оптикавий ҳодисаларни тўлқин тасаввурлар асосида тушунтиришга муваффақ бўлди. Нагижада ёруғликнинг тўлқин назариясини ҳамма эътироф қилди, корпускуляр назария эса, қарийб юз йил унутилди.



6- расм.

Иккала назария бўйича ёруғликнинг бирор моддадаги тезлиги билан шу модданинг синдириш кўрсаткичи орасидаги муносабат икки хил бўлиб чиқади. Ньютон, ёруғликнинг синиши икки муҳим чегарасида ёруғлик корпускулаларига улар тезлигининг нормаль ташкил эгувчисини ўзгартирувчи кучлар таъсир қилишидан келиб чиқади, деб ҳисоблади (6- расм) Расмдан кўринадики,

$$\sin i_1 = \frac{v_{1r}}{v_1}, \quad \sin i_2 = \frac{v_{2r}}{v_2}.$$

Тезликнинг тангенциал ташкил этувчиси ўзгармагани сабабли ( $v_{1r} = v_{2r}$ ), қуйидаги муносабат бажарилиши керак:

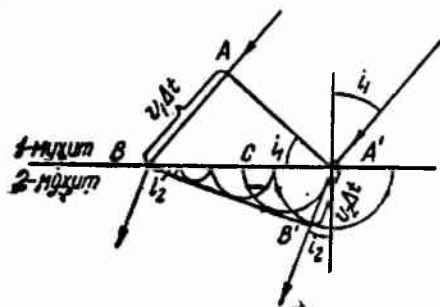
$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_2}{v_1}.$$

Бу ифодани синиш қонуни (1.2) билан солиштирсак,  $n_{12} = v_2/v_1$ , келиб чиқади. Агар синиш вакуум билан бирор модда чегарасида содир бўлаётган бўлса,  $n_{12}$  иккинчи модданинг абсолют синдириш кўрсаткичи  $n_2$  га тенг бўлади,  $v_1$  тезлик эса, ёруғликнинг бўшлиқдаги  $c$  тезлигига тенг бўлади. У ҳолда,  $n$  ва  $v$  ёнидаги 2 индексни тушириб қолдирсак,

$$n = \frac{v}{c}. \quad (2.1)$$

Тўлқин назария бунга тескари муносабатга олиб келади. Гюйгенс принциpidан фойдаланиб (1 том, 83- § га қаранг),

синган тўлқин фронтини чизамиз (7- расм). Фараз қилайлик, икки муҳитни ажратувчи сиртга  $AA'$  фронтли текис тўлқин тушаётган бўлсин. Иккинчи муҳитдаги тўлқин фронтини ҳосил қилиш учун, марказлари муҳитларни ажратувчи сиртда бўлган иккиламчи тўлқинларнинг ўрамасини ўтказиш керак бўлади. Агар тушиш бурчаги нолдан фарқли бўлса,  $AA'$  тўлқин фронтининг турли қисм-



7- расм.

лар синдирувчи сиртга бир вақтда етиб келмайди. Шу сабабли иккиламчи тўлқинлар  $A$  нуқтада  $B$  нуқтага қараганда шундай  $\Delta t$  вақт олдин уйғонадики, бу вақтда тўлқин биринчи муҳит ичида  $AB = v_1 \Delta t$  йўлни босиб ўтади. Шундай қилиб, маркази  $B$  нуқтада бўлган иккиламчи тўлқин уйғона бошлаган пайтда маркази  $A'$  нуқтада бўлган тўлқин

иккинчи муҳитда  $A'B' = v_2 \Delta t$  йўлни босиб ўтишга улгуради.  $B$  ва  $A'$  нуқталарнинг қоқ ўртасидаги  $C$  нуқтада иккиламчи тўлқиннинг уйғониши  $\Delta t/2$  вақтга кечикади ва бу тўлқин иккинчи муҳитда  $v_2 \Delta t/2$  йўлни босиб ўтишга улгуради. Бундан синган тўлқиннинг fronti текисликдан иборат бўлади деган хулоса келиб чиқади.

Изотроп муҳитда нурлар тўлқин сиртларига перпендикуляр бўлади. Шунинг учун синдирувчи текислик билан тушувчи тўлқин fronti орасидаги  $AA'B$  бурчак тушиш бурчаги  $i_1$  га тенг. Худди шунингдек, синдирувчи текислик билан синган тўлқин fronti орасидаги  $A'BB'$  бурчак синиш бурчаги  $i_2$  га тенг. 7- расмдан кўринадики,

$$\sin i_1 = \frac{v_1 \Delta t}{BA'}, \quad \sin i_2 = \frac{v_2 \Delta t}{BA'}.$$

Бу ифодаларни бир-бирига бўлиб,

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v_2}$$

формулани оламиз. Буни (1.2) формула билан солиштирсак,  $n_{12} = v_1/v_2$  келиб чиқади. Ниҳоят, 1 муҳитни вакуум деб ҳисобласак ва  $n$  билан  $v$  ёнидаги 2 индексни тушириб қолдирсак, қуйидаги муносабатни оламиз:

$$n = \frac{c}{v}. \quad (2.2)$$

Бу муносабат корпускуляр назариянинг (2.1) формуласига тескарисидир.

1851 йилда Фуко ёруғликнинг сувдаги тезлигини ўлчади (2.2) формулага мос келадиган хулоса олди. Шундай қилиб тўлқин назариянинг тўғрилигини исботловчи яна бир экспериментал далил олинди.

Даставвал ёруғликни бутун олам фазосини тўлдирувчи ва дунё эфири деб аталувчи гипотетик эластик муҳитда тарқалувчи кўндаланг тўлқинлардан иборат деб ҳисоблар эдилар. 1864 йилда Максвелл ёруғликнинг электромагнит назариясини яратди. Бу назарияга кўра, ёруғлик тўлқин узунлиги 0,40 дан 0,75 мк гача<sup>1)</sup> бўлган электромагнит тўлқинлардан иборатдир. Шундай қилиб, эластик ёруғлик тўлқинларининг ўрнини электромагнит тўлқинлар эгаллади.

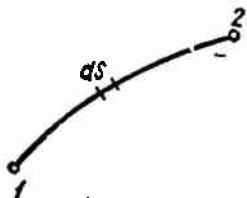
XIX аср охири ва XX аср бошида бир қатор экспериментал фактлар яна махсус ёруғлик зарралари—фотонлар тушунчасига қайтиш заруриятини туғдирди. Ёруғликнинг табиати икки ёқлама экани, унда ҳам тўлқин хоссалари, ҳам зарраларга хос хусусиятлар мужассамлашган экани аниқланди. Баъзи ҳодисаларда, масалан, интерференция, дифракция ва қутбланиш каби ҳодисаларда ёруғлик тўлқин кўринишида намоён бўлади, бошқа ҳодисаларда эса (IX бобда баён қилинадиган фотоэффект, Комптон эффекти) ёруғлик зарралар (фотонлар) оқими кўринишида намоён бўлади.

Кейинчалик маълум бўлдики, икки ёқлама корпускуляр-тўлқиний табиат фақат ёруғликкагина (ва умуман, электромагнит тўлқинларгагина) эмас, балки модданинг энг кичик зарралари—электрон, протон, нейтрон ва бошқаларга ҳам хос экан.

### 3-§. Ферма принципи

Бир жинсли муҳитда ёруғлик тўғри чизиқ бўйлаб тарқалади. Бир жинсли бўлмаган муҳитда ёруғлик нурлари эгилади. 1679 йилда француз математиги Ферма белгилаган принципдан фойдаланиб, ёруғликнинг бир жинсли бўлмаган муҳитда тарқалиш йўлини топиш мумкин. Ферма принципи қуйидагича таърифланади: *ёруғлик шундай йўл бўйлаб тарқаладики, бу йўлни босиб ўтиш учун энг кам вақт керак бўлади.*

Йўлнинг  $ds$  бўлагини (8-расм) босиб ўтиш учун ёруғлик  $dt = ds/v$  вақт сарфлайди (бунда  $v$  — муҳитнинг берилган нуқтасидаги ёруғлик тезлиги).  $v$  тезликни (2.2) формула бўйича  $c$  ва  $n$  орқали ифодаланса,  $dt = (1/c)nds$  бўлади. Демак, ёруғлик йўлнинг  $I$



8-расм.

<sup>1)</sup> мк (микрон) =  $10^{-6}$  м =  $10^{-3}$  мм.



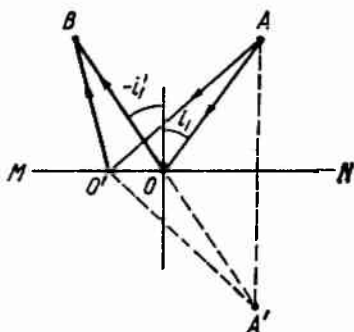
нуқтадан 2 нуқтасигача ўтиш учун кетган  $\tau$  вақт қуйидаги формула бўйича ҳисобланиши мумкин:

$$\tau = \frac{1}{s} \int_1^2 nds.$$

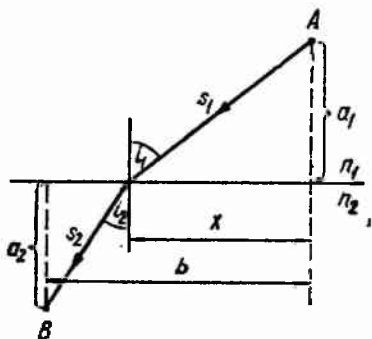
Ферма принцига кўра,  $\tau$  минимал бўлиши керак.  $s$ —ўзгармас катталиқ бўлгани сабабли,

$$L = \int_1^2 nds \quad (3.1)$$

минимал бўлиши керак: бу катталиқ йўлнинг оптикавий ўзунлиги деб юритилади. Бир жинсли муҳитда йўлнинг оптикавий ўзунлиги шу йўлнинг геометрик ўзунлиги  $s$  билан



9- расм



10- расм.

муҳитнинг синдириш кўрсаткичи  $n$  нинг кўпайтмасига тенг:

$$L = n \cdot s. \quad (3.2)$$

Ферма принцини қуйидагича таърифлаш мумкин: *ёруғлик оптикавий ўзунлиги минимал бўлган йўл бўйича тарқалади*<sup>1)</sup>.

ёруғликнинг қайтиш ва синиш қонунлари Ферма принципдан келиб чиқади. ёруғлик  $A$  нуқтадан чиқиб,  $MM$  сиртдан қайтиб  $B$  нуқтага тушади, деб фараз қилайлик (9- расм). Нур ўтаётган муҳит бир жинсли муҳит бўлсин. Шунинг учун оптикавий йўл ўзунлигининг минималлиги геометрик ўзунлигининг минималлигидан иборат бўлади. Ихтиёрий олинган йўлнинг геометрик ўзунлиги  $AO'B = A'O'B$  га тенг (ёрламчи  $A'$

<sup>1)</sup> Аниқроғи, йўлнинг оптикавий ўзунлиги экстремал, яъни е минимал, ё максимал, ё стационар - мумкин бўлган ҳамма йўллар учун бир хил бўлиши керак. Мана шу кейинги ҳолда ёруғликнинг икки нуқта орасидаги ҳамма йўллари га у то хрон (босиб ўтиш учун бир хил вақт талаб қилувчи) йўллар бўлади.

нуқта  $A$  нуқтанинг кўзгули тасвиридир). Расмдан кўриниб турибдики,  $O$  нуқтадан қайтган нурнинг йўли энг қисқа бўлади, бу нуқта учун эса қайтиш бурчаги тушиш бурчагига тенг. Шуни ҳам айтиб ўтиш керакки,  $O'$  нуқта  $O$  нуқтадан узоқлашган сари, йўлнинг геометрик узунлиги чексиз ортади. Шу сабабли бу ҳолда фақат битта экстремум — минимум мавжуд.

Энди  $A$  нуқтадан чиқиб  $B$  нуқтага тушувчи нур қайси нуқтада синганда йўлнинг оптикавий узунлиги экстремал бўлишини аниқлаймиз (10-расм). Ихтиёрий нур учун йўлнинг оптикавий узунлиги

$$L = n_1 s_1 + n_2 s_2 = n_1 \sqrt{a_1^2 + x^2} + n_2 \sqrt{a_2^2 + (b-x)^2}$$

бўлади.

Экстремал қийматни топиш учун  $L$  ни  $x$  бўйича дифференциаллаймиз ва ҳосил бўлган ифодани нолга тенглаштирамиз:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{n_1 x}{\sqrt{a_1^2 + x^2}} - \frac{n_2 (b-x)}{\sqrt{a_2^2 + (b-x)^2}} = n_1 \frac{x}{s_1} - n_2 \frac{b-x}{s_2} = 0.$$

$n_1$  ва  $n_2$  ёнидаги кўпайтувчилар мос равишда  $\sin i_1$  ва  $\sin i_2$  га тенг. Шундай қилиб, синиш қонунини ифодаловчи қуйидаги муносабатга келамиз:

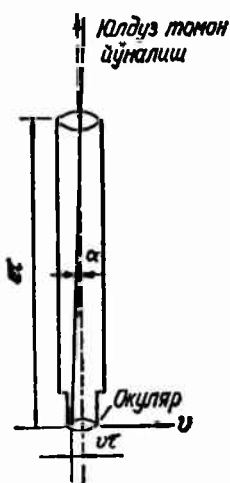
$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2.$$

#### 4-§. Ёруғлик тезлиги

Ёруғлик тезлигини дастлабки аниқлашлар астрономик кузатишларга асосланиб амалга оширилган эди. 1676 йилда даниялик астроном Рёмер Юпитер йўлдошларининг гугилишини кузатиш орқали ёруғлик тезлигини аниқлади. Унинг олган натижаси  $c = 215000$  км/сек эди.

Ёруғлик тезлигини ўз орбитаси бўйича ҳаракатлиниш натижасида юлдузларнинг осмон сферасидаги кўринма ўрни ўзгаради. Ёруғлик абберацияси деб аталадиган бу ҳодисадан фойдаланиб, англиялик астроном Брэдли 1727 йилда ёруғлик тезлигини аниқлади.

Телескопда кузатилаётган юлдуз томон йўналиш Ёруғлик тезлигининг текислигига перпендикуляр деб фараз қилайлик. У ҳолда юлдуз томон йўналиш билан Ёруғлик тезлигининг  $v$  вектори орасидаги бурчак бутун йил давомида  $\pi/2$  га тенг бўлиб туради (11-расм). Телескоп ўқини тўппа-тўғри юлдузга йўналтирамиз. Ёруғлик объективдан окулярغاча бўлган масофани босиб ўтиши учун талаб қилинадиган  $\tau$  вақт ичида телескоп, Ёруғлик билан бирга, нурга перпендикуляр йўналишда  $v\tau$  масофаси билан силжийди. Натижада юлдузнинг тасвири окулярнинг марказига тушмай қолади. Тасвир окулярнинг марказига аниқ



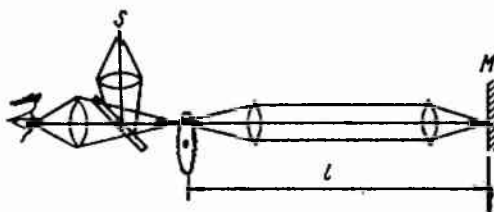
11- расм.

тушиши учун, телескоп ўқини  $v$  вектор йўналишида  $\alpha$  бурчакка буриш керак. 11-расмдан кўринадики, бу бурчакнинг тангенсини қуйидаги шарғни қаноатлантиради:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v}{c}. \quad (4.1)$$

Худди шунингдек, вертикал йўналишда тушаётган ёмғир томчилари ҳаракатдаги аравачага ўрнатилган узун трубка орқали ўтиб кетиши учун, трубканинг ўқи вертикал йўналишдан аравача ҳаракати йўналиши томонга бир оз бурилиши керак.

Шундай қилиб, юлдузнинг кўринма ўрни унинг ҳақиқий ўрнига нисбатан  $\alpha$  бурчакка силжиб қолади. Ернинг тезлик вектори доим орбита текислигида бурилиб туради. Шунинг учун телескопнинг ўқи ҳам доим бурилиб туради ва юлдузнинг ҳақиқий ўрнига томон йўналиш атропоид конус чизади. Юлдузнинг кўринма ўрни осмон сферасида бурчак диаметри  $2\alpha$  га тенг бўлган айлана чизади. Агар юлдузга томон йўналиш Ер орбитаси текислиги билан тўғри бурчак ташкил қилмаса, юлдузнинг кўринма ўрни катта ўқининг бурчак ўлчами  $2\alpha$  га тенг бўлган эллипс чизади. Орбита текислигида ётувчи юлдуз учун эллипс тўғри чизиққа айланади.



12- расм.

Брэдли астрономик кузатишлардан  $2\alpha = 40'',9$  бўлишини аниқлаган  $S$  нинг бунга мос қиймати (4.1) формула бўйича  $30\,000$  км/сек бўлиб чиқди.

Ер шароитида ёруғлик тезлигини биринчи бўлиб 1849 йилда француз физиги Физо ўлчаган. Тажриба схемаси 12-расмда тасвирланган. Ёруғлик  $S$  манбадан яримшаффоф кўзгуга тушади. Кўзгудан қайтган ёруғлик тез айланаётган тишли дискнинг четига тушади. Ҳар гал ёруғлик дастаси тишлар орасидаги кесикка тўғри келганда, ёруғлик сигнали ҳосил бўлади ва у  $M$  кўзгуга тушиб, ундан қайтади. Агар ёруғлик дастаси дискка қайтиб келган моментда тишлар орасидаги кесикка тўғри келса, ўша қайтган ёруғлик сигнали яримшаффоф кўзгу орқали қисман ўтиб, кузатувчининг кўзига тушади. Агар қайтган

сигналнинг йўлини дискнинг тиши тўсиб қолса, кузатувчи ўша ёруғликни кўрмайди.

Ёруғлик  $M$  кўзгуга бориб қайтиб келгунча ўтган  $\tau = 2l/c$  вақтда диск  $\Delta\varphi = \omega\tau = 2l\omega/c$  бурчакка айланишга улгуради (бу ерда  $\omega$  — диск айланишининг бурчак тезлиги).  $\omega$  катталашган сари,  $\Delta\varphi$  бурчак орта боради ва у  $(1/2) (2\pi/z)$  қийматга етганда биринчи қоронғиланиш кузатилади (бу ерда  $z$  — дискадаги тишлар сони). Бу ҳолдаги бурчак тезлик  $\omega = \omega_1$  бўлсин. Иккинчи қоронғиланиш ҳосил бўлганда бурчак тезлик  $\omega = \omega_2$  бўлса, унга  $\Delta\varphi = (3/2) \cdot (2\pi/z)$  тўғри келади, учинчисига эса,  $\Delta\varphi = (5/2) (2\pi/z)$  тўғри келади ва ҳоказо.  $k$ -қоронғиланиш шартини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{2l\omega_k}{c} = \left(k - \frac{1}{2}\right) \frac{2\pi}{z}.$$

Бу формуладан фойдаланиб,  $l$ ,  $z$  ва  $k$ -қоронғиланиш ҳосил бўладиган бурчак тезлик  $\omega_k$  маълум бўлганда ёруғлик тезлиги  $c$  ни аниқлаш мумкин. Физо тажрибасида  $l$  катталики  $8,6 \text{ км}$  га яқин эди:  $c$  учун  $313\,000 \text{ км/сек}$  қиймат келиб чиқди.

1928 йилда ёруғлик тезлигини аниқлаш учун Керр ячейкалари татбиқ қилинди (33-§ га қаранг). Улар ёрдамида ёруғлик дастасида, тишли диск ёрдамида ҳосил қилинганига қараганда анча катта частотали ( $\sim 10^7 \text{ сек}^{-1}$ ) узилишлар ҳосил қилиш мумкин. Бу ҳол  $l$  бир неча метр бўлганда ҳам  $c$  ни ўлчаш имкониягини берди.

Майкельсон айланувчи призма ёрдамида ёруғлик тезлигини бир неча марта ўлчади. Майкельсоннинг 1932 йилда амалга оширган тажрибаларида ёруғлик ичидаги ҳаво чиқариб ташланган  $1,6 \text{ км}$  узунликдаги труба орқали ўтади.

Ҳозирги вақтда ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги

$$c = 299\,792,5 \pm 0,3 \text{ км/сек} \quad (4.2)$$

деб қабул қилинган.

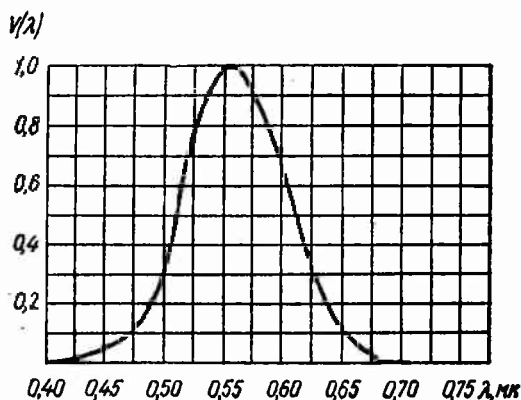
## 5-§. Ёруғлик оқими

Электромагнит тўлқин ўзи билан энергия олиб боради. Энергия оқимининг зичлиги Пойнтнинг вектори ёрдамида берилади (II том, 112-§ га қаранг). Ҳар қандай реал электромагнит тўлқин устма-уст қўйилган бир қанча тебранишлардан иборат бўлиб, у тебранишларнинг тўлқин узунликлари бирор  $\Delta\lambda$  интервалда бўлади. Бу интервал ҳатто монохроматик (бир рангли) ёруғлик тўлқини учун ҳам чекли бўлади. Оқ ёруғликда  $\Delta\lambda$  кўзга сезиладиган электромагнит тўлқинларнинг бутун диапазонини ўз ичига олади, яъни  $0,40 \text{ мк}$  дан  $0,75 \text{ мк}$  гача боради.

Оқим энергиясининг тўлқин узунликлари бўйича тақсимланишини қуйидаги тақсимот функцияси ёрдамида характерлаш мумкин:

$$\varphi(\lambda) = \frac{d\Phi_0}{d\lambda}, \quad (5.1)$$

бу ерда  $d\Phi_0$  — энергиянинг  $\lambda$  билан  $\lambda + d\lambda$  ораллигидаги тўлқин узунликларига тўғри келадиган оқимидир.



13- расм.

$\lambda_1$  дан  $\lambda_2$  гача бўлган чекли интервалдаги тўлқинлар олиб борадиган энергия оқими қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$\Phi_0 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) d\lambda. \quad (5.2)$$

Ёруғликнинг кўзга таъсири (ёруғликни сезиш) тўлқин узунлиги 0,40 мк дан кичик ва 0,75 мк дан катта бўлган электромагнит тўлқинлар ҳеч қандай кўриш сезгиси уйғотмаслигини ҳисобга олсак, буни тушуниш қийин эмас. Ўртача нормал одам кўзининг ҳар хил тўлқин узунликлардаги нурланишларга нисбатан сезгирлиги кўринувчанлик эгри чизиғи деб аталадиган график орқали берилади (13-расм). Горизонтал ўқ бўйича тўлқин узунлиги  $\lambda$ , вертикал ўқ бўйича эса кўринувчанлик функцияси  $V(\lambda)$  қўйилган. Тўлқин узунлиги 0,555 мк<sup>1</sup>) бўлган нурланиш (спектрнинг яшил қисми) учун кўзнинг сезгирлиги энг катта бўлади. Кўринувчанлик функцияси бу тўлқин узунлиги учун бирга тенг деб қабул қилинган. Тўлқин узунлиги бошқача ёруғликнинг бирдай энергия оқими учун кўз билан баҳоланган интенсивлиги камроқ бўлади. Ўша тўлқин узунликлар учун кўринувчанлик функцияси ҳам, мос равишда, бирдан кичик бўлади. Кўринувчанлик функция-

1) Шуниси қизиқки, Қуёш тарқатаётган ёруғлик таркибида энг катта интенсивлик ана шу тўлқин узунлигига тўғри келади.

сининг қийматлари билан энергия оқимларининг бир хил интенсивликдаги кўриш сезгисини тугдирадиган миқдорлари ўзаро тескари пропорционалдир:

$$\frac{V(\lambda_1)}{V(\lambda_2)} = \frac{(d\Phi_e)_1}{(d\Phi_e)_2}$$

Масалан,  $V(\lambda) = 0,5$  бўлса, бир хил интенсивликдаги кўриш сезгисини ҳосил қилиш учун, тўлқин узунлиги шундай бўлган ёруғликнинг энергиявий қуввати,  $V(\lambda) = 1$  бўлган ёруғликни кига қараганда икки марта катта бўлиши керак. Кўринадиган тўлқин узунликлари интервалдан ташқарида кўринувчанлик функцияси нолга тенг.

Ёруғлик интенсивлигини унинг кўриш сезгиси уйғотиш хусусияти билан боғлаб характерлаш учун ёруғлик оқими деб аталувчи  $\Phi$  катталиқ киритилади.  $d\lambda$  интервалдаги ёруғлик оқимини аниқлаш учун энергия оқимини кўринувчанлик функциясининг тегишли қийматига кўпайтириш керак:

$$d\Phi = V(\lambda)d\Phi_e \quad (5.3)$$

Энергия оқимини (5.1) формулага асосан энергиянинг тўлқин узунликлари бўйича тақсимланиш функцияси орқали ифода далаб, қуйидагича ёзиш мумкин:

$$d\Phi = V(\lambda)\varphi(\lambda)d\lambda \quad (5.4)$$

Тўла ёруғлик оқими

$$\Phi = \int_0^{\infty} V(\lambda)\varphi(\lambda)d\lambda \quad (5.5)$$

бўлади.

Кўринувчанлик функцияси  $V(\lambda)$  — ўлчамсиз катталиқ. Демак, ёруғлик оқимининг ўлчамлиги энергия оқимининг ўлчамлиги билан бир хил бўлади. Шунга асосланиб, ёруғлик оқимини кўриш сезгиси бўйича баҳоланадиган нурий энергия оқими тарзида аниқлаш мумкин.

## 6-§. Фотометрик катталиқлар ва уларнинг бирликлари

Ёруғлик кучи. Ёруғлик манбаининг ўлчамларини кузатиш жойидан унғача бўлган масофага нисбатан ҳисобга олмаслик мумкин бўлса, бундай манбани нуқтавий манба деб атаймиз. Бир жинсли ва изотроп муҳитда нуқтавий манбадан тарқалаётган тўлқин сферик бўлади. Ёруғликнинг нуқтавий манбаларини характерлаш учун ёруғлик кучи  $I$  ишлатилади. Ёруғлик кучини манба нурланишининг фазовий бурчак бирлигига тўғри келадиган ёруғлик оқими тарзида аниқланади:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (6.1)$$

( $d\Phi$  — манбанинг  $d\Omega$  фазовий бурчак ичида тарқатаётган ёруғлик оқимидир).

Умумий ҳолда ёруғлик кучи йўналишга боғлиқ:  $I = I(\vartheta, \varphi)$  ( $\vartheta$  ва  $\varphi$  координатларининг сферик системасидаги қутбий ва азимутал бурчаклардир). Агар  $I$  йўналишга боғлиқ бўлмаса, манба изотроп деб юритилади. Изотроп манба учун

$$I = \frac{\Phi}{4\pi} \quad (6.2)$$

бунда  $\Phi$  — манбанинг барча йўналишлар бўйича тарқатаётган тўла ёруғлик оқими.

Манбанинг ўлчамлари каттароқ бўлганда (нуқтавий эмас), манба сиртидаги  $dS$  элементнинг ёруғлик кучи ҳақида суз юритишга тўғри келади. У ҳолда (6.1) формуладаги  $d\Phi$  ни манба сиртидаги  $dS$  элементнинг  $d\Omega$  фазовий бурчак ичида тарқатаётган ёруғлик оқими деб тушуниш керак.

Ёруғлик кучининг бирлиги — ш а м (*шм*) бирликларнинг Халқаро (*СИ*) системасидаги асосий бирликлардан бири. Бу бирликнинг қиймати шундай қабул қилинганки, платинанинг қотиш температурасида тўла нурлангичнинг равшанлиги (пастроққа қаранг)  $1 \text{ см}^2$  га  $60 \text{ шм}$  бўлади (ГОСТ 9867-61). Тўла нурлангич деганда абсолют қора жисм хоссаларига эга бўлган қурилма тушунилади ( $50 \cdot \S$  га қаранг).

Ёруғлик оқими. Ёруғлик оқимининг бирлиги люмен (*лм*). Бу бирлик ёруғлик кучи  $1 \text{ шм}$  бўлган изотроп манбанинг бир стерадиан фазовий бурчак ичида тарқатаётган ёруғлик оқимига тенг:

$$1 \text{ лм} = 1 \text{ шм} \cdot 1 \text{ стер}. \quad (6.3)$$

Тўлқин узунлиги  $\lambda = 0,555 \text{ мк}$  бўлган нурланишдан ҳосил бўлаётган  $1 \text{ лм}$  ёруғлик оқимига  $0,0016 \text{ вт}$  энергия оқими тўғри келиши тажриба йўли билан аниқланган.

$$A = 0,0016 \text{ вт/лм} \quad (6.4)$$

катталиқ ёруғликнинг механикавий эквивалента дейилади.

Кўринувчанлик функцияси  $V(\lambda)$  га тенг нурланишдан ҳосил бўлаётган  $1 \text{ лм}$  ёруғлик оқимига  $A/V(\lambda) \text{ вт}$  энергия оқими мос келади.

Ёритилганлик. Бирор сиртнинг ўзига тушаётган ёруғлик оқимидан ёритилиш даражаси ёритилганлик деб аталувчи қуйидаги катталиқ билан характерланади:

$$E = \frac{d\Phi_{\text{тўш}}}{dS} \quad (6.5)$$

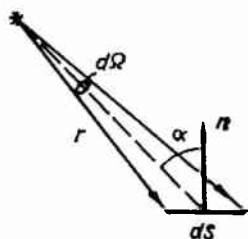
1 (бунда  $d\Phi_{\text{тўш}}$  — сиртнинг  $dS$  элементига тушаётган ёруғлик оқими).

Ёритилганлик бирлиги люкс ( $лк$ )  $1 лм$  оқимнинг  $1 м^2$  сирт бўйича текис тақсимланиб ҳосил қилган ёритилганлигига тенг<sup>1)</sup>:

$$1 лк = 1 лм : 1 м^2. \quad (6.6)$$

Нуқтавий манба ҳосил қиладиган  $E$  ёритилганликни ёруғлик кучи  $I$ , сиртдан манбагача бўлган масофа  $r$  ва сиртнинг  $n$  нормали билан манба томон йўналиш орасидаги  $\alpha$  бурчак орқали ифодалаш мумкин.  $dS$  юзачага (14-расм) тушувчи оқим  $d\Phi_{туш} = Id\Omega$  ўша  $dS$  юзачага таянган  $d\Omega$  фазовий бурчак ичидаги оқимдир.  $d\Omega$  бурчак  $dS \cos\alpha / r^2$  га тенг. Демак,  $d\Phi_{туш} = IdS \cos\alpha / r^2$ . Бу оқимни  $dS$  га бўлиб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$E = \frac{I \cos\alpha}{r^2} \quad (6.7)$$



14-расм.

**Ёритувчанлик.** Ўлчамлари каттароқ ёруғлик манбаи турли қисмларнинг ёритувчанлиги  $R$  билан характерланади. Ёритувчанлик деганда сирт бирлигининг ҳамма йўналишлар бўйича ( $\vartheta$  бурчакнинг  $0$  дан  $\pi/2$  гача қийматларида;  $\vartheta$ —берилган йўналиш билан сиртнинг ташқи нормали орасидаги бурчак) ташқарига сочаётган ёруғлик оқими тушунилади:

$$R = \frac{d\Phi_{соч}}{dS} \quad (6.8)$$

(бу ерда  $d\Phi_{соч}$  — манба сиртидаги  $dS$  элементнинг ҳамма йўналишлар бўйича ташқарига сочаётган ёруғлик оқими).

Ёритувчанлик сиртнинг ўзига тушаётган ёруғликни қайтариш ҳисобига ҳосил бўлиши мумкин.  $У$  ҳолда (6.8) формуладаги  $d\Phi_{соч}$  сиртдаги  $dS$  элементнинг ҳамма йўналишлар бўйича қайтараётган ёруғлик оқими бўлади.

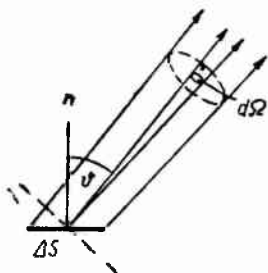
Ёритувчанлик ҳам ёритилганлик ўлчанадиган бирликларда, яъни люксларда (ва фотларда) ўлчанади.

**Равшанлик.** Ёритувчанлик манба сирти муайян жойининг ҳамма йўналишлар бўйича ёруғлик сочишини (ёки қайтаришини) характерлайди. Ёруғликнинг берилган йўналиш бўйича сочилиши (қайтиши) равшанлик  $B$  билан характерланади. Йўналиш қутбий бурчак  $\vartheta$  (бу бурчак нур сочувчи  $\Delta S$  юзачанинг  $n$  ташқи нормалидан бошлаб ҳисобланади) ва азимутал бурчак  $\varphi$  ёрдамида берилиши мумкин. Равшанлик  $\Delta S$  элементар юзачанинг берилган йўналишдаги ёруғлик кучини  $\Delta S$  юзачанинг ўша йўналишга перепендикуляр текисликдаги проекциясига бўлишдан чиқадиган нисбат тарзида аниқланади.

<sup>1)</sup> Илгари ёритилганликнинг фот ( $\phi$ ) деган бирлиги ҳам ишлатилар эди:  $1 \phi = 1 лм : 1 см^2 = 10^4 лк$ .



Нур сочувчи  $\Delta S$  юзачага таянган ва  $(\vartheta, \varphi)$  йўналишда ориентацияланган элементар  $d\Omega$  фазовий бурчакни қараб чиқамиз (15-расм). (6.1) га кўра  $\Delta S$  юзачанинг берилган йўналишдаги ёруғлик кучи  $I = d\Phi/d\Omega$  бўлади, бунда  $d\Phi$  – фазовий  $d\Omega$  бурчак ичида тарқалаётган ёруғлик оқими.  $\Delta S$  юзачанинг  $(\vartheta, \varphi)$  йўналишга перпендикуляр текисликдаги проекцияси (15-расмда бу текислик пунктир чизиқ билан кўрсатилган)  $\Delta S \cos \vartheta$  бўлади. Демак, таърифга кўра, равшанлик қуйидагига тенг:



15- расм.

$$B = \frac{d\Phi}{d\Omega \Delta S \cos \vartheta}. \quad (6.9)$$

Умумий ҳолда равшанлик турли йўналишлар учун турлича бўлади:  $B = B(\vartheta, \varphi)$ . Худди ёритувчанлик каби, равшанлик ҳам ёруғликни қайтараётган сиртни характерлаш учун ишлатилиши мумкин.

(6.9) формулага кўра,  $\Delta S$  юзачанинг  $\vartheta$  ва  $\varphi$  билан аниқланган йўналишда  $d\Omega$  фазовий бурчак ичида тарқатаётган ёруғлик оқими қуйидагига тенг:

$$d\Phi = B(\vartheta, \varphi) d\Omega \Delta S \cos \vartheta. \quad (6.10)$$

Равшанлиги ҳамма йўналишлар бўйича бир хил бўлган ( $B = \text{const}$ ) манбалар ламберт манбалари (Ламберт қонунига бўйсунувчи манбалар) ёки косинусли манбалар (бундай манба сиртининг элементи тарқатаётган оқим  $\cos \vartheta$  га пропорционал) деб аталади. Фақат абсолют қора жисмгина Ламберт қонунига аниқ бўйсунди.

Ламберт манбаларининг ёритувчанлиги  $R$  ва равшанлиги  $B$  орасида соддагина муносабат бор. Бу муносабатни топиш учун (6.10) формулага  $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$  ни қўйиб, ҳосил бўлган ифодани,  $B = \text{const}$  эканини кўзда тутган ҳолда,  $\varphi$  бўйича 0 дан  $2\pi$  гача ва  $\vartheta$  бўйича 0 дан  $\pi/2$  гача интеграллаймиз. Натижада Ламберт манбаи сиртидаги  $\Delta S$  юз элементининг ҳамма йўналишлар бўйича ташқарига сочаётган тўла ёруғлик оқими ни топамиз:

$$\Delta\Phi_{\text{соч}} = B \Delta S \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin \vartheta \cos \vartheta d\vartheta = \pi B \Delta S.$$

Бу оқимни  $\Delta S$  га бўлиб, ёритувчанликни аниқлаймиз [(6.8) га қаранг]. Шундай қилиб, Ламберт манбалари учун

$$R = \pi B. \quad (6.11)$$

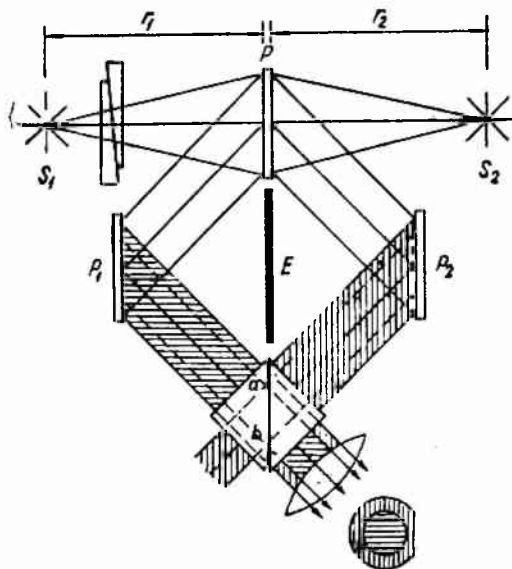
Равшанлик бирлиги учун квадрат метрга шам ( $\text{ш.м}/\text{м}^2$ ) ёки нит ( $\text{вт}$ ) ишлатилади. Бир текис ёритувчи ясси сиртидаги

бир квадрат метр юзнинг сирт нормали йўналишидаги ёруғлик кучи бир шамга тенг бўлса, шу сиртнинг ўз нормали йўналишидаги равшанлиги бир нит бўлади<sup>1)</sup>.

## 7-§. Фотометрия

Ёруғлик манбаларини ёки ёруғлик оқимларини таққослаш учун қўлланадиган асбоблар фотометрлар деб аталади. Фотометрлар визуал (кўз билан кўриш натижаларига асосланган) ва объектив (кўзнинг иштирокини талаб қилмайдиган) фотометрларга бўлинади.

Визуал фотометрлар кўзнинг ёнма-ён қўйилган иккита сирт равшанликларининг тенглигини яхши белгилай олиш қобилия-



16- расм.

тига асосланган бўлади. Энг кўп тарқалган фотометр Люммер—Бродхун фотометридир (16- расм). Унинг асосий элементи ўзаро бирлаштириб қўйилган тўғри бурчакли иккита шиша призмадан тузилган кубчадир. Призмалардан бирининг тегишадиган ёғи чеккаларидан шундай йўналганки, призмаларнинг бир-бирига тегиб туриши фақат сиртларнинг ўрта қисмидаги  $ab$  эллиптик соҳадагина амалга ошади. Шу соҳада призмалар шунчалик яхши силиқланиб бир-бирига жипслантирилганки, натижада улар орасида оптикавий контакт ҳосил бўлган, яъни ўзини худди туташ шаффоф жисмдек тутади. Демак, ёруғлик

<sup>1)</sup> Илгари равшанликнинг стильб ( $сб$ ) деб аталалган бирлиги ҳам қўлланилган:  $1\text{ }сб = 1\text{ мм} : 1\text{ см}$ . Стильб ва нит орасида қуйидаги муносабат бор  $1\text{ }сб = 10^4\text{ нт}$ .

бу контакт орқали қайтмай ва синмай ўтади. Шиша учун чегаравий бурчак  $45^\circ$  дан кичик, шу сабабли оптикавий контакт соҳасидан ташқарида нурлар ҳар иккала призма ичида тўла ички қайтишга дуч келади ва қўшни призмага ўтмайди.

Таққосланаётган  $S_1$  ва  $S_2$  ёруғлик манбалари шаффофмас  $P$  пластинканинг икки томонига ўрнатилади. Бу пластинка ўзига тушаётган ёруғликни диффуз равишда (ҳамма йўналишлар бўйича бир текис) сочади. Сочилган ёруғлиkning бир қисми бирдай  $P_1$  ва  $P_2$  сочувчи пластинкаларга тушади. Бу пластинкалар орасига ёруғликни ютувчи шаффофмас экран  $E$  ўрнатилади. Шунинг учун  $P_1$  пластинкага фақат  $S_1$  манбадан ва  $P_2$  пластинкага фақат  $S_2$  манбадан ёруғлик тушади.  $F_1$  ва  $P_2$  дан қайтган ёруғлик дасталари кубчага тушади. Кубчадан линзага тушаётган ёруғлик дастасининг ўрта қисми  $P_1$  дан келаётган нурлардан иборат, четки қисми эса  $P_2$  дан келаётган нурлардан иборат. Натижада линза ортидаги кўзга шундай иккита концентрик таққосланувчи соҳалар кўринадики, бу соҳаларнинг равшанликлари  $P_1$  ва  $P_2$  пластинкаларнинг ёритилганлигига пропорционал бўлади.

$P$  пластинка иккала томондан бир хил ёритилганда таққосланувчи соҳалар орасидаги чегара йўқолади. Ёруғлик манбалари билан  $P$  пластинка орасидаги  $r_1$  ва  $r_2$  масофаларни танлаш йўли билан бир хил ёритилганликка эришиш мумкин. Агар манбаларни нуқтавий деб ҳисоблаш мумкин бўлса, бир хил ёритилганликка қуйидаги шарт мос келади [(6.7) формулага қаранг]:

$$\frac{l_1}{r_1} = \frac{l_2}{r_2}.$$

Бу формуладан фойдаланиб, эталон манбанинг ёруғлик кучи маълум бўлганда, эталон билан таққосланаётган манбанинг ёруғлик кучини топиш мумкин.

Манбаларгача бўлган масофаларни ўзгартириш ўрнига манбаларнинг бирдан келаётган ёруғлик оқимини маълум марта камайтира бориш мумкин. Бунинг учун, масалан, иккита шишапонадан тузилган қалинлиги ўзгарувчан филърдан фойдаланиш мумкин (16-расмга қаранг). Филътр нейтрал бўлиши, яъни тўлқин узунликлари ҳар хил бўлган ёруғликларни бир хил даражада ютиши керак.

Фақат иккала таққосланувчи соҳаларнинг ранги бир хил бўлгандагина равшанликларнинг тенглигини кўз билан етарли даражада аниқ белгилаш мумкин. Ранглар орасида озгина фарқ бўлганда ҳам равшанликларни таққослаш жуда қийинлашади, фарқ катта бўлганда эса мумкин бўлмай қолади.

Фотометриянинг объектив усуллари фотографик ва электрик усулларга бўлинади. Фотографик усуллар шунга асосланганки, жуда кенг диапазонда фотосезгир қатламнинг қорайиши пластинкага (ёки плёнкага) экспозиция вақти давомида тушган ёруғлик энергияси миқдорига пропорционал бўлади.

Электрик фотометрларда ёруғликни қабул қилувчи элемент сифатида фотоэлементлар, фотокўпайтиргичлар, фотоқаршиликлар, болометрлар ва термопаралар қўлланилади.

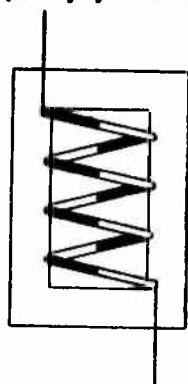
Энг содда фотоэлектрик фотометр фотоэлементдан ва ёруғлик таъсирида ҳосил бўладиган фототокни ўлчовчи стрелкали гальванометрдан иборат. Гальванометрнинг шкаласи бевосита люксларда градуировка қилинган бўлиши мумкин. Шундай фотоэлементлар борки, уларнинг ҳар хил тўлқин узунликли ёруғликларга нисбатан сезгирлик эгри чизиги одам кўзининг сезгирлик эгри чизигига яқинлашади. Фотокўпайтиргичларда (II том, 87- § га қаранг) ёруғлик таъсирида ҳосил бўлган фототок кўп марта кучайтирилади ва бунинг натижасида фотометрнинг сезгирлиги анча ортади.

Фотоқаршилиқ яримўтказгичдан иборат бўлиб, ундаги ток ташувчилар ички фотоэффект натижасида вужудга келади. Бундай яримўтказгичнинг электрик қаршилиги унга тушаётган ёруғликнинг интенсивлигига жуда ҳам боғлиқ бўлади.

Болометрнинг ишлаши юпқа металл (ёки яримўтказгич) қатлами электр қаршилигининг қизиши натижасида ўзгаришига асосланади. Уша қатламнинг қизиши эса, ўзига тушаётган ёруғликни югиши ҳисобига вужудга келади. Ёруғликни тўлароқ ютиш учун сезгир элементининг сирти қорайтирилган кумуш билан қопланади.

17-расмда нурланиш интенсивлигини ўлчаш учун қўлланидиган термоэлементлар батареяси кўрсатилган. У икки хил металлдан ясалиб навбатма-навбат жойлаштирилган полосалардан тузилган термобатареядир. Бир металлдан ясалган полосалар расмда қорайтириб кўрсатилган, иккинчи металлдан ясалганлари эса қорайтирилмаган. Кавшарланган учлари яхлит рамкага бириктирилган бўлиб, у билан бир хил температурада бўлади. Ичкаридаги кавшарланган учлари қорайтирилган ва улар ўзига тушаётган ёруғлик таъсирида қизийди. Бунинг натижасида вужудга келадиган термо- э. ю. к. катталиги бўйича тушаётган ёруғликнинг интенсивлигини баҳолаш мумкин. Сезгирликни орттириш учун термоэлементлар батареяси вакуум ҳосил қилинган баллонга жойлаштирилади.

Объектив фотометрлар ёрдамида спектрнинг кўринадиган қисмидан ташқарига нурланиш интенсивлигини ҳам ўлчаш мумкин. Чунончи, фотопластинкалар ва фотоэлементлар ультрабинафша нурлар интенсивлигини ўлчашда қўлланади, болометрлар ва термоэлементлар батареяси эса, инфрақизил нурланишларни текшириш учун ишлатилади.



17- расм.

## ГЕОМЕТРИК ОПТИКА

### 8- §. Асосий тушунчалар ва таърифлар

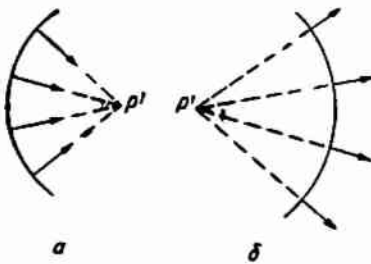
Купчилик оптикавий ҳодисаларни, жумладан оптикавий ас-бобларнинг ишлашини ёруғлик нурлари ҳақидаги тушунча асо-сида кўриб чиқиш мумкин. Оптиканинг бу тушунчага асослан-ган бўлими геометрик оптика (ёки нурлар оптикasi) деб аталади

Изотроп муҳитда нурлар деб, тўлқин сиртларига нормал чизиқлар тушунилади. Ёруғлик энергияси шу чизиқлар бўйлаб тарқалади. Нурлар ўзаро кесншганда бир-бирида ҳеч қандай ғалаён ҳосил қилмайди. Бир жинсли муҳитда улар тўғри чи-зиқлидир. Икки муҳитни ажратувчи чегарада нурлар (1.1) ва (1.2) қонунлар бўйича қайтади ва синади.

Ёруғлик тўлқинлари интерференцияси ва дифракцияси ҳо-дисаларини инобатга олмаслик қайдаражада мумкин бўлса, геометрик оптиканинг тушунчалари ҳам фақат шу даражада

ўринли бўлади. Тўлқин узунли-ги қанчалик кичик бўлса, диф-ракциянинг таъсири шунчалик кам бўлади. Шунинг учун гео-метрик оптикани тўлқин опти-касининг чексиз кичик тўлқин узунлигига мос келадиган лимит-тик ҳоли, дейиш мумкин.

Нурлар тўплами даста ҳо-сил қилади. Агар нурлар давом эттирилганда бир нуқтада кесиш-са, даста гомоцентрик деб аталади. Нурларнинг гомоцент-



18- расм.

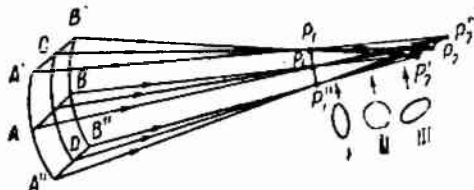
рик дастасига сферик тўлқин сирти мос келади 18- *a* расмда йиғилувчи, 18- *b* расмда эса сочилувчи гомоцентрик дасталар кўрсатилган. Параллел нурлар дастаси гомоцентрик дастанинг хусусий ҳолидир; унга ёруғликнинг ясси тўлқини мос келади.

Икки ёқлама эгри тўлқин сиртининг кичик бир бўлагини олиб қарайлик (19- расм). Бу сиртнинг энг катта ва энг кич-

мина эгриликларга тегишли  $AB$  ва  $CD$  нормал кесимларини оламиз. Геометриядан маълумки, бу кесимлар ўзаро перпендикуляр. Катта эгриликка тегишли  $AB$  кесимга перпендикуляр нурлар  $P_1$  нуқтада кесишади.  $AB$  кесимга яқин ва унга параллел  $A'B'$  ва  $A''B''$  кесимларга перпендикуляр нурлар  $P_1$  нуқта билан тахминан бир тўғри чизиқлар ётувчи  $P_1'$  ва  $P_1''$  нуқталарда кесишади. Худди шунингдек, кичик эгриликки  $CD$  кесимга унга яқин  $A'A''$  ва  $B'B''$  кесимларга перпендикуляр нурлар тахминан бир тўғри чизиқ кесмасида ётувчи  $P_2$ ,  $P_2'$  ва  $P_2''$  нуқталарда кесишади.

Демак, агар нурлар дастасига икки ёқлама эгри тўлқин сирти мос бўлса, нурлар бир нуқтада кесишмай, иккита ўзаро

19- расм.



перпендикуляр тўғри чизиқ кесмаларида жойлашган нуқталар тўпламида кесишади. Нурларнинг бундай дастаси астигматик даста деб аталади.  $P_1'P_1''$  ва  $P_2'P_2''$  кесмалар орасидаги масофа астигматик айирма деб юритилади. Астигматик дастани унинг ўқиға перпендикуляр текислик билан кесилса, эллиптик кесим ҳосил бўлади (19- расмдаги I ва III).  $P_1$  ва  $P_2$  нуқталарда эллипс  $P_1P_1'$  ва  $P_2P_2''$  тўғри чизиқларга айланади. Кесмалардан бири (19- расмдаги II) доиравийдир; у энг кичик ёйилиш доираси деб аталади. Астигматик айирма камайган сари,  $P_1'P_1''$  ва  $P_2'P_2''$  кесмаларнинг узунлиги ҳамда энг кичик ёйилиш доирасининг радиуси кичрая боради

Ҳар қандай оптикавий система ёруғлик дасталарини ўзгартиради. Агар система дасталарнинг гомоцентриклигини бузмаса,  $P$  нуқтадан чиққан нурлар  $P'$  нуқтада кесишади. Бу нуқта  $P$  нуқтанинг оптикавий тасвири бўлади. Агар буюмнинг исталган нуқтаси нуқта кўринишида тасвирланса, тасвир нуқтавий ёки стигматик деб аталади.

Агар ёруғлик нурлари  $P'$  нуқтада ҳақиқатан ҳам кесишса, тасвир ҳақиқий дейилади (18- а расмга қаранг), агар  $P'$  нуқтада нурларнинг ёруғлик тарқалаётган томонга қарама қарши йўналишдаги давомлари кесишса, тасвир мавҳум дейилади (18- б расмга қаранг). Ҳақиқий тасвир тегишлича жойлаштирилган экранни (масалан, бир варақ оқ қоғозни) бевосита ёритади. Мавҳум тасвир бундай ёритишни ҳосил қила олмайди, лекин мавҳум тасвирлар оптикавий асбоблар ёрдамида ҳақиқий тасвирларга айлантирилиши мумкин; масалан, бизнинг кўзи-

мизда мавҳум тасвир тўрпанданинг маълум қисмини ёритувчи ҳақиқий тасвирга айлантирилади.

Ёруғлик нурларининг йўли қайтувчан бўлгани учун (тескариланиш хоссаси), ёруғлик манбаи  $P$  ва тасвир  $P'$  ўз ўринларини алмаштиришлари мумкин:  $P'$  нуқтага жойлаштирилган нуқтавий манба  $P$  нуқтада ўз тасвирини ҳосил қилади. Шу сабабли  $P$  ва  $P'$  қўшма нуқталар деб юритилади.

Акс эттириладиган буюмга геометрик ўхшаш<sup>1)</sup> стигматик тасвир ҳосил қиладиган оптикавий система идеал система деб аталади. Бундай система ёрдамида  $P$  нуқталарнинг фазовий узлуксизлиги  $P'$  нуқталарнинг фазовий узлуксизлиги кўринишида акс эттирилади. Бу туташликларнинг биринчиси буюмлар фазоси, иккинчиси эса тасвирлар фазоси деб юритилади. Ҳар икки фазодаги нуқталар, тўғри чизиқлар ва текисликлар орасида ўзаро бир қийматли мослик бўлади. Икки фазо орасидаги бундай муносабат геометрияда коллинеар мослик<sup>2)</sup> деб аталади.

## 9- §. Марказлаштирилган оптикавий система

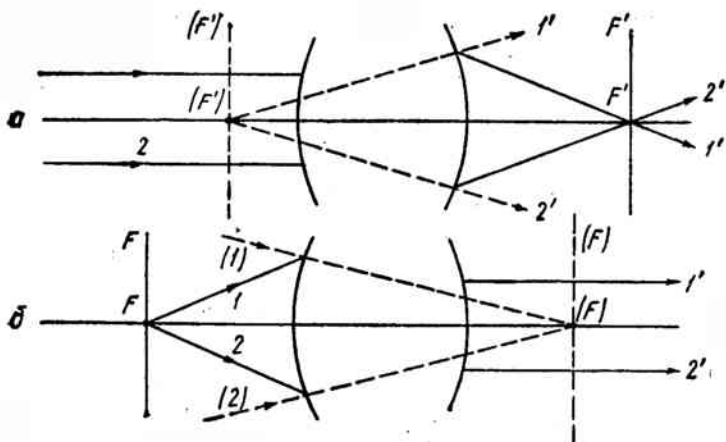
Оптикавий бир жинсли муҳитларни бир-биридан ажратиб турадиган қайтарувчи ва синдирувчи сиртлар тўплами оптикавий системани ташкил қилади. Кўпинча бу сиртлар сфера ёки текислик шаклида бўлади (текисликни радиуси чексиз катта сфера деб қараш мумкин). Симметрия ўқиغا эга бўлган мураккаброқ сиртлар (эллипсоид, гиперболоид, айланма параболоид ва бошқалар) камроқ қўлланади.

Агар сферик (хусусий ҳолда, текис) сиртлардан тузилган оптикавий системадаги ҳамма сиртларнинг марказлари бир тўғри чизиққа ётса, марказлаштирилган система деб аталади. Бу тўғри чизиқ системанинг оптикавий ўқи деб юритилади.

20- расмда қандайдир идеал марказлаштирилган оптикавий системанинг ташқи синдирувчи сиртлари ва оптикавий ўқи кўрсатилган. Системага унинг оптикавий ўқиға параллел нурлар дастаси тушаяпти, деб фараз қилайлик (20- а расм). Бу нурларни системадан чексиз узоқликда унинг ўқида ётган нуқтадан чиқаяпти, деб қараш мумкин. Система идеал бўлгани учун нурлар дастаси ундан чиққанда ҳам гомоцентриклигича қолади. Системанинг конкрет тузилишига қараб, ундан чиққан даста ё йиғилувчи (туташ нурлар), ё сочилувчи (пунктир нурлар), ёки параллел бўлади ( $1$  ва  $1'$ , шунингдек  $2$  ва  $2'$  рақамлар билан қўшма нурлар белгиланган). Системадан чиққан

1) Система ўқиға перпендикуляр текисликларда ётувчи буюм ва тасвир назарла тутилади. Ўқ бўйича чўзилган буюмлар учун буюм билан тасвир ўхшашлиги сақланмайди (4- расмга қаранг).

2) Идеал оптикавий системалар назариясини Гаусс яратган.



20- расм.

нурлар кесишадиган  $F'$  нуқта системанинг орқа фокуси ёки иккинчи фокуси дейилади. Симметрияга оид мулоҳазалардан равшанки,  $F'$  оптикавий ўқда ётади. 20-а расмдан кўринадикки,  $F'$  фокус системанинг у томонида ҳам, бу томонда ҳам бўлиши мумкин (хусусий ҳолда у системанинг ичиди бўлиши ҳам мумкин).

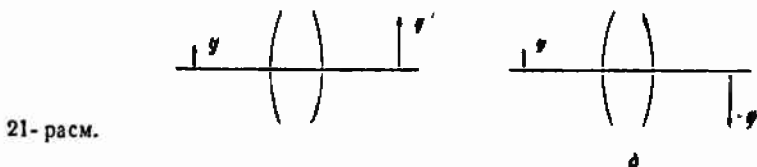
Системанинг орқа фокуси предметлар фазосидаги чексиз узоқлашган ва системанинг оптикавий ўқида ётувчи нуқтага қўшма нуқта бўлади. Буюмлар фазосидаги чексиз узоқлашган ва оптикавий ўққа перпендикуляр текисликка тасвирлар фазосида, афтидан,  $F'$  фокусдан ўтувчи ва ўша ўққа перпендикуляр  $F'F'$  текислик мос келади. Бу текислик фокал текислик дейилади. Оптикавий ўқ билан ихтиёрий бурчак ташкил қилувчи параллел нурлар дастаси системадан чиққач,  $F'$  текислик нуқталаридан бирида йиғилади. Демак, чексиз узоқлашган буюмнинг тасвири фокал текисликда ётади.

Буюмлар фазосида оптикавий ўқда ётувчи шундай  $F$  нуқта мавжудки (20- б расм), ундан чиқувчи (расмда туташ чизиқлар) ёки унда йиғилувчи (пунктир чизиқлар) нурлар система орқали ўтгандан сўнг оптикавий ўққа параллел бўлиб қолади. Бу нуқта системанинг олдинги фокуси ёки биринчи фокуси дейилади, ундан ўтувчи ва оптикавий ўққа перпендикуляр текислик эса системанинг олдинги фокал текислиги дейилади. У тасвирлар фазосидаги чексиз узоқлашган текислик билан қўшмадир. Фокал текисликнинг исталган нуқтасидан чиққан нурлар дастаси система орқали ўтгандан сўнг параллел дастага айланади ва оптикавий ўқ билан, умуман айтганда, нолдан фарқли бурчак ҳосил қилиб тарқалади.

Системанинг оптикавий ўқига перпендикуляр иккита ўзаро қўшма текисликларни олиб қарайлик. Бу текисликларнинг би-



рида ётган тўғри чизиқ кесмаси у нинг тасвири иккинчи текисликда ётган тўғри чизиқ кесмаси  $y'$  бўлади (21-расм). Системанинг ўққа nisbatan симметриклигидан келиб чиқадики, у ва  $y'$  кесмалар оптикавий ўқ орқали ўтувчи битта текисликда (расм текислигида) ётиши керак. Шунинг билан бирга тасвир  $y'$  буюм у билан ё бир хил томонга қараган (21-а расм), ё қарама-қарши томонга қараган (21-б расм) бўлиши мумкин. Биринчи ҳолда тўғри тасвир, иккинчи ҳолда тесқари тасвир дейилади. Оптикавий ўқдан юқорига қараб қўйилади-



21-расм.

ган кесмалар мусбат, пастга қараб қўйиладиган кесмалар манфий деб ҳисобланади. Расмларда кесмаларнинг ҳақиқий узунлиги кўрсатилади, яъни манфий кесмалар учун мусбат катталиклар:  $(-y)$  ва  $(-y')$ .

Тасвир ва буюмнинг чизиқли ўлчовлари nisbati чизиқли ёки кўндаланг катталаштириш деб аталади. Уни  $\beta$  ҳарфи билан белгилаб қуйидагича ёзиш мумкин:

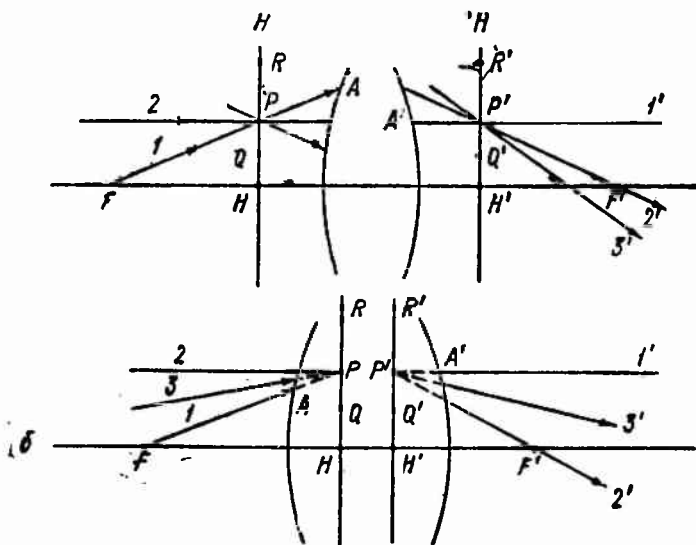
$$\beta = \frac{y'}{y}. \quad (9.1)$$

Чизиқли катталаштириш — алгебраик катталикдир. Агар тасвир тўғри бўлса,  $y$  мусбат бўлади ( $y$  ва  $y'$  нинг ишоралари бир хил), агар тасвир тесқари бўлса ( $y'$  нинг ишораси у нинг ишорасига қарама қарши), манфий бўлади.

Бир-бирини  $\beta = +1$  катталаштириш билан акс эттирувчи иккита ўзаро қўшма текисликлар мавжуд эканини исбот қиламиз. Буюмлар фазосида олдинги фокус  $F$  орқали ўтиб, биринчи синдирувчи сирғни  $A$  нуқтада кесиб ўтадиган  $l$  нурни қараб чиқайлик (22-расм). Унга тасвирлар фазосида сўнги синдирувчи сирғнинг  $A'$  нуқтасидан чиқувчи ва оптикавий ўққа параллел  $l'$  нур мос келади. Системанинг кўнкрет хоссаларига қараб, ўқдан  $A'$  нуқтагача масофа  $A$  нуқтагача бўлган масофадан ё кичик (22-а расм), ё катта (22-б расм) бўлиши мумкин. Нурнинг система ичидаги йўли бизни қизиқтирмайди.

Энди буюмлар фазосида  $l'$  нур билан битта тўғри чизиқда ўтувчи  $2$  нурни оламиз. Бу  $2$  нур оптикавий ўққа параллел бўлгани учун тасвирлар фазосида унга орқа фокус  $F'$  орқали ўтувчи  $2'$  нур мос келади. Идеал оптикавий система ёруғлик дасталарининг гомоцентриклигини бузмайди. Шу сабабли  $l$  ва  $2$  нурлар кесишадиган  $P$  нуқта орқали ўтувчи ихтиёрий  $3$  нурга  $l'$  ва  $2'$  нурлар кесишадиган  $P'$  нуқта орқали ўтувчи  $3'$

нур мос келади (6 ҳолда нурларнинг ўзлари эмас, балки уларнинг система ичидаги фаразий давомлари кесишади). Шундай қилиб,  $P$  ва  $P'$  нуқталар ўзаро қўшма нуқталар экан. Бу нуқталар орқали оптикавий ўққа перпендикуляр  $H$  ва  $H'$  текисликлар ўтказамиз.  $H$  текисликда ётган  $HP$  кесмага  $H'$  текисликда ётган  $H'P'$  тасвир мос келади, шунинг билан бирга, бу тўғри тасвир бўлиб, ўлчовлари предметнинг ўлчовлари билан бир хилдир. Идеал оптикавий система ҳосил қилган тасвир предметга ўхшаш бўлгани учун  $HP$  кесманинг ўртасида ётган  $Q$  нуқта  $H'P'$  кесманинг ўртасидаги  $Q'$  нуқтага акс эттирилади. Худди шунингдек, ўқдан  $P$  нуқтага нисбатан икки баробар масофада ётган  $R$  нуқта  $P'$  нуқтага қараганда икки баробар мутлақо ихтиёрий равишда олинган эди. Шу сабабли,  $H$  текисликда ётган ихтиёрий предметни система  $H'$  текисликка  $+1$  катталаштириш билан акс эттиради, деб тасдиқлаш мумкин. Бош-



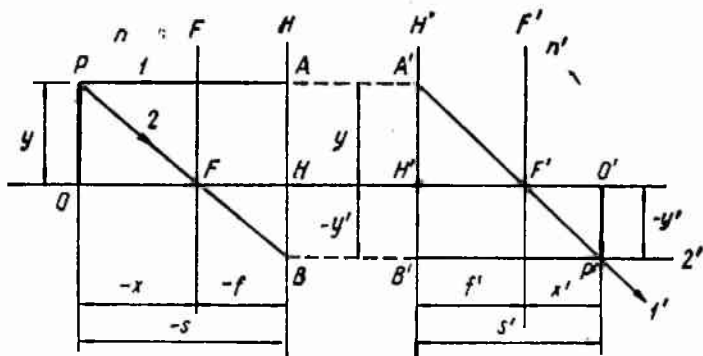
22-расм.

қача айтганда, текисликларнинг ўзи ана шундай катталаштириш билан бир-бирини акс эттиради.

$H$  текислик оптикавий системанинг олдинги ёки биринчи бош текислиги дейилади,  $H'$  текислик эса, системанинг орқа ёки иккинчи бош текислиги дейилади. Бу текисликларнинг оптикавий ўқ билан кесишиш нуқталари (бу нуқталарни ҳам  $H$  ва  $H'$  ҳарфлар билан белгилайдилар) системанинг бош нуқталари деб юритилади. 22-расмдан кўринадик, бош текисликлар (ва бош нуқталар) системанинг

ташқарисида ҳам, ичида ҳам бўлиши мумкин. Текисликлардан бири системанинг ичида, иккинчиси эса ташқарида бўлган ҳоллар ҳам учрайди. Ниҳоят, шундай ҳол ҳам бўлиши мумкинки, бунда иккала текислик ҳам системанинг ташқарисида бўлиб, унинг бир томонига жойлашган бўлади.

Фокал текисликлар ва бош текисликлар оптикавий системанинг кардинал текисликлари деб аталади. Бош нуқталар ва фокуслар кардинал нуқталар деб аталади. Олдинги бош нуқта  $H$  дан олдинги фокус  $F$  гача масофа системанинг олдинги фокус масофаси  $f$  бўлади. Хулди шунингдек,  $H'$  дан  $F'$  гача масофа орқа фокус масофаси  $f'$  бўлади. Бу фокус масофалари  $f$  ва  $f'$  алгебраик катталиклардир. Агар берилган фокус тегишли бош нуқтадан унг томонда ётган бўлса,



23-расм.

фокус масофаси мусбат, акс ҳолда манфий бўлади. Масалан, 23-расмда тасвирланган система учун орқа фокус масофаси  $f'$  мусбат, олдинги фокус масофаси  $f$  эса манфий бўлади. Расмда  $HF$  кесманинг ҳақиқий узунлиги, яъни  $f$  нинг модулига тенг бўлган мусбат катталик ( $-f$ ) кўрсатилган.

Кейинроқ сферик синдирувчи сиртлардан тузилган марказлаштирилган оптикавий системанинг  $f$  ва  $f'$  фокус масофалари орасида қуйидаги муносабат бўлишини исбот қиламиз [(11.16) формулага қаранг]:

$$\frac{f}{f'} = -\frac{n}{n'} \quad (9.2)$$

бунда  $n$  — оптикавий система олдида жойлашган муҳитнинг синдириш кўрсаткичи,  $n'$  — система орқасида жойлашган муҳитнинг синдириш кўрсаткичи. (9.2) формуладан келиб чиқадикки, оптикавий системанинг иккала томонидаги муҳитларнинг синдириш кўрсаткичлари бир хил бўлганда  $f$  ва  $f'$  фокус масофалари фақат ишораси билан фарқланади:

$$f' = -f. \quad (9.3)$$

$$\Phi = \frac{n'}{f'} = -\frac{n}{f} \quad (9.4)$$

катталikka айтилади.  $\Phi$  қанча катта бўлса, фокус масофаси  $f'$  шунча кичик бўлади ва демак, оптикавий система нурларни шунчалик кучлироқ (каттароқ бурчакка) синдиради.

Оптикавий куч диоптрияларда ( $дп$ ) ўлчанади.  $\Phi$  диоптрияларда келиб чиқиши учун (9.4) формуладаги фокус масофаси метрларда олиниши керак.  $\Phi$  мусбат бўлганда орқа фокус масофаси  $f'$  ҳам мусбат; демак, система чексиз узоқлашган нуқтанинг ҳақиқий тасвирини беради—параллел нурлар дастаси йиғилувчи дастага айланади. Бу ҳолда оптикавий система йиғувчи деб аталади.  $\Phi$  манфий бўлганда чексиз узоқлашган нуқтанинг тасвири мавҳум булади—параллел нурлар дастасини система сочилувчи дастага айлантиради. Бундай система сочувчи система деб аталади.

Кардинал текисликлар (ёки кардинал нуқталар) берилган бўлса, оптикавий системанинг хоссалари бутунлай маълум бўлади. Чунончи, кардинал текисликларнинг ўрнини билган ҳолда, система ҳосил қиладиган оптикавий тасвирни яшаш мумкин. Буюмлар фзосида системанинг оптикавий ўқига перпендикуляр  $O\perp$  кесмани олайлик (23- расм). Бу кесманинг ўрни ё  $F$  нуқтадан  $O$  нуқтагача бўлган  $x$  масофа орқали, ё  $H$  нуқтадан  $O$  нуқтагача бўлган  $s$  масофа орқали берилиши мумкин.  $x$  ва  $s$  катталиклар, худди  $f$  ва  $f'$  фокус масофалари каби, алгебраик миқдорлардир (расмларда уларнинг модуллари кўрсатилган).

$P$  нуқтадан оптикавий ўққа параллел  $l$  нурни ўтказамиз.  $U$   $H$  текисликни  $A$  нуқтада кесиб ўтади. Бош текисликларнинг хоссаларига кўра,  $l$  нурга қўшма  $l'$  нур  $H'$  текисликнинг  $A$  нуқтага қўшма  $A'$  нуқтаси орқали ўтиши керак.  $l$  нур оптикавий ўққа параллел бўлгани учун, унга қўшма бўлган  $l'$  нур орқа фокус  $F'$  орқали ўтади. Энди  $P$  нуқтадан олдинги фокус  $F$  орқали ўтувчи  $2$  нурни чиқарамиз.  $U$   $H$  текисликни  $B$  нуқтада кесиб ўтади. Унга қўшма  $2'$  нур  $H'$  текисликнинг  $B$  нуқтага қўшма  $B'$  нуқтаси орқали ўтади ва оптикавий ўққа параллел бўлади.  $l'$  ва  $2'$  нурлар кесишадиган  $P'$  нуқта  $P$  нуқтанинг тасвири бўлади.  $OP$  кесманинг  $O'P'$  тасвири оптикавий ўққа перпендикуляр бўлишини кўриш қийин эмас.

$O'P'$  тасвирнинг урни ё  $F'$  нуқтадан  $O'$  нуқтагача бўлган  $x'$  масофа орқали, ё  $H'$  нуқтадан  $O'$  нуқтагача бўлган  $s'$  масофа орқали характерланиши мумкин.  $x'$  ва  $s'$  алгебраик катталиклардир. 23- расмда тасвирланган ҳолда улар мусбат.

Тасвирнинг ўрнини аниқловчи  $x'$  катталики ва буюмнинг ўрнини аниқловчи  $x$  катталики, ҳамда  $f$  ва  $f'$  фокус масофалари маълум қонуният билан боғланган. Умумий учи  $F$  нуқтада

бўлган тўғри бурчакли учбурчаклар учун (23- расм) қўйидаги муносабатни ёзиш мумкин:

$$\frac{OP}{HB} = \frac{y}{-y'} = \frac{-x}{-f} \quad (9.5)$$

Худди шунингдек, умумий учи  $F'$  нуқтада бўлган учбурчаклар учун:

$$\frac{H'A' \cdot}{O'P'} = \frac{y}{-y'} = \frac{f'}{x'}. \quad (9.6)$$

Бу икки муносабагни бирлаштириб,  $(-x)/(-f) = f'/x'$  муносабатни олаемиз; ундан

$$xx' = ff'. \quad (9.7)$$

Бу (9.7) ифода Ньютон формуласи деб аталади<sup>1)</sup>. Агар (9.8) шарт бажарилса, Ньютон формуласи қўйидаги кўринишни олади:

$$xx' = -f^2. \quad (9.8)$$

Системанинг фокусларидан буюмгача ва тасвиргача бўлган  $x$  ва  $x'$  масофаларни боғловчи формуладан бош нуқталардан буюм ва тасвиргача бўлган  $s$  ва  $s'$  масофалар орасида боғланиш ўрнатувчи формулага ўтиш қийин эмас. 23- расмдан келиб чиқадики,  $(-x) = (-s) - (-f)$  (яъни  $x = s - f$ ),  $x' = s' - f'$ .  $x$  ва  $x'$  нинг бу ифодаларини (9.7) формулага қўйиб ва ўзгартириб, қўйидагини ҳосил қилаемиз:

$$\frac{f}{s} + \frac{f'}{s'} = 1. \quad (9.9)$$

Агар (9.3) шарт бажарилса, (9.9) формула қўйидагича соддалашади:

$$\frac{1}{s} - \frac{1}{s'} = \frac{1}{f}. \quad (9.10)$$

(9.7)–(9.10) муносабатлар марказлаштирилган оптикавий системанинг формулаларидир.

(9.5) ва (9.6) ифодалардан фойдаланиб марказлаштирилган оптикавий система ҳосил қиладиган чизиқли катталаштириш учун формулалар чиқариш мумкин:

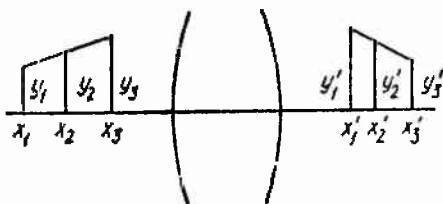
$$\beta = \frac{y'}{y} = -\frac{f}{x} = -\frac{x'}{f'}. \quad (9.11)$$

(9.11) дан келиб чиқадики, чизиқли катталаштириш буюмининг у ўлчовига боғлиқ эмас. Шунинг учун системанинг ўқиға

<sup>1)</sup>  $OP$  буюм  $F$  ва  $H$  текисликлар орасида бўлган ҳол учун, шунингдек, кардинал текисликларнинг ўзаро жойлашиши 23- расмдагидан бошқача бўлган ҳоллар учун, масалан,  $FHF'H'$  ёки  $HFH'F'$  тартибдаги кетма-кет жойлашишлар учун тасвирни ясаш ва (9.7) формулага олиб келувчи мулоҳазаларни қилиб кўришни ўқувчига тавсия қилаемиз.

перпендикуляр ясси буюмнинг тасвири унинг ўзига ўхшаш бўлади. Аксинча, оптикавий ўқ бўйича чўзилган буюмнинг тасвири ўзига ўхшаш бўлмайди (24- расм). Шундай эканлиги чизиқли катталаштиришнинг  $x$  га боғлиқлигидан ҳам кўриниб турибди.

Оптикада, кўпинча, фазовий буюмларнинг, яъни нуқталари фокал текисликдан ҳар хил  $x$  масофада ётган буюмларнинг



24- расм.

тасвири билан ишлашга тўғри келади. Системанинг хоссаларини характерлаш учун бу ҳолда бўйлама катталаштириш  $\alpha$  тушунчаси киритилади. Бу катталиқ  $dx'$  тасвир узунлигининг оптикавий ўқ бўйича жойлашган тасвирланувчи  $dx$  кесманинг узунлигига нисбатини кўрсатади:

$$\alpha = \frac{dx'}{dx}. \quad (9.12)$$

(9.7) муносабатни дифференциялашдан келиб чиқадики,  $xdx' + x'dx = 0$ , бундан

$$\alpha = \frac{dx'}{dx} = -\frac{x'}{x}. \quad (9.13)$$

(9.11) ни эътиборга олиб, (9.13) ифодани қуйидагича ўзгартириш мумкин:

$$\alpha = -\frac{f'}{f} \left(-\frac{x'}{f'}\right) \left(-\frac{f}{x}\right) = -\frac{f'}{f} \beta^2. \quad (9.14)$$

Бу (9.14) муносабат кўндаланг  $\beta$  ва бўйлама  $\alpha$  катталаштиришлар орасидаги боғланишни белгилайди.

Бўйлама катталаштириш фазовий объектнинг ясси экрандаги тасвирининг кеңинлигини (кескин тасвирланаётган фазонинг чуқурлиги деб аталадиган тушунчани) характерлайди.

Иккита ихтиёрий қўшма  $l$  ва  $l'$  нурларни олайлик (25-расм). Қўшма нурлар билан оптикавий ўқ орасидаги  $u'$  ва  $u$  бурчаклар тангенсларининг нисбати системанинг бурчакли катталаштириши  $\gamma$  дейилади:

$$\gamma = \frac{\text{tg} u'}{\text{tg} u}. \quad (9.15)$$

Расмдан кўринадики,

$$\gamma = \frac{\text{tg} u'}{\text{tg} u} = -\frac{\text{tg} u'}{\text{tg}(-u)} = -\frac{(-f) + (-x)}{f' + x'} = \frac{f + x}{f' + x'}.$$

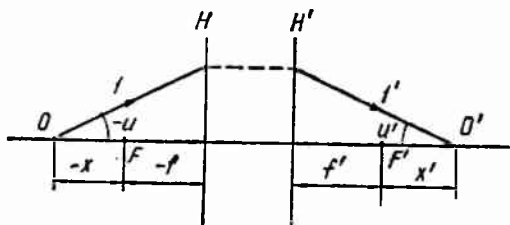
(9.7) билан мувофиқ равишда  $x'$  ни  $ff'/x$  билан (ёки  $x$  ни  $ff'/x'$  билан) алмаштирсак ва соддагина ўзгартиришларни ба- жарсак,

$$\gamma = \frac{x}{f'} = \frac{f}{x'} \quad (9.16)$$

ҳосил бўлади.

(9.11) ни ҳисобга олган ҳўлда (9.16) ифодани қўйидагича ўзгартириш мумкин:

$$\gamma = \frac{x}{f'} = -\frac{f}{f'} \left(-\frac{x}{f}\right) = -\frac{f}{f'} \cdot \frac{1}{\beta}. \quad (9.17)$$

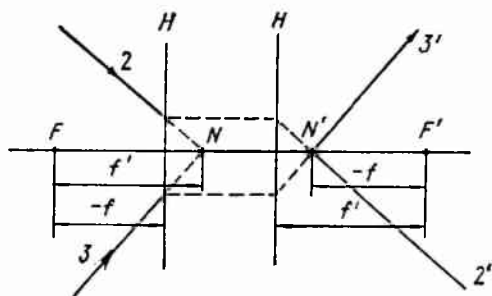


25- расм.

Ниҳоят, (9.14) ва (9.17) ифодаларни узаро кўпайтириб уча- ла катталаштиришлар орасидаги боғланишни белгиловчи му- носабатни топамиз:

$$\alpha\gamma = \beta. \quad (9.18)$$

Қўшма  $N$  ва  $N'$  нуқталар учун  $\gamma = +1$  бўлса, бу нуқталар ҳам, худди  $H$   $H'$ ,  $F$  ва  $F'$  нуқталар каби, системанинг карди-



26- расм.

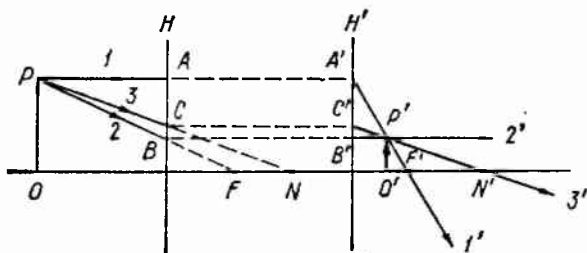
нал нуқталари бўлади. Улар тугун нуқталари ёки ту- гунлар деб аталади. Тугунлар орқали ўтувчи қўшма нурлар ўзаро параллел бўлади (26- расмдаги 2 — 2' ва 3 — 3' нурларга қаранг). Оптикавий ўққа перпендикуляр бўлиб тугунлардан ўтувчи текисликлар тугун текисликлари деб аталади. Шундай қилиб, марказлаштирилган оптикавий системанинг ҳаммаси бўлиб, уч жуфт кардинал нуқталари (фокуслар, бош нуқталар ва тугунлар) ва уч жуфт кардинал текисликлари бор.

(9.16) ифодани бирга тенглаб, тугунларнинг координаталари учун қуйидаги қийматларни оламиз:

$$x_N = f', \quad x_{N'} = f. \quad (9.19)$$

26- расмдан кўришиб турибдики, агар (9.3) шарт бажарилса, тугунлар бош нуқталар билан устма-уст тушади. Бу ҳолда олдинги бош нуқта  $H$  орқали ўтувчи нурга ўзига параллел бўлган ва орқа бош нуқта  $H'$  орқали ўтувчи қўшма нур мос келади.

Тасвирни ясашда тугун нуқталарнинг хоссасидан фойдаланиш мумкин. 27- расмда ўққа параллел  $I$  нурдан ва фокусдан



27- расм.

ўтувчи 2 нурдан ташқари, олдинги тугун  $N$  орқали ўтувчи 3 нур ҳам кўрсатилган. Бу нур  $H$  текислики  $C$  нуқтада кесиб ўтади. 3 нур билан қўшма бўлган 3' нур  $H'$  текислигининг  $C$  нуқта билан қўшма  $C'$  нуқтаси орқали ўтади. Бундан ташқари, 3' нур орқа тугун  $N'$  орқали ҳам ўтиши керак. Тасвирни ясаш учун 1, 2 ва 3 нурлардан ихтиёрий жуфтани олиш kifоя.

## 10- §. Оптикавий системаларни қўшиш

Агар иккита марказлаштирилган оптикавий системаларни ўқлари устма-уст тушадиган қилиб кетма-кет жойлаштирсак, улар бир бутун марказлаштирилган оптикавий системани ҳосил қилади. Системалар орасидаги масофа ва кардинал текисликларининг ўрни маълум бўлса, йиғма система кардинал текисликларининг ўрнини топиш мумкин.

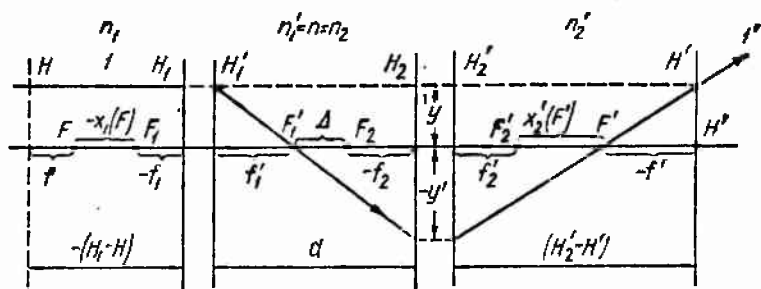
28- расмда қўшилувчи системаларнинг бош текисликлари ва фокуслари кўрсатилган. Биринчи системага тегишли белгиларга 1 индекс қўйилган, иккинчи системага тегишли белгиларга эса, 2 индекс қўйилган. Биринчи системанинг орқа фокуси  $F_1$  билан иккинчи системанинг олдинги фокуси  $F_2$  орасидаги масофани  $\Delta$  симболи билан белгилаймиз. Агар  $F_2$  фокус  $F_1$  дан ўнг томонда бўлса,  $\Delta$  мусбат, акс ҳолда  $\Delta$  манфий бўлади. 28- расмда тасвирланган ҳол  $\Delta$  мусбат бўлган ҳолга мос келади. Биринчи системанинг орқа бош текислиги  $H_1$  билан иккинчи системанинг олдинги бош текислиги  $H_2$  орасидаги



масофани  $d$  билан белгилаймиз. Бу ҳам алгебраик катталикдир; агар  $H_2$  текислик  $H'_1$  текисликдан чап томонда бўлиб қолса,  $d$  манфий бўлади.  $\Delta$  масофани  $d$  орқали ифодалаш мумкин:

$$\Delta = d - f'_1 - (\frac{\lambda}{f_2}) = d - f'_1 + f_2. \quad (10.1)$$

Оптикавий ўққа параллел  $l$  нурни олайлик. Биринчи системадан чиқиб, у  $F'_1$  фокус орқали ўтади ва иккинчи системага тушади. Агар  $F_1$  ва  $F_2$  фокуслар устма-уст тушмаса ( $\Delta \neq 0$ ), нур иккинчи системадан чиққач, ўқни  $F'$  нуқтада кесиб ўтади.



28- расм.

Таърифга кўра, бу нуқта йиғма системанинг орқа фокуси бўлади.  $l$  нурнинг фаразий давоми билан  $l'$  нурнинг кесишган нуқтаси йиғма системанинг орқа бош текислиги  $H'$  да ётади. Бу ҳулоса,  $l'$  нурнинг  $H'$  текислик билан кесишиш нуқтаси ва  $l$  нурнинг  $H$  текислик билан кесишиш нуқтаси ўқдан бир хил узоқликда ётиши керак, деган қоидадан келиб чиқади ( $H$  текислигининг ўрни ҳозирча номаълум, у 28- расмда пунктир билан кўрсатилган).  $H'F'$  масофа йиғма системанинг орқа фокус масофаси  $f'$  бўлади. 28- расмда тасвирланган ҳол учун  $f'$  фокус масофаси манфий, бинобарин,  $H'$  ва  $F'$  нуқталар орасидаги ҳақиқий масофа ( $-f'$ ) га тенг.  $F_1, F'_1, F_2$  ва  $F'_2$  фокусларнинг ҳар бирини координаталар системасининг боши деб ҳисоблаймиз. Бу системалардаги координаталарни мос равишда  $x_1, x'_1, x_2$  ва  $x'_2$  билан белгилаймиз. Маълум бир координатага қайси нуқта учун ёзилаётган бўлса, ўша нуқтанинг белгисини қавслар ичида координата белгисидан кейин ёзамиз.

$F'$  фокуснинг  $F_2$  нуқтадан бошланган координаталар системасидаги координатаси  $x'_2(F')$  билан  $F'_2$  нуқтанинг  $F_2$  нуқтадан бошланган координаталар системасидаги координатаси  $x_2(F'_2)$  орасида қуйидаги формула билан ифодаланувчи боғла-ниш бор (текшириляётган ҳол учун  $x_2(F'_1) = (-\Delta)$ ):

$$(-\Delta) \cdot x'_2(F') = f_2 f'_2,$$

бундан

$$x_1'(F') = -\frac{f_2 f_1'}{\Delta}. \quad (10.2)$$

Умумий маркази  $F_1'$  нуқтада бўлган тўғри бурчакли учбурчаклар учун қуйидаги муносабатни ёзиш мумкин:

$$\frac{y}{-y'} = \frac{f_1}{\Delta + (-f_2)} = \frac{f_1}{\Delta - f_2}. \quad (10.3)$$

Худди шунингдек, умумий маркази  $F'$  нуқтада бўлган учбурчаклар учун ёзамиз:

$$\frac{y}{-y'} = \frac{-f'}{f_1' + x_2'(F')} = \frac{-f'}{f_1' - f_2 f_2' / \Delta} = \frac{f_1'}{f_2'(\Delta - f_2)}. \quad (10.4)$$

(10.3) ва (10.4) муносабатларнинг ўнг томонларини тенглаштириб, йиғма системанинг орқа фокус масофаси учун формула ҳосил қиламиз;

$$f' = -\frac{f_1' f_2'}{\Delta}. \quad (10.5)$$

Ўққа параллел бўлиб ўнг томондан чап томонга бораётган ва кетма-кет иккинчи ва биринчи системалар орқали ўтаётган нурнинг бутун йўлини кўздан кечириб, йиғма системанинг олдинги фокус масофаси  $f$  учун ва олдинги  $F$  фокуснинг  $F_1$  нуқтадан ҳисобланган  $x_1(F)$  координатаси учун формулалар ёзиш қийин эмас. Бунинг учун (10.2) ва (10.5) формулаларни ҳосил қилишда қилинганидек талқин қилиб, қуйидагини олиш мумкин:

$$x_1(F) = \frac{f_1' f_1}{\Delta}, \quad (10.6)$$

$$f = \frac{f_1 f_2}{\Delta}. \quad (10.7)$$

Йиғма системанинг оптикавий кучини топамиз (9.4) формулага кўра

$$\Phi = \frac{n_2'}{f'} = -\frac{n_2' \Delta}{f_1' f_2'}$$

бунда  $n_2'$ —иккинчи системанинг орқа томонида жойлашган муҳитнинг синдириш кўрсаткичи.

Бу ифодани қуйидагича ўзгартирамиз:

$$\Phi = -\frac{\Delta}{n} \frac{n}{f_1'} \frac{n_2'}{f_2'}$$

Лекин  $n/f'_1$  биринчи системанинг оптикавий кучи  $\Phi_1$  ва  $n_2/f'_2$  иккинчи системанинг оптикавий кучи  $\Phi_2$  булади. Демак,

$$\Phi = - \frac{\Delta}{n} \Phi_1 \Phi_2. \quad (10.8)$$

Бу формулада  $\Delta$  ни (10.1) га мувофиқ  $d$  орқали ифода-  
лаймиз:

$$\Phi = - \frac{d-f'_1+f_2}{n} \Phi_1 \Phi_2 = \frac{f'_1}{n} \Phi_1 \Phi_2 - \frac{f_2}{n} \Phi_1 \Phi_2 - \frac{d}{n} \Phi_1 \Phi_2.$$

$f'_1/n = 1/\Phi_1$  ва  $f_2/n = -1/\Phi_2$  бўлишини эътиборга олиб, қуйи-  
дагини ҳосил қиламиз:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - \frac{d}{n} \Phi_1 \Phi_2. \quad (10.9)$$

Эслатиб ўтамизки, бу формуладаги  $d$  орқали  $H_1$  ва  $H_2$  те-  
кисликлар орасидаги масофа белгиланган,  $n$  эса системалар  
орасидаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичидир.

Йиғма системанинг оптикавий кучини ҳисоблаб чиқаргач,

$$f' = \frac{n'}{\Phi}, \quad f = - \frac{n'}{\Phi} \quad (10.10)$$

формулалар бўйича [(9.4) га қаранг] унинг фокус масофала-  
рини топиш мумкин.

Қўпинча, (10.2) ва (10.6) катталиклар ўрнига ( $H_1 - H$ ) ва  
( $H'_2 - H'$ ) масофалардан фойдаланиш қулайроқ бўлади. Бу ма-  
софалар йиғма система бош текисликларининг ўрнини қўши-  
лувчи системалар бош текисликларига нисбатан аниқлайди.  
28-расмдан келиб чиқадики,

$$-(H_1 - H) = -f_1 - x_1(F) + f,$$

$$(H'_2 - H') = f'_2 + x'_2(F') - f'.$$

(10.6), (10.7), (10.2) ва (10.5) қийматларни келтириб қўямиз ва

$$\begin{aligned} (H_1 - H) &= \frac{f_1(\Delta - f_2 + f'_1)}{\Delta} = \frac{f_1 d}{\Delta}, \\ (H'_2 - H') &= \frac{f'_2(\Delta - f_2 + f'_1)}{\Delta} = \frac{f'_2}{\Delta} \end{aligned} \quad (10.11)$$

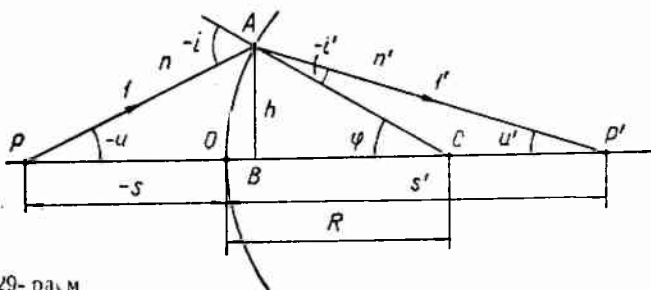
ифодаларни оламиз (10.8) формуладан  $\Delta = -n\Phi/\Phi_1\Phi_2$ ; бун-  
дан ташқари,  $f_1 = -n_1/\Phi_1$ ,  $f_2 = n'_2/\Phi_2$ . Мана шу алмаштириш-  
ларни (10.11) формулаларда бажарсак, қуйидаги формулалар-  
ни оламиз:

$$\left. \begin{aligned} (H_1 - H) &= \frac{n'}{n} \frac{\Phi_2}{\Phi} d, \\ (H'_2 - H') &= - \frac{n'_2}{n} \frac{\Phi_1}{\Phi} d. \end{aligned} \right\} \quad (10.12)$$

Бу параграфда чиқарилган формулалардан фойдаланиб, умумий ўқли исталган сондаги марказлаштирилган системалардан тузилган йиғма оптикавий система кардинал текисликларининг ўрнини топиш мумкин.

### 11- §. Ёруғликнинг сферик сиртда синиши

Исталганча мураккаб марказлаштирилган оптикавий системи, ҳар бири битта синдирувчи (ёки қайтарувчи) сферик (хусусий ҳолда ясси) сиртдан иборат энг содда системалардан тузилган йиғма система деб қараш мумкин. Демак, икки оптикавий бир жинсли муҳитларни ажратиб турувчи сферик сиртлар шундай элементларки, улардан ихтиёрий марказлаштирилган системани тузиш мумкин. Гомоцентрик дастанинг ана шундай сирт орқали ўтишини қараб чиқамиз.



29- расм

29-расмда радиуси  $R$  ва маркази  $C$  нуқтада бўлган синдирувчи сирт тасвирланган. Сиртнинг икки томонида жойлашган муҳитларнинг синдириш кўрсаткичлари  $n$  ва  $n'$  га тенг. Ёруғликнинг нуқтавий манбаи  $P$  ва эгрилик маркази  $C$  орқали ўтувчи тўғри чизиқни системанинг ўқи деб атаймиз. Сиртнинг ўқ билан кесишадиган  $O$  нуқтаси синдирувчи сиртнинг учи деб аталади.  $O$  нуқтани координаталар боши деб қабул қиламиз.  $P$  буюмнинг ва  $P'$  тасвирнинг  $O$  нуқтадан ҳисобланган координаталарини мос равишда  $s$  ва  $s'$  билан белгилаймиз.

Буюмлар фазосида ўқ билан  $u$  бурчак ҳосил қилувчи ихтиёрий  $l$  нурни оламиз. У синдирувчи сиртга  $A$  нуқтада  $i$  бурчак билан тушади (29- расмда тасвирланган  $l$  нур учун  $u$  ва  $i$  бурчаклар манфий).  $l$  нурга қўшма бўлган  $l'$  нур нормаль билан  $i'$  бурчак ҳосил қилади ва ўқни сирт учидан  $s'$  масофага узоқлашган  $P'$  нуқтада кесиб ўтади. Агар  $s'$  масофа  $l$  нурнинг чиқиш бурчаги  $u$  га боғлиқ бўлмаса, бундан,  $P$  нуқтадан чиқувчи нурлар дастаси сферик сиртга сингач, гомоцентрик дасталигича қолади, деган хулоса келиб чиқар эди. Тегишли ҳисоблашлар кўрсатадики, ўқ билан жуда кичик  $u$

Бурчаклар ҳосил қилувчи нурлар учунгина шундай бўлади. бундай нурлар параксиал (ўққа ёндашган) нурлар деб юритилади. 29-расмда белгиланган ҳамма бурчаклар параксиал нурлар учун кичик бўлади. Шу сабабли бу бурчакларнинг синусларини ва тангенсларини бурчакларнинг ўзига тенг деб ҳисоблаш мумкин. Ёруғликнинг (1.6) синиш қонунига кўра  $n \sin i = n' \sin i'$ . Синусларни бурчаклар билан алмаштириб, қўйидагини оламиз:

$$ni = n'i'. \quad (11.1)$$

$PAC$  ва  $P'AC$  учбурчаклардан:

$$(-i) = (-u) + \varphi \quad \text{ёки} \quad i = u - \varphi,$$

$$(-i') = \varphi - u' \quad \text{ёки} \quad i' = u' - \varphi.$$

$i$  ва  $i'$  нинг бу қийматларини (11.1) формулага қўйиб, қўйидаги муносабатга келамиз:

$$n(u - \varphi) = n'(u' - \varphi). \quad (11.2)$$

Параксиал нурлар учун  $(-s)$ ,  $s'$  ва  $R$  ларга нисбатан  $OB$  кесманинг узунлигини ҳисобга олмаслик ва  $PB = (-s)$ ,  $BP' = s'$ ,  $BC = R$  деб ҳисоблаш мумкин бўлади. У ҳолда бурчакларни уларнинг тангенсларига тенг деб ҳисоблаб, қўйидагиларни ёзиш мумкин:

$$(-u) = \frac{h}{(-s)}, \quad \text{яъни} \quad u = \frac{h}{s}, \quad u' = \frac{h}{s'}, \quad \varphi = \frac{h}{R}. \quad (11.3)$$

(11.2) даги бурчакларни уларнинг (11.3) қийматлари билан алмаштириб,  $h$  га қисқартириб ва ўзгартириб, қўйидаги формулани оламиз:

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' - n}{R} = \Phi. \quad (11.4)$$

Сирт ўзининг қавариқлиги билан қайси томонга қараса ҳам, бу формула тўғри натижа бериши учун, эгрилик радиуси  $R$  ни алгебраик катталиқ деб ҳисоблаш керак: қавариқ сирт учун эгрилик маркази  $C$  сиртнинг  $O$  учидан ўнг томонда ётади) уни мусбат ботиқ сирт учун ( $C$  нуқта  $O$  нуқтадан чап томонда ётади) манфий деб ҳисоблаш керак.

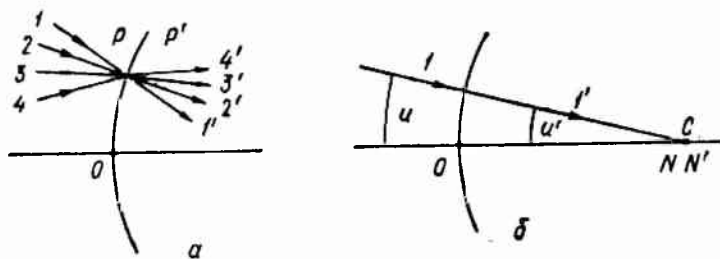
Ушбу

$$\Phi = \frac{n' - n}{R} \quad (11.5)$$

катталиқ синдирувчи сиртнинг оптикавий кучи деб аталади. У сиртнинг синдириш хусусиятини характерлайди (11.4) формуладан кўринадики, предметгача булган  $\xi$  масофанинг муайян қиймаги учун  $\Phi$  қанчалик катга бўлса, тасвиргача бўлган  $s'$  масофа шунчалик кичик бўлади (яъни нурлар шунчалик каттароқ бурчакка синади).

(11.4) тенгламадан келиб чиқадики,  $s$  нинг берилган қийматида,  $u$  нинг қийматига боғлиқ бўлмаган ҳолда,  $s'$  учун бир хил қиймат чиқаверади. Шундай қилиб, параксиал нурларнинг гомоцентрик дастаси сферик сиртда сингандан сўнг, биринчи яқинлашишда, гомоцентрик бўлиб қолаверади.

Бинобарин, сферик сиртдан иборат оптиквий система параксиал нурлар учун идеал система бўлади. Сиртдаги параксиал нурлар кесиб ўтадиган соҳанинг ўлчовлари сиртнинг  $R$  эгрилик радиусига нисбатан жуда кичик бўлгани сабабли, биринчи яқинлашишда, сиртнинг бу бўлагини ясси деб (текисликнинг бўлаги деб) ҳисоблаш мумкин. Синдирувчи сиртнинг ихтиёрий  $P$  нуқтасида кесишувчи нурлар дастаси (30-  $a$  расм),



30- расм.

шу  $P$  нуқта билан устма-уст тушувчи  $F'$  нуқтадан чиқувчи дастага айланади. Демак,  $O$  нуқтадан чиқувчи дастага айланади. Демак,  $O$  нуқтадан ўтувчи текислик  $+1$  га тенг чизғий катталаштириш билан шу текисликка устма-уст тушувчи текислик кўринишида акс эттирилади. Бундан келиб чиқадики, синдирувчи сиртнинг бош текисликлари  $H$  ва  $H'$  бир-бири билан устма-уст тушади ва синдирувчи сиртнинг учи  $O$  орқали ўтади. Шундай қилиб,  $O$  нуқтадан бошлаб ҳисобланувчи  $s$  ва  $s'$  координаталар 9- параграфда ишлатилган,  $s$  ва  $s'$  координаталар билан бир хил бўлиб қолади.

Сиртнинг эгрилик маркази  $C$  орқали ўтувчи  $I$  нурга (30-б расм) худди ўша йўналиш бўйича борувчи қўшма  $I$  нур мос келади. Демак,  $N$  ва  $N'$  тугунлар ҳам устма-уст тушади ва улар сиртнинг  $C$  маркази билан мос тушади.

Синдирувчи сиртнинг фокус масофаларини топамиз. Чексизликка узоқлашган ( $s = \infty$ ) буюмга мос желадиган тасвир  $F'$  орқа фокусда жойлашган бўлади, яъни тасвир  $H'$  нуқтадан  $s' = F'$  масофада бўлади.  $s$  ва  $s'$  нинг қийматини (11.4) формулага қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{n'}{f'} - \frac{n}{\infty} = \frac{n' - n}{R} = \Phi,$$

бундан

$$f' = \frac{n'}{n' - n} R = \frac{n'}{\Phi}. \quad (11.6)$$

Агар буюм олдинги  $F$  фокусда жойлаштирилса, яъни у  $H$  нуқтадан  $s = f$  масофада бўлса, тасвир  $s' = \infty$  масофада бўлади:

$$\frac{n'}{\infty} - \frac{n}{f} = \frac{n' - n}{R} = \Phi,$$

бундан

$$f = - \frac{n}{n' - n} R = - \frac{n}{\Phi}. \quad (11.7)$$

Бу (11.6) ва (11.7) формулалардан кўринадики,

$$\Phi = \frac{n'}{f} = - \frac{n}{f}. \quad (11.8)$$

Шундай қилиб, (11.5) катталик системанинг (9.4) формула орқали аниқланадиган оптикавий кучи билан бир хил бўлар экан.

(11.4) тенгламани  $\Phi$  га бўлиб ва (11.6) ҳамда (11.7) ифодаларни эътиборга олиб, қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = 1;$$

бу формула марказлаштирилган оптикавий системанинг (9.9) формуласи билан бир хил. Агар предметнинг  $F$  фокусдан бошлаб ҳисобланадиган  $x$  координатасига ва тасвирнинг  $F'$  фокусдан бошлаб ҳисобланадиган  $x'$  координатасига утсак, сферик сирт учун Ньютон формуласи (9.7) ҳосил бўлади. Агар нурларнинг параксиал дасталари қараш билан чеклансак, 9-параграфда марказлаштирилган оптикавий система учун чиқарилган ҳамма бошқа формулалар ҳам битта синдирувчи сирт учун ўринли бўлади.

Шуни ҳам қайд қилиб утаимизки (11.4) формулада  $n'/n = -1$ , яъни  $n' = -n$  деб ҳисобласак<sup>1)</sup>, сферик кўзгунинг маълум формуласи ҳосил бўлади:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{2}{R}$$

$Q_1P_1$  кесманинг синдирувчи сирт ҳосил қиладиган  $Q_2P_2$  тасвирини ясаймиз (31-расм.  $Q_1$  нуқтадан ихтиёрий  $Q_1A$  нурни ўтказамиз ва у билан қўшма  $AQ_2$  нурни чизамиз. Ҳамма нурларни параксиал нурлар деб ҳисоблаймиз, бинобарин  $i_1, i_2, -u_1$  ва  $u_2$  бурчаклар жуда кичик. Шунинг учун,

$$i_1 = \frac{y_1}{-s_1}, \quad i_2 = \frac{-y_2}{s_2}$$

деб ҳисоблаш мумкин; бундан

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{y_1}{y_2} \frac{s_2}{s_1}. \quad (11.9)$$

<sup>1)</sup> 6 - бетдаги сноскага қаранг.

Худди шунингдек,

$$-u_1 = \frac{h}{-s_1}, \quad u_2 = \frac{h}{s_2},$$

деб ҳисоблаш мумкин, бундан

$$\frac{s_2}{s_1} = \frac{u_1}{u_2}. \quad (11.10)$$

Ёруғликнинг синиш қонуни (1.6) га кўра  $n_1 i_1 = n_2 i_2$  (биз синусларни бурчаклар билан алмаштирдик), яъни

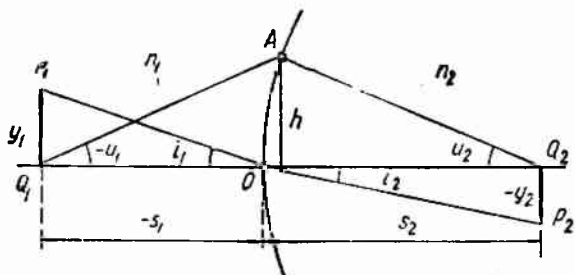
$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (11.11)$$

(11.9) формуладаги  $i_1/i_2$  ва  $s_2/s_1$  нисбатларни уларнинг (11.11) ва (11.10) қийматлари билан алмаштираемиз. Натижада қуйидаги муносабат ҳосил бўлади:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{y_1}{y_2} \frac{u_1}{u_2};$$

бу муносабагга қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$n_2 u_2 y_2 = n_1 u_1 y_1. \quad (11.12)$$



31- расм.

Агар биринчи синдирувчи сиртдан кейин иккинчи сиртни шундай жойлаштираемиз, унинг учун  $Q_2 P_2$  буюм бўлиб хизмат қилса, иккинчи сирт  $u_3$  ўлчовли  $Q_3 P_3$  тасвир ҳосил қилади. Бизни (11.12) муносабатга олиб келган мулоҳазаларни такрорлаб, қуйидагини топаемиз:

$$u_3 u_3 y_3 = n_2 u_2 y_2.$$

бунда  $n_3$  — иккинчи сиртдан кейин жойлашган муҳитнинг синдириш кўрсаткичи. Иккинчи синдирувчи сиртдан кейин учинчисини жойлаштириб, худди шунга ўхшаш натижа оламиз ва ҳоказо.

Шундай қилиб, агар марказлаштирилган система синдириш кўрсаткичлари  $n_1, n_2, n_3$  ва ҳоказо бўлган бир жинсли муҳит-



ларни ажратиб турувчи сферик сиртлардан тузилган бўлса, қуйидаги муносабат уринли бўлади:

$$n_1 u_1 y_1 = n_2 u_2 y_2 = n_3 u_3 y_3 = \dots \quad (11.13)$$

Бу муносабат Лагранж — Гельмгольц теоремаси (ёки шарт) деб юритилади. *пиу* ифоданинг ўзи эса Лагранж — Гельмгольц инварианти деб аталади.

$u_1, u_2$  ва ҳоказо бурчаклар буюм ( $u_1, u_3$  ва ҳоказо учун) ёки унинг тасвири ( $u_2, u_4$  ва ҳоказо учун) ўқ билан кесишадиган  $Q_i$  нуқталардан ўтувчи ихтиёрий қўшма нурларнинг система ўқи билан ташкил қилган бурчакларидир. Хусусий ҳолда  $u_1, u_3$  ва ҳоказо бурчаклар сифатида 1-, 2- ва ҳоказо сиртларга тушаётган нурлар дасталаридаги энг катта бурчакларни олиш мумкин,  $u_2, u_4$  ва ҳоказо сифатида эса, қўшма дасталардаги энг катта бурчакларни олиш мумкин. У ҳолда бу бурчаклар тегишли дасталарнинг апертурасини (максимал очилишини) аниқлайди. Шундай нурларни олиш ҳам мумкинки, натижада 31-расмдаги  $h$  билан  $y$ , ўзаро тенг бўлсин. У ҳолда  $u_1$  бурчак  $Q_1 P_1$  буюмнинг  $s_1$  масофадан кўриниш бурчаги бўлади;  $u_2$  бурчак  $Q_1 P_1$  буюмнинг  $s_2$  масофадан кўриниш бурчаги бўлади ва ҳоказо.

Лагранж — Гельмгольц шартин ёруғлик дасталарининг оптиквий системалар ёрдамида ўзлаштирилишига маълум чеклар қўяди. Чеклар аслида ёруғлик оқимининг сақланиш принциpidан (яъни энергиянинг сақланиш принциpidан) келиб чиқади. Фотометрик ҳисоблашни чиқаришда бу чекларнинг аҳамияти айниқса каттадир.

23-расмга мурожаат қилайлик.  $FHB$  ва  $PAB$  учбурчакларнинг ўхшашлигидан қуйидаги муносабат келиб чиқади:

$$\frac{-f}{-y'} = \frac{-s}{y - y'}. \quad (11.14)$$

Худди шунингдек,  $A'F'H'$  ва  $A'P'B'$  учбурчакларнинг ўхшашлигидан

$$\frac{f'}{y} = \frac{s'}{y - y'} \quad (11.15)$$

муносабат келиб чиқади. (11.14) ни (11.15) га бўлсак ва соддагина ўзгартиришлар бажарсак,

$$\frac{f}{f'} = -\frac{y'}{y} \frac{s}{s'}$$

ҳосил бўлади. (11.10) га кўра  $s/s'$  нисбатни  $u'/u$  нисбат билан алмаштирамиз:

$$\frac{f}{f'} = -\frac{u'y'}{uy}.$$

Ниҳоят, (11.12) шартни эътиборга олиб, қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз:

$$\frac{f}{f'} = -\frac{n}{n'} \quad (11.16)$$

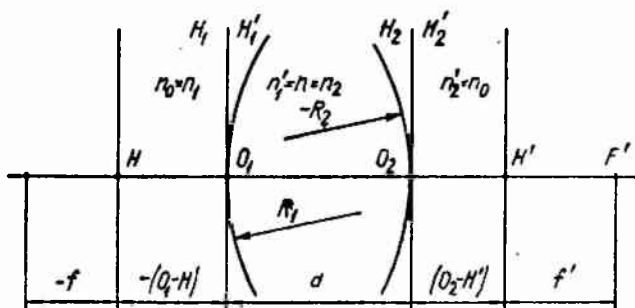
Бу муносабатдан биз юқорида марказлаштирилган системалар ҳақида сўз борганда фойдаланган эдик [(9,2) формулага қаранг].

## 12-§. Линза

Линза иккита синдирувчи сферик сиртлардан иборат системадир (32- расм). Агар сиртларнинг учлари орасидаги  $d$  масофани ҳисобга олмаслик мумкин бўлмаса, қалин линза дейилади. Агар  $d$  ҳисобга олмаслик даражада кичик бўлса, юпқа линза дейилади.

Биринчи сиртга тегишли ҳамма катталиклар ёнига 1 индекс қўямиз, иккинчи сиртга тегишли катталикларга эса, 2 индекс

32- расм.



қўямиз. Линзанинг синдириш кўрсаткичини  $n$  орқали, линза атропоидаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичини  $n_0$  орқали белгилаймиз.

Синдирувчи сиртларнинг оптикавий кучларини топамиз. (11.5) формулага кўра

$$\Phi_1 = \frac{n_1' - n_1}{R_1} = \frac{n - n_0}{R_1},$$

$$\Phi_2 = \frac{n_2' - n_2}{R_2} = \frac{n_0 - n}{R_2}.$$

Системаларнинг қўшилиши ҳақидаги 10- параграфда чиқазилган формулалардан фойдаланамиз. Линзанинг қалинлиги  $d$  биринчи сиртнинг орқа бош текислиги  $H_1'$  ва иккинчи сиртнинг олдинги бош текислиги  $H_2$  орасидаги масофа билан бир хил

бўлади. Линзанинг оптикавий кучини (10.9) формула бўйича топамиз:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - \frac{d}{n} \Phi_1 \Phi_2 = \frac{n - n_0}{R_1} + \frac{n_0 - n}{R_2} - \frac{d}{n} \frac{(n - n_0)(n_0 - n)}{R_1 R_2} = \frac{n - n_0}{n} \frac{(n - n_0)d - n(R_1 - R_2)}{R_1 R_2}.$$

(9.4) га кўра  $f' = n_0'/\Phi = n_0/\Phi$ ,  $f = -n_1/\Phi = -n_0/\Phi$ . Бу ерда  $\Phi$  нинг ифодасини қўйиб, қўйдаги муносабатни оламиз:

$$f' = -f = \frac{nn_0}{n - n_0} \frac{R_1 R_2}{(n - n_0)d - n(R_1 - R_2)}. \quad (12.1)$$

$H_1$  ва  $H'_1$  бош текисликлар биринчи сиртнинг  $O_1$  учи орқали ўтади,  $H_2$  ва  $H'_2$  текисликлар иккинчи сиртнинг  $O_2$  учи орқали ўтади. Шу сабабли биринчи сиртнинг учидан линзанинг олдинги бош текислигигача бўлган ( $O_1 - H$ ) масофа ( $H_1 - H$ ) масофадан иборат бўлади ва уни (10.12) формула бўйича ҳисоблаш мумкин:

$$(O_1 - H) = (H_1 - H) = \frac{n_1}{n} \frac{\Phi_2}{\Phi} d = \frac{n_0}{n} \frac{\Phi_2}{\Phi} d.$$

Худди шунингдек,

$$(O_2 - H') = (H'_2 - H') = -\frac{n_2}{n} \frac{\Phi_1}{\Phi} d = -\frac{n_0}{n} \frac{\Phi_1}{\Phi} d$$

(ушбу ҳолда  $n_1 = n'_2 = n_0$ ).

$\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  ва  $\Phi$  нинг қийматларини қўйиб, қўйдаги натижани оламиз:

$$\left. \begin{aligned} (O_1 - H) &= \frac{n_0 R_1 d}{n(R_1 - R_2) - (n - n_0)d}, \\ (O_2 - H') &= \frac{n_0 R_2 d}{n(R_1 - R_2) - (n - n_0)d}. \end{aligned} \right\} \quad (12.2)$$

Агар юпқа линза қаралаётган бўлса, синдирувчи сиртларнинг  $O_1$  ва  $O_2$  учлари орасидаги  $d$  масофани ҳисобга олмаслик мумкин ва бу учларни бир нуқтада деб ҳисоблаш мумкин. Уша нуқта юпқа линзанинг оптикавий маркази деб юритилади (12.2) формулаларда  $d$  ни нолга тенг деб ҳисобласак, ( $O_1 - H$ ) ва ( $O_2 - H'$ ) кесмалар ҳам нолга тенг бўлиб чиқади. Бу, юпқа линзанинг иккала бош текисликлари унинг оптикавий маркази орқали ўтишини англатади. Агар линзанинг икки томонидаги муҳитларнинг синдириш кўрсаткичлари бир хил бўлса, тугунлар бош нуқталар билан устма-уст тушади, яъни улар ҳам линзанинг оптикавий марказида бўлади. Бундан линзанинг оптикавий марказидан ўтувчи ихтиёрий нур ўз йўналишини ўзгартирмайди, деган хулоса келиб чиқади.

Юпқа линза учун (10.9) формула қўйдаги кўринишда ёзилади:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2. \quad (12.3)$$

Шундай қилиб, юпқа линзанинг оптикавий кучи синдирувчи сиртлар оптикавий кучларининг алгебраик йиғиндисига тенг.

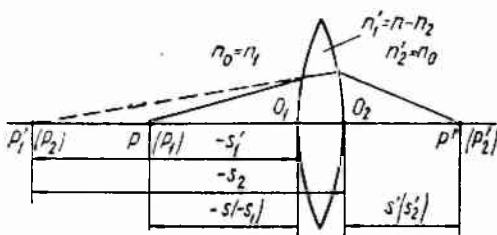
Юпқа линза учун (12.1) ифода қуйидагича содалашади:

$$f' = -f = \frac{n_0}{n - n_0} \frac{k_1 k_2}{R_2 - R_1}. \quad (12.4)$$

$f'$  ва  $f$  учун олинган (12.4) қийматларни (9.9) га қўйиб, юпқа линзанинг маълум формуласини оламиз:

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = \frac{n - n_0}{n_0} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (12.5)$$

(11.4) муносабатни иккала синдирувчи сиртда кетма-кет татиқ қилиш йўли билан юпқа линзанинг формуласини бевосита ҳосил қилиш мумкин. Линзанинг ўқида нурланувчи  $P$  нуқта



33- расм.

оламиз (33- расм). Бу нуқтанинг биринчи синдирувчи сирт томонидан акс эттирилувчи  $P_1$  буюм деб қараш мумкин.  $P_1$  дан чиққан нурлар дастаси, биринчи сиртда сингач, маркази  $P'_1$  нуқта бўлган дастага айланади. Шундай қилиб,  $P'_1$  нуқта  $P_1$  нуқтанинг биринчи синдирувчи сирт ҳосил қилган тасвири бўлади. Сиртнинг  $O_1$  учидан  $P_1$  ва  $P'_1$  нуқталаргача бўлган  $s$  ва  $s'_1$  масофалар, (11.4) формулага кўра, қуйидаги муносабат билан боғланган бўлади:

$$\frac{n_1}{s'_1} - \frac{n_1}{s_1} = \frac{n_1 - n_1}{R_1}, \quad \text{ёки} \quad \frac{n}{s'_1} - \frac{n_0}{s_1} = \frac{n - n_0}{R_1}. \quad (12.6)$$

Иккинчи синдирувчи сиртга маркази  $P'_1$  нуқтада бўлган гомоцентрик даста тушади. Демак, биринчи сирт ҳосил қилган  $P'_1$  тасвир шу вақтнинг ўзида, иккинчи сирт учун  $P_2$  буюм бўлади. Иккинчи сиртда сингандан сўнг, нурлар  $P'_2$  нуқтада йиғилади. Иккинчи сиртнинг  $O_2$  учидан  $P_2$  ва  $P'_2$  нуқталаргача бўлган  $s_2$  ва  $s'_2$  масофалар учун (11.4) формулага кўра, қуйидаги муносабатни ёзиш мумкин:

$$\frac{n_2}{s'_2} - \frac{n_2}{s_2} = \frac{n_2 - n_2}{R_2} \quad \text{ёки} \quad \frac{n_0}{s'_2} - \frac{n}{s_2} = \frac{n_0 - n}{R}. \quad (12.7)$$

(12.6) ва (12.7) муносабатларни қўшамиз. Юпқа линза учун  $s_1$  ва  $s_2$  масофаларни ўзаро тенг деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун  $n/s_1$  ва  $(-n/s_2)$  қўшилувчиларнинг йиғиндисини нолга тенг бўлади, бинобарин, қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$\frac{n_0}{s_2} - \frac{n_0}{s_1} = \frac{n - n_0}{R_1} + \frac{n_0 - n}{R_2}.$$

Линза учун  $P_1$  нуқта  $P$  буюм бўлади,  $P'_2$  нуқта эса унинг  $P'$  тасвири бўлади. Линзадан  $P$  буюмгача бўлган  $s$  масофа  $s_1$  билан бир хил бўлади,  $P'$  тасвиргача бўлган  $s'$  масофа эса  $s'_2$  билан бир хил бўлади. Юқоридаги формулада  $s'_2$  ни  $s'$  билан ва  $s_1$  ни  $s$  билан алмаштириб, бир оз ўзгартирсак, (12.5) формула ҳосил бўлади.

Параграфнинг охирида эслагиб ўтамизки,  $R_1$  ва  $R_2$  алгебраик катталиклардир [(11.4) формуладан кейинги текстга қarang].

### 13-§. Оптикавий системаларнинг нуқсонлари

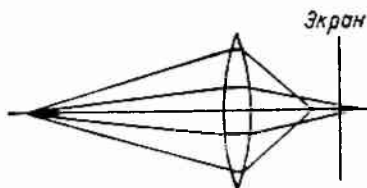
Биз 11-параграфда аниқладикки, сферик синдирувчи сирт (демак, бундай сиртларнинг марказлаштирилган системаси ҳам) фақат параксиал нурлардан фойдаланилгандагина стигматик тасвир ҳосил қилади. Бундай чек қўйилиши оптикавий системада тасвирланаётган буюмлар ўлчовларининг жуда ҳам кичик бўлишига сабаб бўлади. Бундан ташқари, ёруғлик дасталарининг торлиги натижасида тасвир жуда хира ёритилган бўлади, чунки ёруғлик оқими ўзи тарқалаётган фазовий бурчакка пропорционалдир [(6.10) формулага қarang]. Шу сабабларга кўра амалда системанинг оптикавий ўқи билан кагта бурчаклар ташкил қилувчи кенг ёруғлик дасталаридан фойдаланишга тўғри келади. Параксиалликдан воз кечиш натижасида тасвирнинг ҳар хил бузилишлари вужудга келади. Шундай қилиб, реал оптикавий системаларда абберациялар ёки нуқсонлар мавжуд бўлади. Абберацияларнинг мавжуд бўлиши система ҳосил қилаётган оптикавий тасвирнинг сифатини анча пасайишига олиб келади. Лекин линзаларнинг махсус танланган комбинацияларини қўллаб, абберацияларни амалда бутунлай йўқотишга эришиш мумкин.

Оптикавий системаларнинг асосий абберацияларини қисқача кўриб чиқайлик.

**Сферик абберация.** Линзанинг четлари нурларни унинг ўрта қисми ҳосил қилган тасвирни кесиб ўтиши учун талаб қилингандагига қараганда кучлироқ синдиради (34-расм). Натижада нурланувчи нуқтанинг экрандаги тасвири ёйилиб кетган доғ кўринишида ҳосил бўлади. Оптикавий системаларнинг бу хил нуқсони сферик абберация деб аталади. Синди-

риш кўрсаткичлари ҳар хил бўлган мусбат (йиғувчи) ва манфий (сочувчи) линзалардан турли комбинациялар тузиб, сферик абберациянинг қарийб бутунлай йўқолишига эришиш мумкин.

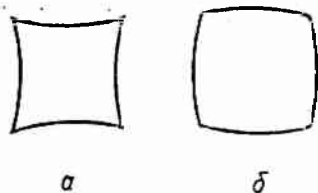
34- расм.



**Кома.** Системанинг оптикавий ўқида ётган нуқтавий объектдан чиқувчи кенг дасталар учун сферик абберацияси йўқотилган линзаларда қийшиқ дасталар (ўқдан четда ётувчи объектдан чиқувчи дасталар) учун сферик абберация сақланиши мумкин. Бу ҳолда нурланувчи нуқтанинг экрандаги тасвири симметрик бўлмаган чўзиқ доғ кўринишида бўлади. Бундай абберация кома деб аталади. Мусбат ва манфий линзаларнинг тегишли комбинацияси ёрдамида бу абберацияни ҳам йўқотиш мумкин.

**Хроматик абберация.** Синдириш кўрсаткичи тўлқин узунлигига боғлиқ. Бу ҳодиса дисперсия деб аталади (43-параграфга қаранг). Дисперсия шунга олиб келадикки, ҳатто ҳар хил рангли параксиал нурларни ҳам линза

ҳар хил нуқталарда йиғади ва тасвир бўялган бўлиб чиқади. Турли нав шишаларнинг дисперсияси бир хил бўлмайди. Шунинг учун, ҳар хил шишалардан ясалган мусбат ва манфий линзалардан комбинациялар тузиб, ахроматик (яъни хроматик абберацияси тузатилган) оптикавий системани вужудга келтириш мумкин.



35- расм.

Сферик ва хроматик абберациялари тузатилган, лекин астигматизмни йўқотмайдиган система а планат деб аталади.

**Астигматизм.** Нуқтавий объектнинг қийшиқ нурлар ёрдамида ҳосил қилинган тасвири бир-бирига нисбатан сурилган ўзаро перпендикуляр икки тўғри чизиқ кесмаси кўринишида бўлади, яъни астигматик бўлади (8-параграфга қаранг). Астигматизм синдирувчи сиртларнинг эгрилик радиусларини ва оптикавий кучларини танлаш йўли билан йўқотилади.

Сферик ва хроматик абберацияларидан ташқари астигматизми ҳам тузатилган оптикавий система анастигмат деб юритилади.

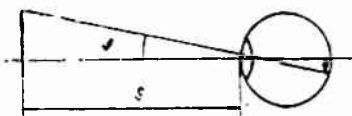
**Дисторсия.** Кўндаланг катталаштиришнинг кўриш соҳасида бир хил бўлмаслиги натижасида тасвирнинг қийшайиши дисторсия деб аталади. 35-расмда квадратнинг дисторсия натижа-

сида қийшайган тасвири кўрсатилган. Агар чизиқли катталаштириш система ўқигача бўлган у масофа билан бирга орта борса, ёстиқсимон дисторсия вужудга келади (35-а расм). Катталаштириш системаси ўқидан узоқлашган сари камая борса, бөчкасимон дисторсия ҳосил бўлади (35-б расм).

Ҳамма аберрацияларни бир йўла йўқотиш учун жуда мураккаб оптикавий системалар тузиш талаб қилинади. Одатда бошқачароқ йўл тугилади: оптикавий система қандай мақсадларга мўлжалланган бўлса, ўша мақсадлар учун айниқса зарарли бўлган нуқсонларнигина бутунлай йўқотиб, қолган нуқсонларнинг қисман йўқотилишига рози бўлишади.

#### 14-§. Оптикавий асбоблар

Кўзни қуроллантирувчи баъзи асбобларнигина қисқача кўриб чиқамиз. У асбобларнинг хизмати шундан иборатки, улар кўз тўрпардасида узоқдаги ёки яқиндаги, лекин улчовлари бўйича кичик буюмларнинг катталашган тасвирини ҳосил қилади.



36- расм.

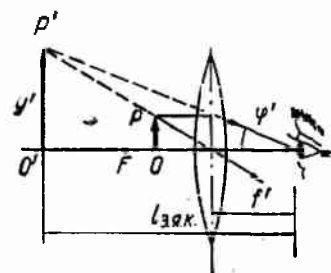
36- расмдан кўринадики, тўрпардадаги тасвирнинг улчовлари буюмнинг кўриниш бурчаги  $\varphi$  билан аниқланади. Асбобни қўлаб эришиладиган эффект оптикавий асбобнинг  $\Gamma$  катталаштириши билан характерланади  $\Gamma$  қуйидаги муносабат билан аниқланади:

кавий асбобнинг  $\Gamma$  катталаштириши билан характерланади  $\Gamma$  қуйидаги муносабат билан аниқланади:

$$\Gamma = \frac{\tan \varphi'}{\tan \varphi}, \quad (14.1)$$

бундаги  $\varphi'$  ва  $\varphi$  — буюмнинг асбоб орқали ва асбобсиз кўриниш бурчакларидир.

Кўз билан буюм орасидаги  $s$  масофанинг камайиши билан  $\varphi$  бурчак ўса боради (36- расм). Кўзнинг фокус масофаси мускул кучи ёрдамида анча кенг чегарада ўзгариб, кўрилаётган буюмгача бўлган масофага мослаша олади. Бироқ кўзнинг



37- расм.

аккомодация деб аталадиган бу қобилияти 20 см га яқин бўлган минимал  $s$  масофа билан чеклангандир. Кўзни кўрилаётган буюмга яқинлаштириш ҳисобига тасвирнинг ўсиши ҳам шу сабабга кўра чеклангандир. Тасвирнинг янада катталлашишига лупа ёки микроскоп ёрдамида эришиш мумкин.

**Лупа.** Энг содда лупа фокус масофаси катта бўлмаган мусбат линзадан иборат бўлади (мураккаб-

роқ лупалар бир неча линзалардан иборат). Кўрилаётган  $OP$  буюм (37-расм)  $F$  фокусдан кейин, унга яқин жойлашган бўлади. Бу ҳолда кўзга кўриниб турадиган каттадашган тўғри тасвир  $O'P'$  ҳосил бўлади. Лупанинг ўрни шундай танланганики, натижада тасвир билан кўз орасидаги масофа энг яхши кўриш масофаси  $l_{\text{эк}}$  га тенг бўлади, яъни буюмни чарчмай кўриш мумкин бўлган энг кичик масофага тенг бўлади. Нормал кўз учун  $l_{\text{эк}} = 25 \text{ см}$ .

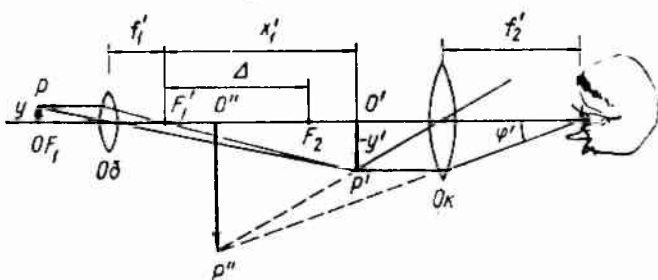
Лупа ҳосил қиладиган катталаштиришни баҳолашда шу нарсага асосланиш керакки, қуролланмаган кўз билан қаралаётганда буюм энг яхши кўриш масофасига жойлаштирилган бўлади. Бинобарин,  $\text{tg } \varphi = y/l_{\text{эк}}$ , бунда  $y$  — буюмнинг ўлчови. Худди шунингдек,  $\text{tg } \varphi' = y'/l_{\text{эк}}$ , бунда  $y'$  — лупа ҳосил қилаётган тасвирнинг ўлчови,  $\text{tg } \varphi$  ва  $\text{tg } \varphi'$  нинг бу қийматларини (14.1) формулага қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$\Gamma = \frac{\text{tg } \varphi'}{\text{tg } \varphi} = \frac{y'}{y} = \beta, \quad (14.2)$$

яъни  $\Gamma$  кўндаланг катталаштиришга тенгдир.

Амалда кўз лупанинг орқа фокусига яқин жойлашади. 37-расмдан кўринадикки, бу ҳолда  $\text{tg } \varphi' = y/f'$ . Бу ифодани  $\text{tg } \varphi = y/l_{\text{эк}}$  га бўлиб, топамизки,

$$\Gamma = \frac{l_{\text{эк}}}{f'}. \quad (14.3)$$



38-расм.

Шундай қилиб, фокус масофаси, масалан, 5 см бўлган лупа беш марта катталаштириб кўрсатади. Лупа ёрдамида ҳосил қилиш мумкин бўлган энг катта катталаштириш тахминан 25 га тенг.

**Микроскоп.** Жуда катта катталаштиришларни (2000 гача) ҳосил қилиш учун микроскоп қўлланади. У иккита оптикавий системадан: объектив ( $Ob$ ) ва окулярдан ( $Ok$ ) иборат бўлиб, бу системалар бир-биридан фокус масофаларига қараганда анчагина катта масофага узоқлаштирилган бўлади, (38 расм). Кўрилаётган  $OP$  буюм объективнинг биринчи фокуси  $F_1$  олдида унга бевосита яқин жойлаштирилади. Буюмнинг объектив ҳосил қилган катталаштирилган  $O'P'$  тескари тасвирига окуляр



орқали, худди лупа орқали қарагандек қаралади. (9.11) формулага кўра, объектив ҳосил қиладиган кўндаланг катталаштириш қуйидагига тенг:

$$\beta_1 = -\frac{x'_1}{f_1} \approx -\frac{\Delta}{f_1},$$

бу ерда  $\Delta$  орқали объективнинг орқа фокуси  $F'_1$  билан окулярнинг олдинги фокуси  $F_2$  орасидаги масофа белгиланган ( $O'P'$  тасвир окулярнинг  $F_2$  фокусига бевосита яқин жойда бўлиши керак, шунинг учун  $x'_1$  ни  $\Delta$  га тенг деб ҳисоблаш мумкин). Демак, объектив ҳосил қилаётган тасвирнинг ўлчами

$$-y' = -y\beta_1 = y\frac{\Delta}{f_1}$$

бўлади.

Буюмнинг микроскоп орқали кўриниш бурчаги  $\varphi'$  нинг тангенси учун қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\operatorname{tg} \varphi' = \frac{-y'}{f_2} = y\frac{\Delta}{f_1 f_2}$$

(лупа учун чиқарилган ана шундай муносабатга қаранг).  $\operatorname{tg} \varphi'$  нинг бу қийматини  $\operatorname{tg} \varphi = y/l_{\text{ок}}$  га бўлиб, қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\Gamma = \frac{l_{\text{ок}} \Delta}{f_1 f_2}. \quad (14.4)$$

Бу формуладан кўринадики, катта катталаштиришлар олиш учун объектив ва окулярнинг фокус масофаларини камайтириш керак. Амалда  $f_1$  масофа 1 мм,  $f_2 \sim 10$  мм,  $\Delta \sim 100$  мм бўлади. Шу қийматлар учун

$$\Gamma = \frac{250 \cdot 100}{1 \cdot 10} = 2500.$$

Фокус масофаларини камайтириб ва  $\Delta$  ни катталаштириб, исталганча катта  $\Gamma$  олиш мумкиндай туюлади. Бироқ ёруғликнинг тўлқин табиати микроскоп ҳосил қиладиган катталаштиришга чегара қўяди (27-параграфга қаранг).

**Дурбин.** Узоқдаги нарсаларни кўриш учун дурбинлар ишлатилади. Осмон ёриткичларини кузатиш учун мўлжалланган дурбинлар телескоплар деб аталади.

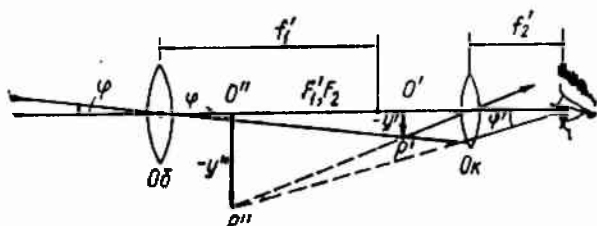
Дурбин объектив (*Об*) ва окулярдан (*Ок*) иборат бўлиб, улар шундай жойлаштирилган бўладики, объективнинг орқа фокуси  $F'_1$  окулярнинг олдинги фокуси  $F_2$  билан устма-уст тушади (39-расм). Бундай оптикавий системалар телескопик системалар дейилади. Тасвирнинг кескинлигини бошқариш учун объектив билан окуляр орасидаги масофа бир оз ўзгартирилиши мумкин.

Узоқдаги буюмнинг объектив ҳосил қиладиган  $O'P'$  тасвири амалда объективнинг орқа фокал текислигида ётади. Бу тасвирга окуляр орқали қарагандек қаралади. Буюмгача бўлган масофага нисбатан дурбиннинг узунлигини ҳисобга олмаслик мумкин. Шунинг учун қуролланмаган кўзга буюм  $\varphi$  бурчак остида кўринади, деб ҳисоблаш мумкин. Бу бурчакнинг тангенси —  $y'/f'_1$  га тенг. Буюмнинг дурбин орқали кўриниш бурчаги  $\varphi'$  бўлса, бу бурчакнинг тангенси —  $y'/f'_2$  га тенг. Демак, дурбин ҳосил қиладиган катталаштириши учун қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$\Gamma = \frac{\text{tg } \varphi'}{\text{tg } \varphi} = \frac{f'_1}{f'_2}, \quad (14.5)$$

буидан  $\Gamma$  объектив ва окуляр фокус масофаларининг нисбати-га тенг эканлиги келиб чиқади.

39-расмдан кўринадик, дурбин кўриляётган буюмнинг тескари тасвирини беради. Телескоплар учун бунинг аҳамияти

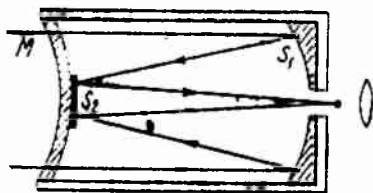


39-расм.

йўқ. Ердаги нарсаларни кузатиш учун мўлжалланган дурбинларда эса тўғри тасвир ҳосил қилиш учун қўшимча ағдарувчи системалар киритилади.

Ёруғлик нурлари фақат синадиган телескоплардан (бундай системалар рефракторлар дейилади) ташқари, шундай телескоплар ҳам ишлатиладики, уларда объектив хизматини параболик ботиқ кўзгу бажаради. Кўзгу ҳосил қилган тасвирга окуляр орқали қаралади. Бундай телескоплар рефлекторлар деб аталади. Рефлектор биринчи марта Ньютон томонидан ясалган эди. Рефлекторнинг афзалликларидан бири унда хроматик aberрациянинг бўлмаслигидадир.

Совет оптотехниги Д. Д. Максудов ихтиро қилган менискли телескоплар нисбатан содда ясалиши билан бир қаторда аъло даражада яхши оптиквий хоссаларга эга. Бу телескопларда (40-расм) объектив ролини сферик кўзгу (ясаш учун анча мураккаб бўлган параболик кўзгу



40-расм.

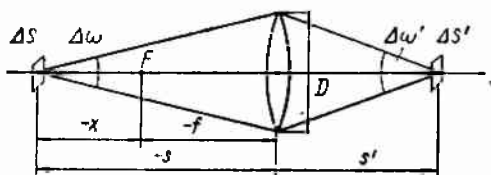
ўрнига) қавариқ-ботиқ линза (менискли) билан биргаликда бажаради. Бундай линза, кўзгу каби ахроматик бўлади. Кўзгуга ва менискка хос бўлган сезиларли сферик абберация уларда қарама-қарши ишорали бўлади ва шу сабабли, деярли бутунлай йўқолади.

Буюмдан келаётган нурлар  $M$  мениск орқали ўтиб,  $S_1$  сферик кўзгудан қайтади ва менискнинг алюминланган ва қавариқ кўзгуни ҳосил қиладиган  $S_2$  соҳасига тушади. Нурлар  $S_2$  дан қайгиб, окулярга тушади. Нурлар асбоб ичидаги йўлни у ёқ—бу ёққа бир неча марта босиб ўтгани учун Максутов телескоплари ўлчовларининг ва оғирлигининг кичик бўлиши билан ҳам ажралиб туради. Максутов системалари осмон ёриткичларини кузатишда ҳам, ердаги нарсаларни кузатишда ҳам қўлланади.

### 15-§. Объективнинг ёруғлик кучи

Объективнинг ёруғлик кучи деб буюмнинг берилган равшанлигида объектив ҳосил қиладиган тасвирнинг ёритилганлигини характерловчи катталikka айтилади.

Фотоаппарат ёки проектор объективи ҳосил қиладиган тасвирнинг ёритилганлигини ҳисоблаймиз. Объектив битта юпқа



41- расм.

линзадан ибораг деб ҳисоблаймиз (41-расм). Буюм ва тасвир объективнинг оптикавий ўқиға перпендикуляр текисликларда ётади деб фараз қилайлик. Буюмнинг  $\Delta S$  юзачасини объектив тасвирнинг  $\Delta S'$  юзачаси кўринишида акс эттиради. (6.10) формулага мувофиқ  $\Delta S$  юзачанинг объектив орқали юборадиган оқими ( $\cos \vartheta = 1$ )

$$\Delta\Phi = B\Delta\omega\Delta S$$

бўлади, бунда  $B$  — юзачанинг равшанлиги,  $\Delta\omega$  — фазовий бурчак бўлиб,  $\Delta S$  юзача турган жойдан линза (мураккаб объектив бўлган ҳолда — объективнинг кириш қорачиғи) шу бурчак остида кўринади. Бу бурчак апертуравий кириш бурчағи деб аталади.

Объективдан синдирувчи сиртларда ёруғликнинг қисман қайтиши ва ёруғликнинг ютилиши ҳисобига кучсизланган

$$\Delta\Phi' = k\Delta\Phi = kB\Delta\omega\Delta S$$

оқим чиқади, бунда  $k$  — оқимнинг кучсизланишини характерловчи бирдан кичик коэффициентдир. Тасвирнинг бу оқими ҳосил қилган ёритилганлиги қуйидагига тенг:

$$E = \frac{\Delta\Phi'}{\Delta S'} = kB\Delta\omega \frac{\Delta S}{\Delta S'}. \quad (15.1)$$

Тасвир ва буюмнинг чизиқли улчовлари нисбати кўндаланг катталаштириш  $\beta$  га тенг бўлгани учун,  $\Delta S'/\Delta S = \beta^2$ . (9.11) ифодадаги  $x$  ни  $s - f$  билан алмаштириб (23-расмга қаранг), қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\beta = -\frac{f}{x} = -\frac{f}{s-f} = -\frac{f/s}{1-f/s}.$$

(9.9) га кўра  $1 - f/s = f'/s'$ ; демак,

$$\beta = -\frac{f}{f'} \frac{s'}{s}.$$

Агар объективнинг иккала томонида синдириш кўрсаткичлар бир хил бўлса,  $f = -f'$  [(9.3) формулага қаранг] ва

$$\beta = \frac{s'}{s}.$$

Шундай қилиб,

$$\frac{\Delta S'}{\Delta S} = \beta^2 = \frac{s'^2}{s^2}. \quad (15.2)$$

бу формулалардаги  $s$  ва  $s'$  линза марказидан буюмгача ва тасвиргача бўлган масофалардир.

Мулоҳазага шундай  $\Delta\omega'$  бурчакни киритамизки,  $\Delta S'$  юзача турган жойдан линза (мураккаб объектив бўлган ҳолда—объективнинг чиқиш қорачиғи) шу бурчак остида кўринади. Бу бурчак апертуравий чиқиш бурчаги деб аталади.

$\Delta\omega$  ва  $\Delta\omega'$  бурчаклар кичик бўлгани сабабли уларни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\Delta\omega = \frac{\pi (D/2)^2}{s^2}, \quad \Delta\omega' = \frac{\pi (D/2)^2}{s'^2}. \quad (15.3)$$

Бу ифодалардаги  $D$ —линза гардишининг диаметри (мураккаб объектив бўлган ҳолда—объективнинг ҳақиқий диафрагмаси диаметридир).

(15.3) формуладан келиб чиқадики  $s'^2/s^2 = \Delta\omega/\Delta\omega'$ . Шунинг учун (15.2) нисбатни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{\Delta S'}{\Delta S} = \beta^2 = \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'}. \quad (15.4)$$

$\Delta S/\Delta S'$  нисбатнинг бу ердан чиқадиган қийматини (15.1) формулага қўйиб,

$$E = kB\Delta\omega' \quad (15.5)$$

ифодани оламиз.

Фотоаппаратларда тасвиргача бўлган  $s'$  масофа амалда фокус масофаси  $f'$  га тенг. Шунинг учун  $\Delta\omega'$  ни  $\pi(D/2)^2/f'^2$  га тенг деб ҳисоблаш мумкин. Бу қиймагни (15.5) га қўйиш қуйидаги ифодани беради:

$$E = \frac{\pi}{4} kB \left(\frac{D}{f'}\right)^2. \quad (15.6)$$

Шундай қилиб, буюмнинг берилган  $B$  равшанлигида фотоаппарат объективи ҳосил қиладиган тасвирнинг ёритилганлиги  $(D/f')^2$  катталиқка пропорционал бўлади. Бу катталик объективнинг геометрик ёруғлик кучи ёки тўғридан-тўғри, ёруғлик кучи деб юритилади.  $\kappa$  коэффициентнинг геометрик ёруғлик кучига кўпайтмаси физикавий ёруғлик кучи деб аталади.  $D/f'$  катталик нисбий тешик деб аталади. Купинча  $D/f'$  нисбатни, яъни объективнинг нисбий тешигини объективнинг ёруғлик кучи деб атайдилар.

Проекторларда фокус масофаси  $f$  амалда, буюмгача бўлган  $s$  масофага тенг бўлади. Шунинг учун  $\Delta\omega$  бурчакни  $\pi(D/2)^2/f^2$  га тенг деб ҳисоблаш мумкин. (15.5) ифодани қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$E = kB \frac{\Delta\omega'}{\Delta\omega} \Delta\omega.$$

(15.4) га мувофиқ,  $\Delta\omega'/\Delta\omega$  ни  $1/\beta^2$  билан алмаштириб ва  $\Delta\omega$  нинг қийматини қўйиб, қуйидаги натижани оламиз;

$$E = \frac{\pi}{4} kB \left(\frac{D}{f}\right)^2 \frac{1}{\beta^2}. \quad (15.7)$$

Демак, бу ҳолда ҳам тасвирнинг ёритилганлиги объективнинг  $(D/f)^2$  ёруғлик кучига пропорционал бўлади (эслатиб ўтамизки,  $f = -f'$ ) бундан ташқари, ёритилганлик чизиқли катталаштиришнинг квадратига, яъни тасвирнинг юзига тескари пропорционал бўлади.

### III БОБ

## ЎРУҒЛИК ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ

### 16-§. Ўруғлик тўлқини

Ўруғлик мураккаб ҳодисадир: баъзи ҳолларда у ўзини электромагнит тўлқин каби тутади, бошқа ҳолларда эса, махсус варралар (фотонлар) оқими каби тутади. III — VII бобларда тўлқин оптика баён қилинади, яъни шундай ҳодисалар ҳақида сўз борадики, улар асосида ўруғликнинг тўлқин табиати ётади. VIII ва IX бобларда ўруғликнинг корпускуляр табиати билан боғлиқ бўлган ҳодисалар кўриб чиқилади.

Мисол учун,  $x$  ўқи бўйича тарқалаётган ясси электромагнит тўлқин қуйидаги тенгламалар билан ифодаланади [II том, (110.13) формулага қаранг]:

$$\left. \begin{aligned} E &= E_m \cos(\omega t - kx + \alpha), \\ H &= H_m \cos(\omega t - kx + \alpha). \end{aligned} \right\} \quad (16.1)$$

Бошланғич фаза  $\alpha$  нинг қиймати  $t$  ва  $x$  ларнинг ҳисоб бошини танлаб олиш билан аниқланади. Битта тўлқин ҳақида сўз бораётган бўлса, вақт ва координатанинг ҳисоб боши одатда шундай танлаб олинадики, натижада  $\alpha$  нолга тенг бўлади. Бир неча тўлқинлар бирга олиб қаралаётганда уларнинг ҳаммаси учун бошланғич фазаларнинг нолга айланишига эришиш кўпинча, мумкин бўлмайди.

Электромагнит тўлқинда икки вектор — электр майдон кучланганлиги ва магнит майдон кучланганлиги векторлари тебранади. Тажрибалар кўрсатадики, ўруғликнинг физиологик, фотохимиявий, фотоэлектрик ва бошқа таъсирларини электр векторнинг тебранишлари вужудга келтиради. Шунга мувофиқ биз, бундан кейин, ўруғлик вектори ҳақида гапирамиз ва бу билан электр майдон кучланганлиги векторини кўзла тутамиз. Ўруғлик тўлқинининг магнит векторини биз қарийб тилга олмаймиз.

Ўруғлик вектори амплитудасининг модулини  $A$  ҳарфи билан белгилаймиз. Ўруғлик вектори проекциясининг вақтда ва фазода ўзгаришини кўрсатуви

$$A \cos(\omega t - kx + \alpha) \quad (16.2)$$

қонунни ёруғлик тўлқинининг тенгламаси деб атаймиз. А катталикни эса, ёруғлик тўлқинининг амплитудаси деб атаймиз.

Куринадиган ёруғликнинг тўлқин узунликлари қуйидаги чегаралар орасида жойлашган:

$$\lambda_0 = 0,40 - 0,75 \text{ мк.} \quad (16.3)$$

Бу қийматлар вакуумдаги ёруғлик тўлқинларига тегишлидир. Синдириш кўрсаткичи  $n$  бўлган муҳитда ёруғлик тўлқинларининг узунликлари бошқача бўлади  $\nu$  частотали тебранишлар учун вакуумдаги тўлқин узунлиги  $\lambda_0 = c/\nu$  бўлади. Ёруғлик тўлқинининг фазовий тезлиги  $v = c/n$  бўлган муҳитда тўлқин узунлигининг қиймати  $\lambda = v/\nu = c/\nu n = \lambda_0/n$  бўлади. Шундай қилиб, ёруғликнинг синдириш кўрсаткичи  $n$  бўлган муҳитдаги тўлқин узунлиги билан вакуумдаги тўлқин узунлиги қуйидаги муносабат билан боғланган:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (16.4)$$

Куринадиган ёруғлик тўлқинларининг частоталари қуйидаги чегараларда ётади:

$$\nu = (0,75 - 0,40) \cdot 10^{15} \text{ гц.} \quad (16.5)$$

Тўлқин олиб борадиган энергия оқими зичлиги векторининг ўзгариш частотаси ундан ҳам катта бўлади ( $u \sim \nu^2$  га тенг). Энергия оқимининг бу қадар тез ўзгариб туришини кўз ҳам, ёруғлик энергиясини қабул қилувчи бошқа бир асбоб ҳам пайқай олмайди, шу сабабли улар вақт бўйича ўртача ёруғлик оқимини қайд қиладилар. Ёруғлик оқими зичлигининг вақт бўйича ўртача қиймати, яъни тўлқиннинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр майдончанинг юза берлиги орқали ўтадиган вақт бўйича ўртача ёруғлик оқими фазонинг берилган нуқта-сидаги ёруғлик интенсивлиги  $I$  деб юритилади<sup>1)</sup>.

Электромагнит тўлқинларнинг модда ичидаги фазовий тезлиги шу тўлқинларнинг бўшлиқдаги тезлиги  $c$  билан қуйидаги муносабат орқали боғланган [II том, (109.10) формулага қарамг]:

$$v = \frac{c}{\nu \mu}.$$

<sup>1)</sup> Ёруғлик интенсивлигининг ана шундай таърифни бирдан-бир мумкин бўлган таъриф деб ўйлаймиз. Афсуски, оптика бўйича ёзилган қўлланмаларда бу тушунча куп ишлатилса ҳам, ёруғлик интенсивлигининг аниқ таърифи берилмайди. Физиканинг энциклопедик луғатида (2- том, 187- бет) айтилганки, „ёруғлик интенсивлиги — ёруғликнинг кўп қўлланиладиган миқдорий характеристикаси бўлиб, у аниқ таърифга эга эмас“. Бизнингча, бундай ҳол мутлақо номақбулдир. Ҳар қандай миқдорий характеристика қатъий ва аниқ таърифланиши керак.

Бу ифодани (2.2) формула билан таққослаб, синдириш кўрсаткичи  $n = \sqrt{\epsilon \mu}$  бўлишини топамиз. Ҳозирги вақтда маълум бўлган ҳамма шаффоф моддалар учун магнит сингдирувчанлик  $\mu$  амалда бирга тенг бўлади. Шунинг учун

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (16.6)$$

деб ёзиш мумкин.

(16.6) формула модданинг оптикавий хоссалари билан унинг электр хоссаларини боғлайди. Биринчи қарашда бу формула нотўғри бўлиб кўриниши мумкин. Масалан, сув учун  $\epsilon = 81$  ва  $n = 1,33$ . Бироқ шуни эсдан чиқармаслик керакки,  $\epsilon = 81$  қиймат электростатик ўлчашлар йўли билан олинган. Тез ўзгарадиган электр майдонларида эса  $\epsilon$  нинг қиймати бошқача бўлиб, у майдон тебранишларининг частотасига боғлиқ бўлади. Ана шу ҳодиса ёруғлик дисперсиясига, яъни синдириш кўрсаткичининг (ёки ёруғлик тезлигининг) частотага (ёки тўлқин узунлигига) боғлиқ бўлишига сабаб бўлади.  $\epsilon$  нинг тегишли частота учун олинган қийматини (16.6) формулага қўйиш  $n$  нинг тўғри қийматини беради.

Электромагнит тўлқин олиб борадиган энергия оқимининг зичлиги Пойнтинг вектори  $\mathbf{S} = [\mathbf{E}\mathbf{H}]$  орқали берилади [II том, (112.3) формулага қаранг]. Иккинчи томдаги (110.11) формулага кўра, электромагнит тўлқинда  $\mathbf{E}$  ва  $\mathbf{H}$  векторлар амплитудаларининг модуллари қуйидаги муносабат билан боғланган:

$$E_m \sqrt{\epsilon \epsilon_0} = H_m \sqrt{\mu \mu_0} \approx H_m \sqrt{\mu_0}$$

( $\mu = 1$  деб ҳисобладик). Бундан

$$H_m = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_m = n E_m \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$$

келиб чиқади, бу ерда  $n$  — электромагнит тўлқин тарқалаётган муҳитнинг синдириш кўрсаткичи Шундай қилиб,  $H_m$  нинг қиймати  $E_m$  ва  $n$  га пропорционалдир:

$$H_m \propto n E_m \quad (16.7)$$

Пойнтинг вектори модулининг вақт бўйича ўртача  $\bar{S}$  қиймати  $E_m H_m$  га пропорционалдир. Демак, (16.7) ни эътиборга олиб қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\bar{S} \propto n E_m^2 = n A^2.$$

(5.3) формулага мувофиқ, ёруғлик оқимининг зичлиги энергия оқими зичлиги билан кўриниш функциясининг кўпайтмасига тенг. Демак, ёруғлик интенсивлиги  $I$  (у ёруғлик оқимининг вақт бўйича ўртача зичлигига тенг)  $\bar{S}$  га пропорционал,



яъни муҳитнинг синдириш кўрсаткичига<sup>1)</sup> ва ёруғлик тўлқини амплигудасининг квадратига пропорционал:

$$I \propto nA^2. \quad (16.8)$$

Иккита бир жинсли ва изотроп шаффоф муҳитларни ажратиб турувчи чегарада ёруғлик тўлқини ўзини қандай тутишини қараб чиқамиз. Дастлаб тўлқин синдириш кўрсаткичи  $n_1$  бўлган  $I$  муҳитда тарқалаяпти деб фараз қилайлик. Масалани соддалаштириш учун чегарани ясси ва тўлқиннинг тарқалиш йўналиши бу чегарага перпендикуляр, деб ҳисоблаймиз. Тўлқин чегара сиртига етгач, синдириш кўрсаткичи  $n_2$  бўлган  $2$  муҳитга қисман ўтади, қисман эса—қайтади. Мана шу тўлқиннинг қайтиши натижасида дастлабки (тушувчи) тўлқинга қарши тарқалувчи тўлқин вужудга келади. Тушувчи тўлқиннинг чегарага бевосита яқин жойдаги ёруғлик векторини  $E_1$  орқали белгилаймиз, чегарадан ўтган тўлқиннинг ёруғлик векторини  $E_2$  орқали, қайтган тўлқиннинг ёруғлик векторини эса  $E_1'$  орқали белгилаймиз ( $E_2$  ва  $E_1'$  векторлар ҳам,  $E_1$  вектор каби, муҳитларни ажратиб турувчи чегара бевосита яқин жойларда олинади). Муҳитлар бир жинсли ва изотроп бўлгани сабабли учала вектор бир текисликда (муҳитларни ажратиб турувчи сиртга перпендикуляр текисликда) ётади. Биринчи муҳитда тушувчи ва қайтган тўлқинлар суперпозицияси ўринли бўлади. Натижавий электр майдони  $E_1 + E_1'$  вектор билан характерланади. Иккинчи муҳитда майдон  $E_2$  вектор билан характерланади.  $E$  векторнинг иккала муҳитдаги тангенциал ташкил этувчилари бир хил бўлиши керак [II том, (17.3) формулага қаранг]:

$$(E_1 + E_1') \text{ тангенц. т. э.} = (E_2) \text{ тангенц. т. э.} \quad (16.9)$$

$E_1$  векторнинг йўналишини  $x$  ўқи деб қабул қиламиз ва ҳамма ёруғлик векторларини шу ўққа проекциялаймиз. (16.9) шартга мувофиқ

$$E_{1x} + E_{1x}' = E_{2x} \quad (16.10)$$

бўлади.  $x$  ўқи ана шу айтилгандек танлаб олинганда  $E_{1x}$  проекция мусбат ва  $E_1$  векторнинг модулига тенг бўлади. Қолган икки проекциянинг ишораларини биз белгилашимиз керак. Агар проекциянинг ишораси мусбат бўлиб чиқса, у ҳолда тегишли  $E$  вектор  $E_1$  билан бир хил томонга йўналган, деган маънони билдиради ва демак, тушаётган тўлқиндаги ва берил-

1) Ёруғлик интенсивлигининг синдириш кўрсаткичига пропорционаллиги одатда эътибордан четда қолади ва  $I \propto A^2$  деб ҳисобланади. Ёруғликнинг бир жинсли муҳитда тарқалиши қаралаётган бўлса, бунга бемалол йул қўйиш мумкин. Лекин ёруғликнинг икки муҳит орасидаги чегарадан утиши текшириладиганда интенсивликнинг ифодасида  $n$  купайтувчинини ҳисобга олмаслик ёруғлик оқимининг сақланмаслигига олиб келади. Ушбу параграфнинг охирида бу ҳақда батафсилроқ гапирилади.

ган  $E$  билан характерланувчи тўлқиндаги тебранишлар чегарада бир хил фазали бўлади. Агар проекциянинг ишораси манфий бўлиб чиқса, бу,  $E$  ва  $E_1$  векторлар қарама-қарши томонларга йўналган, деган маънони билдиради, бинобарин, тегишли тўлқинлардаги тебранишлар чегарада қарама-қарши фазали бўлади.

Тушаётган тўлқин олиб келаётган энергия муҳитлар чегарасида иккинчи муҳитга ўтган тўлқин билан қайтган тўлқин орасида тақсимланади. Тўлқин олиб бораётган энергия оқимининг зичлиги  $nE^2$  кўпайтмага пропорционал бўлишини биз юқорида белгиланган эдик [(16.8) формулага қаранг]. Демак, энергиянинг сақланиш қонунидан қуйидаги тенглама келиб чиқади:

$$n_1 E_{1x}^2 = n_1 E_{1x}'^2 + n_2 E_{2x}^2. \quad (16.11)$$

(16.10) ва (16.11) тенгламалардан  $E_{1x}'$  ни йўқотсак, қуйидаги муносабат келиб чиқади:

$$E_{2x}^2 = \frac{2E_{1x}E_{2x}}{1 + (n_2/n_1)}.$$

Бу ифоданинг чап томони нолдан катта, шунинг учун ўнг томони ҳам мусбат бўлиши керак. Бундан  $E_{1x} E_{2x} > 0$  эканлиги келиб чиқади. Демак,  $E_1$  ва  $E_2$  векторлар ҳамма вақт бир хил йўналишда бўлади, яъни тушаётган ва иккинчи муҳитга ўтган тўлқинлардаги тебранишлар чегарада бир хил фазали бўлади: тўлқин шу чегара орқали ўтганда фазавий сакраш содир бўлмайди.

(16.10) ва (16.11) тенгламалардан  $E_{2x}$  ни йўқотсак,  $E_{1x}'$  учун қуйидаги қиймагга олиш осон:

$$E_{1x}' = \frac{1 - (n_2/n_1)}{1 + (n_2/n_1)} E_{1x} \quad (16.12)$$

Бу формуладан  $n_2 < n_1$  бўлганда  $E_{1x}'$  нинг ишораси  $E_{1x}$  нинг ишораси билан бир хил бўлиши келиб чиқадики, бу, тушаётган ва қайтган тўлқинлардаги тебранишлар чегарада бир хил фазали бўлади: тўлқин қайтганда унинг фазаси ўзгармайди, деган маънони билдиради. Агар  $n_2 > n_1$  бўлса,  $E_{1x}'$  нинг ишораси  $E_{1x}$  нинг ишорасига қарама-қарши бўлади, тушаётган ва қайтган тўлқинлардаги тебранишлар чегарада қарама қарши фазали бўлади: тўлқин қайтганда унинг фазаси сакраш йўли билан  $\pi$  га ўзгаради. Бу хулоса тўлқин икки шаффоф муҳитни ажратиб турувчи чегарага қия йўналишда тушаётганда ҳам ўринли бўлади.

Шундай қилиб, ёруғлик тўлқини оптикавий зичлиги кичикроқ муҳитни оптикавий зичлиги каттароқ муҳитдан ажратиб турувчи чегарадан қайтганда ( $n_1 < n_2$  бўлганда) ёруғлик вектори тебранишларининг фазаси  $\pi$  га ўзгаради. Оптикавий зичлиги каттароқ муҳитни оптикавий зичлиги кичикроқ муҳитдан

ажрагиб турувчи чегарадан қайтганда эса ( $n_1 > n_2$  бўлганда) фазанинг бундай ўзгариши рўй бермайди.

(16.12) ифода ёруғлик тўлқинининг қайтиш коэффиценти  $\rho$  ни аниқлаш имконини беради (икки шаффоф муҳит чегарасига тўлқин нормал йўналишда тушаётган ҳол учун). Ҳақиқатдан ҳам, таъриф бўйича

$$\rho = \frac{I_1'}{I_1} = \frac{n_1 E_1'^2}{n_1 E_1^2} = \frac{n_1 E_{1x}'^2}{n_1 E_{1x}^2},$$

бунда  $I_1'$  — қайтган тўлқиннинг интенсивлиги,  $I_1$  — тушаётган тўлқиннинг интенсивлиги. Бу ифодага  $E_{1x}'/E_{1x}$  нисбатнинг (16.12) дан олинган қийматини қўйиб, соддагина ўзгаришларни бажарсак, қуйидаги формулага келамиз:

$$\rho = \left( \frac{n_1 - 1}{n_1 + 1} \right)^2 \quad (16.13)$$

( $n_{12} = n_2/n_1$  — иккинчи муҳитнинг биринчи муҳитга нисбатан синдириш кўрсаткичи).

Тўлқиннинг иккинчи муҳитга қарши коэффиценти  $\tau$  учун қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$\tau = \frac{I_2}{I_1} = \frac{n_2 E_2^2}{n_1 E_1^2} = \frac{n_2 E_{2x}^2}{n_1 E_{1x}^2} = n_{12} \left( \frac{2}{n_{12} + 1} \right)^2. \quad (16.14)$$

(16.13) ва (16.14) ифодаларнинг йиғиндиси бирга тенг эканини (ўзи шундай бўлиши шарт) кўриш қийин эмас. Агар биз интенсивликни  $E^2$  га пропорционал деб қабул қилсак ( $n$  кўпайтувчини ҳисобга олмасак), (16.14) ифодада  $n_{12}$  кўпайтувчи бўлмас эди ва  $\rho + \tau$  йиғинди бирдан фарқли бўлар эди. Бу эса, ёруғлик оқимининг сақланмаслигини билдирган бўлар эди.

Шуни ҳам қайд қиламизки, (16.13) формулада  $n_{12}$  ни унга тескари бўлган  $n_{21} = 1/n_{12}$  катталиқ билан алмаштирсак,  $\rho$  нинг қиймати ўзгармайди. Демак, иккита берилган муҳитни ажратиб турувчи сиртнинг қайтариш коэффиценти ёруғликнинг иккала тарқалиш йўналиши учун бир хил бўлар экан.

Шишаларнинг синдириш кўрсаткичи 1,5 га яқин бўлади. (16.3) формулага  $n_{12} = 1,5$  ни қўйиб,  $\rho = 0,04$  ни оламиз. Шундай қилиб, шиша пластинканинг ҳар бир сирти ўзига тушган ёруғлик оқимининг (тушиш нормал йўналишга яқин бўлганда) 4% га яқинини қайтаради.

## 17-§. Ёруғлик тўлқинларининг интерференцияси

Бир хил частотали иккита тўлқин қўшилганда фазонинг бирор нуқтасида бир хил йўналган

$$A_1 \cos(\omega t + \alpha_1),$$

$$A_2 \cos(\omega t + \alpha_2)$$

тебранишларни уйғотяпти, деб фараз қилайлик.

Маълумки, берилган нуқтадаги натижавий тебраниш амплитудаси қуйидаги формуладан топилади [I том, (69 2) формулага қаранг]:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1).$$

Агар тўлқинлар уйғотаётган тебранишларнинг фазалар фарқи  $\alpha_2 - \alpha_1$  вақт бўйича ўзгармаса, когерент тўлқинлар дейилади. Бундай тўлқинларнинг манбалари ҳам когерент манбалар деб аталади.

Тўлқинлар когерент булмаганда  $\alpha_2 - \alpha_1$  узлуксиз равишда ўзгарали ва ҳар қандай қийматни бир хил эҳтимол билан қабул қила олади. Шу сабабли  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$  нинг вақт бўйича ўртача қиймати нолга тенг. Бу ҳолда

$$\bar{A}^2 = \bar{A}_1^2 + \bar{A}_2^2.$$

Бундан, (16.8) муносабатни эътиборга олиб, нокогерент тўлқинлар устма-уст тушгандаги интенсивлик ҳар бир тўлқин алоҳида ҳосил қиладиган интенсивликларни йиғиндисига тенг бўлади, деган хулосага келамиз:

$$I = I_1 + I_2 \quad (17.1)$$

Тўлқинлар когерент бўлганда  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$  нинг қиймаги вақт ўтиши билан ўзгармайди (лекин фазонинг ҳар бир нуқтасида ўз қиймати бўлади), яъни

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1). \quad (17.2)$$

Фазонинг қайси нуқталари учун  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) > 0$  бўлса, у ўша жойларда  $I_1 - I_2$  дан катта бўлади; қайси нуқталарда  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) < 0$  бўлса,  $I$  ўша жойларда  $I_1 + I_2$  дан кичик бўлади. Шундай қилиб, когерент ёруғлик тўлқинлари устма-уст тушганда ёруғлик оқимининг фазода қайта тақсимланиши рўй беради, натижада фазонинг баъзи жойларида интенсивликнинг максимумлари, бошқа жойларида - минимумлари вужудга келади. Бу ҳодиса тўлқинлар интерференцияси деб аталади. Иккала интерференцияланувчи тўлқиннинг интенсивликлари бир хил ( $I_1 = I_2$ ) бўлганда тўлқинлар интерференцияси айниқса яққол рўёбга чиқади. У ҳолда (17.2) га кўра минимумларда  $I = 0$  ва максимумларда  $I = 4I_1$  бўлади. Нокогерент тўлқинлар учун худди шу ҳолда ҳамма жойда бир хил ёритилганлик ( $I = 2I_1$ ) ҳосил бўлади [(17.1) формулага қаранг].

Айтилганлардан келиб чиқадики, бирор сирт бир неча ёруғлик манбалари билан ёритилаётганда (масалан, икки лампочка билан), афтидан интенсивликнинг ўзига хос максимумлари ва минимумлари навбатма-навбат жойлашган интерференцион манзара кузатилиши керак. Аммо кундалик тажрибдан маълумки, юқорида келтирилган ҳолда ёруғлик манбаларидан узоқ-

лашган сари сиртнинг ёритилганлиги монотон равишда камайиб боради ва ҳеч қандай интерференцион манзара кузатилмайди. Бунинг сабаби шундаки, ёруғликнинг табиий манбалари когерент эмас. Нурланувчи жисм сочаётган, ёруғлик жисм атомлари сочаётган тўлқинлар йиғиндисидан иборат. Алоҳида атомнинг нурланиши  $10^{-8}$  сек чамаси давом этади. Шу вақт ичида дўнглик ва ботиқликларнинг тахминан 3 м узунликдаги кетма-кетлиги (ёки, бошқача иборада тўлқинлар тизмаси) вужудга келиб улгуради. Атом „ўчиб“ бир қанча вақт ўтгач, янгидан „чақнаб“ кетади. Бироқ янги тўлқинлар тизмасининг фазаси олдинги тизманинг фазаси билан мутлақо боғлиқ эмас. Бирданига жуда кўп атомлар „чақнайди“. Улар уйғотадиган тўлқинларнинг тизмалари бир-бирининг устига тушиб, жисм тарқатаётган ёруғлик тўлқинини ҳосил қилади. Бу тўлқинда  $10^{-8}$  сек тартибдаги вақт ўтиши билан бир группа атомларнинг ёруғлиги бошқа группанинг ёруғлиги билан алмашиб туради, натижавий тўлқиннинг фазаси эса, сакраш йўли билан тасодифий равишда ўзгариб туради.

Когерентлик тушунчасини батафсилроқ муҳокама қиламиз. Масалаи, ўзгармас  $A$ ,  $\omega$  ва  $\alpha$  учун

$$A \cos(\omega t - kx + \alpha) \text{ ёки } \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha)$$

тенгламалар билан ифодаланадиган ёруғлик тўлқини абстракциядир. Реал ёруғлик тўлқинида фаза  $\alpha$  ( $A$  ва  $\omega$  ҳам лекин бизни фақат  $\alpha$  қизиқтиради) вақт ўтиши билан ва фазанинг бир нуқтасидан иккинчисига ўтиш билан тартибсиз равишда ўзгариб туради.

Дастлаб  $\alpha$  фазанинг  $t$  вақт ўтиши билан ўзгаришини қараб чиқамиз. Когерентлик вақти  $\tau$  тушунчасини киритамиз ва уни фазанинг тасодифий ўзгариши  $\sim \pi$  қийматга етиши учун ўтган вақт сифатида аниқлаймиз.  $\tau$  вақт ўтиши билан тебраниш гўё ўзининг бошланғич фазасини унутади ва ўзига нисбатан когерент бўлмай қолади. Табиий ёруғлик манбаининг нурланиши ҳақида юқорида айтилганлардан аёнки, бундай манба сочаётган ёруғлик тўлқинининг когерентлик вақти  $10^{-8}$  сек бўлади. Когерентлик вақти тўлқинлар тизмасининг давомлилиги деб ҳам юригилади.  $\tau$  вақт давомида тўлқин  $ct$  йўлни босиб ўтади, бу йўл тизманинг узунлигига тенг (баъзан бу катталики когерентлик узунлиги деб атайдилар). Тизма узунлиги давомида фазанинг тасодифий ўзгаришлари  $\sim \pi$  миқдорга етади.  $\tau \sim 10^{-8}$  сек бўлганда тизма узунлиги  $\sim 3$  м бўлади.

Энди фазанинг бир нуқтасидан иккинчисига ўтишда фаза ўзгаришларини қараб чиқамиз. Идеал ясси ёки сферик тўлқинда  $x = \text{const}$  текисликнинг, ёки  $r = \text{const}$  сферанинг ҳамма нуқталарида  $\alpha$  бир хил бўлади. Бу текисликларни ва сфераларни биз ўз вақтида тўлқин сиртлар деб атаган эдик. Идеал

ёруғлик тўлқинида „тўлқин сиртнинг“<sup>1)</sup> бир нуқтасидан иккинчисига ўтишида  $\alpha$  фаза тартибсиз равишда ўзгариб боради. Шундай  $l$  масофани киритамизки, „тўлқин сирт“ бўйича шу масофага силжиганда фазанинг тасодифий ўзгаришлари  $\sim \pi$  қийматга етади. „Тўлқин сиртнинг“ орасидаги масофа  $l$  дан кичик бўлган икки нуқтасидаги тебранишлар тахминан когерент булади. Бу хил когерентлик фазовий когерентлик дейилади. Фазонинг тўлқин эгаллаган қисмини шундай бўлакларга бўлиш мумкинки, уларнинг ҳар бирида тўлқин когерентлигини сақлайди. Бундай фазо бўлагининг ҳажми когерентлик ҳажми дейилади ва у катталиги жиҳатдан тизма узунлиги билан  $l$  диаметрли доира юзасининг кўпайтмасига тенг бўлади.

Ёруғлик тўлқинининг уни тарқатаётган қизитилган жисм сиртига яқин жойлардаги фазовий когерентлиги фақат бир неча тўлқин узунлигига тенг бўлган  $l$  билан чегараланади. Бунга қиздирилган жисмнинг турли қисмлари бир-бирига боғлиқ бўлмай, мустақил равишда нур сочиши сабаб бўлади. Манбадан узоқлашган сари фазовий когерентлик даражаси орта боради. Лазер нурунинг (86-параграфига қаранг) фазовий когерентлиги жуда катта бўлади. Лазернинг нур чиқадиган тешикчаси яқинида ёруғлик дастасининг бутун кўндаланг кесими бўйича фазовий когерентлик кузатилади.

Қисқа қилиб айтганда, когерентлик деб бир неча тебраниш ёки тўлқин процессларнинг бир-бирига мувофиқлашиб ўтишига айтилади. Икки тебраниш фазаларининг фарқи ( $\sigma_2 - \sigma_1$ ) фазонинг берилган нуқтасида вақт ўтиши билан ўзгармай қолишдан иборат бўлган мувофиқлашиш вақт бўйича когерентлик деб аталади. „Тўлқин сиртнинг“ турли нуқталаридаги тебранишлар фазаларининг фарқи ўзгармас бўлишдан иборат бўлган мувофиқлашиш фазовий когерентлик дейилади.

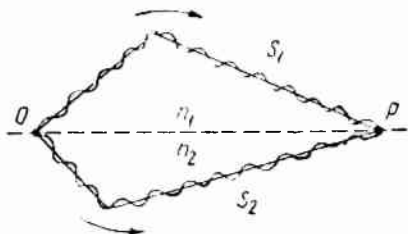
Юқорида ёруғликнинг табиий манбалари нокогерент бўлиши айтиб ўтилган эди. Бир манбадан чиқётган тўлқинни икки қисмга ажратиб (ёруғликнинг қайтиши ёки синиши ёрдамида), ёруғликнинг когерент тўлқинларини ҳосил қилиш мумкин. Агар бу икки тўлқинни ҳар хил оптикавий йўллари босиб ўтишга мажбур қилсак, сўнг уларни бир-бирига устма-уст туширсак, интерференция кузатилади. Интерференцияланувчи тўлқинлар босиб ўтадиган йўллари оптикавий узунликларини фарқи жуда катта бўлмаслиги керак. Чунки қўшилувчи тебранишлар тўлқинларнинг битта натижавий тизмасига тегишли бўлиши керак. Агар бу фарқ  $3\lambda$  (юқорироққа қаранг) тартибида бўлса, ҳар хил тизмаларга тегишли тебранишлар устма-

---

1) „Тўлқин сирт“ терминини қўштирноқ ичига олдик, чунки мазкур ҳолда уни  $x = \text{const}$  текисликларга ва  $r = \text{const}$  сфераларга нисбатан фақат шартли равишда ишлатиш мумкин. Турли нуқталардаги фазолар бир хил бўлмагани учун бу текисликлар ва сфералар ортиқ бир хил фазалар сирти бўлмай қолади.

уст тушади ва улар орасидаги фазалар фарқи тартибсиз ра-  
вишда узлуксиз ўзгариб туради.

Фараз қилайлик, икки когерент тўлқинга ажралиш  $O$  нуқ-  
тада амалга ошаётган бўлсин (42-расм).  $P$  нуқтага келгунча  
биринчи тўлқин синдириш кўрсаткичи  $n_1$  бўлган муҳитда  $s_1$   
йўлни босиб ўтади, иккинчи тўлқин эса, синдириш кўрсат-  
кичи  $n_2$  бўлган муҳитда  $s_2$  йўл-  
ни босиб ўтади. Агар  $O$  нуқ-  
тада тебраниш фазаси  $\omega t$  бўл-  
са, биринчи тўлқин  $P$  нуқтада



42- расм.

$$A_1 \cos \omega \left( t - \frac{s_1}{v_1} \right)$$

тебраниш уйғотади; иккинчи  
тўлқин эса,

$$A_2 \cos \omega \left( t - \frac{s_2}{v_2} \right)$$

тебраниш уйғотади; бу ерда  $v_1 = c/n_1$  ва  $v_2 = c/n_2$  — биринчи  
ва иккинчи тўлқинларнинг фазавий тезлиги. Демак, тўлқинлар  
 $P$  нуқтада уйғотган тебранишларнинг фаза фарқи қуйидагига  
тенг бўлади:

$$\delta = \omega \left( \frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{\omega}{c} (n_2 s_2 - n_1 s_1)$$

$\omega/c$  ўрнига  $2\pi \nu/c = 2\pi/\lambda_0$  ни қўйиб ( $\lambda_0$ —вакуумдаги тўлқин  
узунлиги) фазалар фарқи ифодасини қуйидаги кўринишда ёзиш  
мумкин:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (17.3)$$

бу ерда

$$\Delta = n_2 s_2 - n_1 s_1 = L_2 - L_1 \quad (17.4)$$

—тўлқинлар босиб ўтадиган йўллар оптикавий узунликларининг  
фарқига тенг кагталик бўлиб [(3.2) формулага қаранг], оп-  
тикавий йўллар фарқи дейилади.

(17.3) формуладан кўринадики, агар оптикавий йўллар фар-  
қи  $\Delta$  вакуумдаги тўлқин узунликларининг бутун сон марта  
олинганига тенг бўлса, яъни

$$\Delta = \pm k \lambda_0 \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (17.5)$$

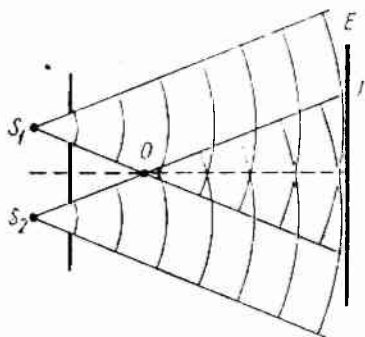
бўлса,  $\delta$  фазалар фарқи  $2\pi$  га каррали бўлади ва ҳар икки тўл-  
қин  $P$  нуқтада уйғогаётган тебранишларнинг фазаси бир хил  
булади. Демак, (17.5) шарт интерференцион максимумлар шар-  
тидир.

Агар  $\Delta$  вакуумдаги тўлқин узунликларининг ярим бутун  
сонига тенг бўлса, яъни

$$\Delta = \pm \left( k + \frac{1}{2} \right) \lambda_0 \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (17.6)$$

бўлса,  $\delta = \pm (k2\pi + \pi)$  бўлади ва  $P$  нуқтадаги тебранишлар қарама-қарши фазали бўлади. Шундай қилиб, (17.6) шарт интерференцион минимумлар шартидир.

Нурланувчи ингичка параллел иплар ёки тор ёриқлар кўринишидаги ҳақиқий ёки маъҳум  $S_1$  ва  $S_2$  манбалардан чиқувчи икки цилиндрик когерент ёруғлик тўлқинларини қараймиз (43- расм).



43- расм

Бу тўлқинлар устма-уст тушадиган  $OPQ$  соҳа интерференция майдони деб аталади. Бутун бу соҳада максимал ва минимал ёруғлик интенсивлиги бўлган жойлар алмашиши кузатилади. Агар интерференция майдонига  $E$  экран киритилса, унда интерференцион манзара кўринади. Цилиндрик тўлқинлар учун бу манзара кетма-кет жойлашган ёруғ ва хира тўғри чизиқли полосалар кўринишида бўлади. Экранни  $S_1$  ва  $S_2$  манбалардан ўтувчи текисликка параллел деб фараз қилиб, бу полосаларнинг кенглигини ҳисоблаймиз. Экрандаги нуқталарнинг ўрнини  $S_1$  ва  $S_2$  чизиқларга перпендикуляр йўналишда ўлчанадиган  $x$  координата билан характерлаймиз (44- расм). Ҳисоб бошини  $S_1$  ва  $S_2$  га нисбатан симметрик жойлашган  $O$  нуқтада танлаб оламиз. Манбалар бир хил фазادا тебранаётир деб ҳисоблаймиз. 44-расмдан келиб чиқадики,

$$s_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$s_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2,$$

бундан

$$s_2^2 - s_1^2 = (s_2 + s_1)(s_2 - s_1) = 2xd.$$

Биз қуйида кўрамызки, кўзга яққол кўринадиган интерференцион манзара ҳосил бўлиши учун манбалар орасидаги  $a$  масофа экрангача бўлган  $l$  масофадан кўп марта кичик бўлиши керак. Интерференцион полосалар ҳосил бўладиган соҳанинг катталигини кўрсатувчи  $x$  масофа ҳам  $l$  дан кўп марта кичик бўлади. Шу шартлар билан  $s_2 + s_1 \approx 2l$  деб ҳисоблаш мумкин. Синдириш кўрсаткичи  $n = 1$  бўлган муҳитда  $s_2 - s_1$  айирма оптик йўллар фарқи  $\Delta$  ни беради. Демак,

$$\Delta = \frac{xd}{l}, \quad (17.7)$$

деб ёзиш мумкин.



Δ нинг бу қийматини (17.5) шартнинг ифодасига қўйиб, интенсивликнинг максимумлари  $x$  нинг қуйидаги қийматларида кузатилишини топамиз:

$$x_{\max} = \pm k \frac{l}{d} \lambda_0 (k = 0, 1, 2, \dots). \quad (17.8)$$

(17.7) қийматни (17.6) шартга қўйиш натижасида интенсивлик минимумларининг координаталари келиб чиқади:

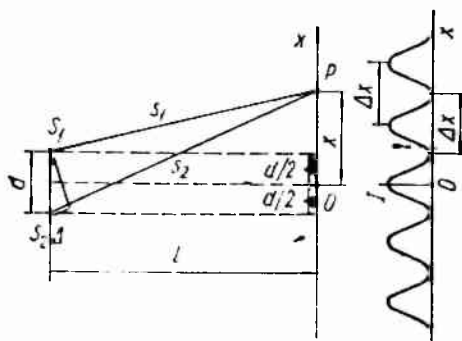
$$x_{\min} = \pm \left(k + \frac{1}{2}\right) \frac{l}{d} \lambda_0 (k = 0, 1, 2, \dots). \quad (17.9)$$

Интенсивликнинг иккита қўшни минимумлари орасидаги масофани интерференцион полосанинг кенглиги деб атаимиз. (17.9) формуладан келиб чиқадики, полосанинг кенглиги

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (17.10)$$

бўлади.

Интенсивликнинг икки қўшни максимумлари орасидаги масофа интерференцион полосалар орасидаги масофа деб аталади. (17.8) формуладан келиб чиқадики, полосалар орасидаги масофа ҳам (17.10) формула билан ифодаланadi.



44- расм.

Шу формулага мувофиқ, манбалар орасидаги  $d$  масофа камайган сари, полосалар орасидаги масофа орта боради.  $d$  нинг қиймати  $l$  га яқин бўлса, полосалар орасидаги масофанинг қиймати  $\lambda_0$  билан бир тартибда бўлар, яъни микроннинг бир бўлагига тенг бўлар эди. Бу ҳолда айрим полосалар бир-биридан ажралиб яққол кўриниб турмас эди. Интерференцион манзара аниқ бўлиши учун юқорида эслатиб ўтилган шарт бажарилиши керак:  $d \ll l$ .

Интерференцион полосаларнинг кенглиги ва улар орасидаги масофа тўлқин узунлиги  $\lambda_0$  га боғлиқ. Фақат манзаранинг марказида,  $x = 0$  бўлган жойда, ҳамма тўлқин узунликлар учун максимумлар устма-уст тушади. Манзаранинг марказидан узоқлашган сари ҳар хил рангларнинг максимумлари бир бирига

нисбатан борган сари кўпроқ силжийди. Бу ҳол оқ рангдаги ёруғликда кузагилаётган интерференцион манзаранинг суркалиб кетишига сабаб бўлади. Монохроматик ёруғликда кўзга яққол кўринадиган интерференцион полосалар сони сезиларли даражада кўпаяди. Ёруғлик ингенсивлиги  $l$  билан координата  $x$  орасида монохроматик ёруғликда ҳосил бўладиган муносабат 44-расмнинг ўнг томонида кўрсатилган.

Полосалар орасидаги  $\Delta x$  масофани ўлчаб ва  $l$  билан  $d$  ни билган ҳолда (17.10) формула бўйича  $\lambda_0$  ни ҳисоблаб чиқариш мумкин. Ҳар хил рангли ёруғлик нурлари учун тўлқин узунликлари дастлаб интерференция бўйича ўтказилган шундай тажрибалардан аниқланган эди.

Интенсивликнинг 44-расмда тасвирлангандек ўзгариши, ҳатто монохроматик ёруғликда ҳам, нурланувчи иплар ниҳоят даражада ингичка ёки ёриқлар ниҳоят даражада тор бўлгандагина кузатилади. Ёруғлик манбаининг ўлчовлари чекли бўлганда (чексиз кичик бўлмаганда) интерференцион манзаранинг аниқлиги камаяди ва ҳатто бутунлай йўқолиши ҳам мумкин. Бунга шу нарса сабаб бўладики, манбанинг ҳар бир нуқтаси экранда ўз интерференцион манзарасини ҳосил қилади ва бу манзара бошқа нуқталар ҳосил қилган манзаралар билан мос келмаслиги мумкин.

Манбанинг йўл қўйиш мумкин бўлган чегаравий ўлчовларини баҳолаш учун 45-*a* расмда тасвирланган интерференцион схемани кўриб чиқамиз. Чизиқли ўлчовлар  $b$  бўлган манбадан тарқалувчи ёруғлик тегишли қурилма (масалан, кейинги параграфда тавсия этилган Френель кўзгулари ёки бипризма ва ҳоказо) ёрдамида икки дастага ажратилади ва улар устма-уст тушиб, ўзаро интерференциялашади. Манбанинг  $A$  нуқтасидан экраннинг  $P$  нуқтасига келувчи 1 ва 2 нурлар орасидаги  $2u$  бурчак интерференция апертураси деб аталади. 1 ва 2 нурлар  $P$  нуқтага келгунча босиб ўтган йўлларини  $l_1$  ва  $l_2$  ҳарфлар билан белгилаймиз.  $U$  ҳолда бу нурлар учун йўллар фарқи қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta_A = l_2 - l_1. \quad (17.11)$$

Худди шунингдек,  $B$  нуқтадан чиқувчи 3 ва 4 нурлар учун йўллар фарқи

$$\Delta_B = l_4 - l_3. \quad (17.12)$$

бўлади, бу ерда  $l_3$  ва  $l_4 - 3$  ва 4 нурлар  $P$  нуқтага келгунча босиб ўтган йўллар узунлиги.

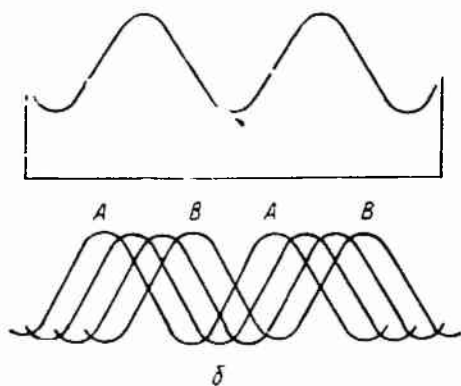
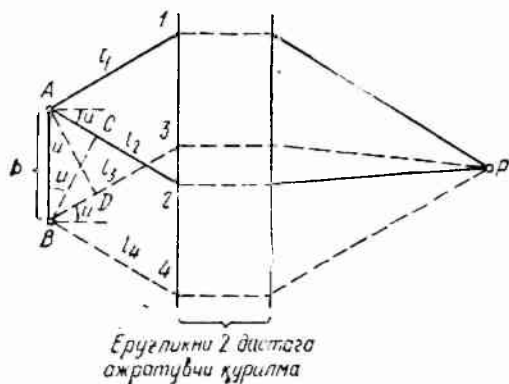
Агар бу икки йўл фарқлари бир-биридан жуда кам фарқ қилса,  $A$  ва  $B$  нуқталар экранда ҳосил қиладиган интерференцион манзаралар (шунингдек, манбанинг  $A$  ва  $B$  орасидаги ҳамма нуқталари ҳосил қиладиган манзаралар ҳам) бир-бирига мос келади ва натижавий манзара аниқ бўлади.  $\Delta_A$  ва  $\Delta_B$  орасидаги фарқ сезиларли бўлса, интерференцион манзара суркалган бўлади.  $\Delta_A - \Delta_B = \lambda$  бўлса, манбанинг ҳар хил жойла-

ри ҳосил қилган максимумлар манбанинг чеккалари ҳосил қилган қўшни максимумлар орасидаги бутун оралиқни тўлдиради ва натижада экран бир текис ёритилган бўлади.

$$\Delta_A - \Delta_B < \lambda/2$$

шарти бажарилганда интерференцион манзарани ҳали яхшигина пайқаш мумкин бўлади.

Манбанинг чеккаларидан чиққан тўлқинлар учун йўллар фарқи  $\lambda/2$  бўлганда, манбанинг ҳар хил жойлари ҳосил қилган



45- расм.

интерференцион манзараларнинг устма-уст тушиши 45- б расмда тасвирланган. Манбанинг А чеккаси ҳосил қилган максимумлар А ҳарфи билан, В чеккаси ҳосил қилган максимумлар эса В ҳарфи билан белгиланган. Натижавий интенсивлик расмининг юқори қисмида (анчагина тахминий равишда) кўрсатилган.

(17.11) ва (17.12) қийматларни қўйиб,  $\Delta_A - \Delta_B$  ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\Delta_A - \Delta_B = (l_2 - l_1) - (l_4 - l_3) = (l_2 - l_4) + (l_3 - l_1). \quad (17.13)$$

$P$  нуқтадан чиқувчи ва интерферометрнинг юқори елкаси орқали тарқалувчи тўлқинни кўзда тутиб,  $AP$  ва  $DP$  йуллар таухрон бўлишини фаҳмлаш қийин эмас ( $A$  ва  $D$  нуқталар ўша тўлқиннинг битга тўлқин сиртида ётади). Шунинг учун,  $I$  ва  $3$  нурларни узро параллел деб ҳисобласак,

$$l_3 - l_1 = B \cdot D = b \sin u,$$

деб ёзиш мумкин.

Худди шунингдек,

$$l_2 - l_4 = AC = b \sin u.$$

Бу қийматларни (17.13) га қўйиб, қуйидаги натижани ола-  
миз:

$$\Delta_A - \Delta_B = 2b \sin u.$$

Шундай қилиб, интерференцион манзаранинг аниқ бўлиш шarti қуйидаги кўринишда булади:

$$2b \sin u < \frac{\lambda}{2}. \quad (17.14)$$

Ҳамма интерференцион схемаларда ҳам  $I$  ва  $3$  шунингдек<sup>4</sup>  $2$  ва  $4$  нурлар параллел бўлавермайди. Аммо бу нурлар параллел булмаган ҳолларда ҳам  $\Delta_A$  ва  $\Delta_B$  катталиклар фарқ  $2b \sin u$  тартибдаги катталик булади ва (17.14) шарт уз кучини сақлайди. Бу шартдан келиб чиқадики, интерференция апертураси (яъни  $2u$  бурчак) қанча катта булса, манбанинг йўл қўйиш мумкин булган улчамлари шунча кичик булади.

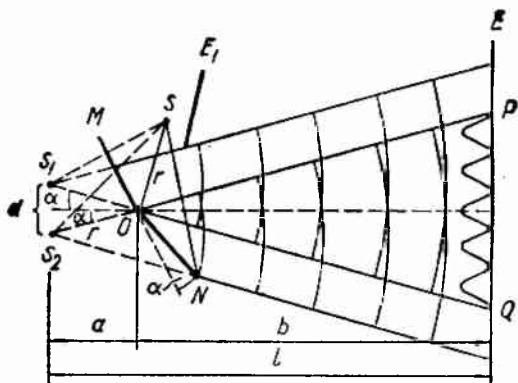
## 18-§. Ёруғлик интерференциясини кузатиш усуллари

Иккита конкрет интерференцион схемани кўриб чиқамиз. Ёруғлик тўлқинини икки қисмга ажратиш учун бу схемаларнинг бири ёруғликнинг қайтишидан, иккинчиси эса синишидан (фойдаланади<sup>1</sup>).

**Фрекель кўзгулари.** Бир-бирига ёндашган иккита ясси  $OM$  ва  $ON$  кўзгулар шундай жойлашганки, уларнинг қайтарувчи сиртлари  $180^\circ$  га яқин бурчак ҳосил қилади (46-расм). Шунга мувофиқ 46-расмдаги  $\alpha$  бурчак жуда кичикдир. Кўзгуларнинг  $O$  кесишиш чизиғига параллел қилиб ва ундан  $r$  масофада тўғри чизиқли ёруғлик манбаи  $S$  жойлаштирилган (масалан, нур сочувчи тор ёриқ). Кўзгулар  $E$  экранга иккита цилиндрик когерент тўлқинлар юборади. Бу тўлқинлар худди  $S_1$  ва  $S_2$  мавҳум манбалардан чиқаётгандек тарқалади.  $S$  манбадан  $E$  экранга бевосита тушадиган ёруғликнинг йўлини  $E_1$  экран тўсиб туради.

<sup>1</sup> Эслатиб утамизки, фақат бир хил йўналишдаги гебраишларгина интерференциялашини мумкин. Қуйида тавсия этилган ва бошқа интерференцион асбобларда бир-бирига таъсир қилувчи нурлардаги гебраишлар нурналишлари амалда бир хил бўлади.

$OQ$  нур  $SO$  нурнинг  $OM$  кўзгудан қайтишидир,  $OP$  нур эса,  $SO$  нурнинг  $ON$  кўзгудан қайтишидир.  $OP$  ва  $OQ$  нурлар орасидаги бурчак  $2\alpha$  га тенглигини фаҳмлаш қийин эмас.  $S$  ва  $S_1$  манбалар  $OM$  кўзгуга нисбатан симметрик жойлашганлиги учун  $OS_1$  кесманинг узунлиги  $OS$  га тенг, яъни  $r$  га тенг. Худди шундай мулоҳазалар  $OS_2$  кесма учун ҳам ўша натижага



46- расм.

олиб келади. Шундай қилиб,  $S_1$  ва  $S_2$  манбалар орасидаги масофа қуйидагига тенг:

$$d = 2r \sin \alpha \approx 2r \alpha.$$

46- расмдан келиб чиқадики,

$$a = r \cos \alpha \approx r.$$

Демак,

$$l = r + b,$$

бу ерда  $b$  — кўзгуларнинг кесишиш чизиғи  $Q$  билан  $E$  экран орасидаги масофа.

$d$  ва  $l$  учун топилган мана шу қийматларни (17.10) формулага қўйиб, интерференцион полосанинг кенглигини топамиз:

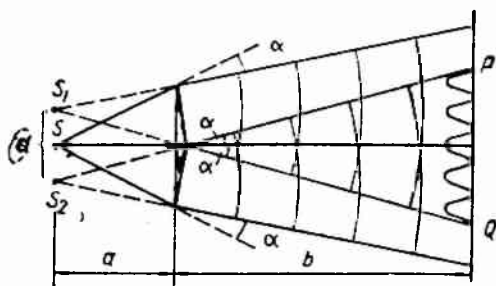
$$\Delta x = \frac{r+b}{2ra} \lambda_0. \quad (18.1)$$

Тўлқинлар устма-уст тушадиган  $PQ$  соҳанинг эи  $2b \operatorname{tg} \alpha \approx 2ba$  бўлади. Бу узунликни полосанинг  $\Delta x$  кенглигига бўлиб, куватилаётган интерференцион полосалар сони  $N$  ни топамиз. Натижада қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$N = \frac{4a^2 br}{\lambda_0(r+b)}. \quad (18.2)$$

**Френель бипризмаси.** Бир бутун шиша бўлагидан умумий асосга эга бўлган иккита призма ясалган бўлиб, уларнинг синдириш бурчаги  $\theta$  жуда кичик (47- ра м). Призмаларнинг умумий асосига параллел ва ундан  $a$  масофада тўғри чизиқли

ёруғлик манбаи  $S$  жойлаштирилган. Нурларнинг призмага тушиш бурчаги кичик, шу сабабли призма ҳамма нурларни бир хил  $\alpha = (n - 1)\vartheta$  бурчакка огдиради [(1.14 формулага қаранг)]. Натижада гўё  $S_1$  ва  $S_2$  мавҳум манбалардан чиқувчи иккита когерент цилиндрик тўлқинлар вужудга келади.  $S_1$  ва  $S_2$  мав-



47- расм

ҳум манбалар эса,  $S$  билан битта текисликда ётади. Манбалар орасидаги масофа қуйидагига тенг:

$$d = 2a \sin \alpha \approx 2a\alpha = 2a(n - 1)\vartheta.$$

Манбалардан экрангача масофа

$$l = a + b.$$

Интерференцион полосанинг кенглигини (17.10) формула бўйича топамиз:

$$\Delta x = \frac{a + b}{2a(n - 1)\vartheta} \lambda_0. \quad (18.3)$$

Тўлқинлар устма-уст тушадиган  $PQ$  соҳанинг эни қуйидагига тенг:

$$2b \operatorname{tg} \alpha \approx 2b\alpha = 2b(n - 1)\vartheta.$$

Қузатилаётган полосалар сони

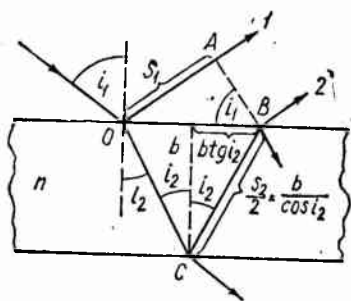
$$N = \frac{4ab(n - 1)^2 \vartheta^2}{\lambda_0(a + b)}. \quad (18.4)$$

### 19- §. Ёруғликнинг юпқа пластинкалардан қайтишдаги интерференцияси

Ёруғлик тўлқини юпқа ва шаффоф пластинкага ёки плёнкага тушганда у пластинканинг иккала сиртидан қайтади. Натижада когерент ёруғлик тўлқинлари ҳосил бўлади ва улар интерференциялана олади.

Фараз қилайлик, шаффоф ясси-параллел пластинкага 48-расмда фақат битта нур билан кўрсатилган ёруғликнинг параллел дастаси тушаётган бўлсин. Пластинка юқорига ёруғликнинг иккита когерент параллел дасталарини қайтаради, улардан бири пластинканинг юқори сиртидан ёруғлик қайтиши ҳисобига, иккинчиси эса пастки сиртидан қайгиши ҳисобига вужудга

келади. Иккинчи даста пластинкага киришда ва ундан чиқишда синади. Пластинка юқорига, бу икки дастадан ташқари, пластинка сиртларидан уч, беш ва ҳоказо марта қайтиш ҳисобига вужудга келадиган дасталарни ҳам юборади. Лекин биз бу дасталарни, уларнинг интенсивлиги жуда кичик бўлгани учун эътиборга олмаймиз<sup>1)</sup>. Пластинка орқали ўтиб кетган дасталар ҳам бизни қизиқтирмайди.



48- расм.

1 ва 2 нурларга перпендикуляр қилиб  $AB$  текислик ўтказамиз. Бу йўл давомида 1 ва 2 нурлар билан кўрсатилган тўлқинларнинг фазалар фарқи ўзгармайди. Демак, 1 ва 2 нурлар оптикавий йўлларининг фарқи қуйидагига тенг:

$$\Delta = ns_2 - s_1,$$

бунда  $s_1$  —  $OA$  кесманинг узунлиги,  $s_2$  —  $OC$  ва  $CB$  кесмалар узунликларининг йиғиндиси,  $n$  — пластинканинг синдириш кўрсаткичи. Пластинкани ўраб олган муҳитнинг синдириш кўрсаткичини бирга тенг деб ҳисоблаймиз.

48- расмдан келиб чиқадики,  $s_2 = 2b/\cos i_2$ ,  $s_1 = 2b \operatorname{tg} i_2 \sin i_1$  ( $b$  — пластинканинг қалинлиги). Бу қийматларни  $\Delta$  нинг ифодасига қўямиз:

$$\Delta = \frac{2bn}{\cos i_2} - 2b \operatorname{tg} i_2 \sin i_1. \quad (19.1)$$

$\sin i_1 = n \sin i_2$  алмаштиришни бажариб ва  $\sin^2 i_2 = 1 - \cos^2 i_2$  эканини эътиборга олиб, (19.1) ни қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$\Delta = 2bn \cos i_2. \quad (19.2)$$

$$n \cos i_2 = \sqrt{n^2 - n^2 \sin^2 i_2} = \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}$$

бўлишини эътиборга олиб, йўллар фарқи  $\Delta$  ни тушиш бурчаги  $i_1$  орқали ифодалаш мумкин:

$$\Delta = 2b \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}. \quad (19.3)$$

1 ва 2 нурлардаги тебранишларнинг фаза фарқи  $\delta$  ни ҳисоблашда, оптикавий йўллар фарқи  $\Delta$  дан ташқари, яна бир нарсани эътиборга олиш керак. Ёруғлик тўлқини оптикавий

<sup>1)</sup> Шаффоф муҳитларни ажратиб турувчи сиртдан унга тушаётган ёруғлик оқимининг тахминан 5% и қайтади. Икки марта қайтишдан кейинги интенсивлик дастлабки даста интенсивлигининг  $0,05 \times 0,05$  қисмига, ёки 0,25% га тенг бўлади. Уч марта қайтгач,  $0,05 \cdot 0,05 \cdot 0,05$  ёки 0,0125% га тушади, бу бир марта қайтган даста интенсивлигининг 1/4000 қисмига баробардир.

зичлиги кичикроқ муҳитни оптикавий зичлиги каттароқ муҳитдан ажратиб турувчи чегарадан қайтганда (48-расмда  $O$  нуқтадаги қайғиш ёруғлик векторининг (электромагнитик тўлқиннинг  $E$  вектори) тебранишлар фазаси  $\pi$  га ўзгаради. Оптикавий зичлиги каггароқ муҳитни оптикавий зичлиги кичикроқ муҳитдан ажратиб турувчи чегарадан қайтганда эса ( $C$  нуқтадаги қайғиш), фазанинг бундай ўзгариши содир бўлмайди. Шу сабабга кўра 1 ва 2 нурлар орасида қўшимча фазалар фарқи вужудга келиб, бу фарқ  $\pi$  га тенг бўлади. Уни ҳисобга олиш учун  $\Delta$  га вакуумдаги тўлқин узунлигининг ярмини қўшиш (ёки айириш) кифоя. Натижада қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$\Delta = 2b \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda_0}{2}. \quad (19.4)$$

Агар 1 ва 2 нурларнинг йўлига йиғувчи линза ўрнатилса, улар линзанинг фокал текислигидаги нуқталардан бирида кесилсади ва интерференцияланади. Интерференциянинг натижаси (19.4) кагталикининг қийматига боғлиқ.  $\Delta = k\lambda_0$  бўлганда интенсивликининг максимумлари,  $\Delta = (k + 1/2)\lambda_0$  бўлганда эса, минимумлари ҳосил бўлади ( $k$  - бутун сон ёки ноль). Шундай қилиб, интенсивликининг максимум бўлиш шарти қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$2b \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} = \left(k + \frac{1}{2}\right) \lambda_0. \quad (19.5)$$

Бу ифодадаги  $k$  нинг қиймати интерференцион максимумнинг тартиби деб аталади. Берилган пластинка учун (яъни берилган  $b$  ва  $n$  учун)  $k$  нинг мумкин бўлган қийматлари қуйидаги чегаралар орасида ётади:

$$\left(\frac{2b}{\lambda_0} \sqrt{n^2 - 1} - \frac{1}{2}\right) < k \leq \left(\frac{2bn}{\lambda_0} - \frac{1}{2}\right) \quad (19.6)$$

( $\sin i_1 = 1$  бўлганда қуйи чегара,  $\sin i_1 = 0$  бўлганда юқори чегара ҳосил булади).

$b$  нинг қиймати жуда кичик бўлганда (19.6) шартни фақат битта  $k = 0$  қийматгина қаноатлантиради. Масалан, (19.6) да  $n = 1,5$ ,  $\lambda_0 = 0,5 \text{ мк}$  ва  $b = 0,1 \text{ мк}$  деб ҳисобласак,

$$-0,052 < k < 0,100$$

бўлади.

Пластинканинг қалинлиги катта бўлган кўп сонли юқори тартибли максимумлар кузатилиши мумкин. Чунончи, юқоридаги мисолда  $b$  ни  $1 \text{ мм}$  га тенг деб ҳисобласак, қуйидаги шарт ҳосил бўлади:

$$4472 \leq k \leq 6000.$$

Шундай қилиб, пластинканинг қалинлиги ортган сари кузатиладиган интерференцион максимумлар сони ва уларнинг тартиби орғиб боради.



Ҳар қандай реал ёруғлик тўлқини (16.2) кўринишдаги тўлқинларнинг устма-уст тушишидан иборат бўлиб, уларнинг частоталари  $\Delta\omega$  интервал ичида бўлади ва бу интервалга тўлқин узуиликларининг  $\Delta\lambda_0$  интервали тўғри келади. Ҳатто монохроматик (бир рангли) ёруғликда ҳам тўлқин узунликларининг интервали жуда кичик бўлса-да, чекли катталиқ бўлади. Шу сабабга кўра, интерференцион максимумларнинг бурчак кенглиги  $\Delta i_1$  чекли бўлиб, уни (19.5) нинг чап томонини  $i_1$  бўйича ва ўнг томонини  $\lambda_0$  бўйича дифференциаллаб топиш мумкин. Натижада қуйидаги тенглик ҳосил бўлади:

$$\left| \frac{d}{dt_1} (2b \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}) \right| \Delta i_1 = \left( k + \frac{1}{2} \right) \Delta \lambda_0,$$

бундан интерференцион максимумнинг бурчак кенглиги

$$\Delta i_1 = \frac{1}{\frac{d}{dt_1} (2b \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1})} \left( k + \frac{1}{2} \right) \Delta \lambda_0 \quad (19.7)$$

бўлади.

Энди қўшни максимумлар орасидаги бурчак масофани топамиз (яъни шундай максимумлар орасидаги масофани топамизки, улар учун  $k$  нинг қиймати бирга фарқ қилади). Бунинг учун (19.5) нинг чап томонини  $i_1$  бўйича ва ўнг томонини  $k$  бўйича дифференциаллаймиз ( $k$  ни узлуксиз ўзгарувчи параметр деб ҳисоблаб):

$$\left| \frac{d}{dt_1} (2b \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}) \right| \delta i_1 = \lambda_0 \delta k.$$

$k$  нинг бирга ўзгаришига ( $\delta k = 1$ ) тўғри келадиган  $\delta i_1$  нинг қиймати қўшни максимумлар орасидаги бурчак масофадири,

$$\delta i_1 = \frac{1}{\frac{d}{dt_1} (2b \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1})} \lambda_0. \quad (19.8)$$

Агар максимумнинг бурчак кенглиги  $\Delta i_1$  қўшни максимумлар орасидаги бурчак масофа  $\delta i_1$  га тенг бўлиб қолса (ёки ундан ортса), интерференцион манзара бутунлай суркалиб кетади. Шу сабабли ёруғликнинг тиниқ пластинкалардан қайтишдаги интерференциясини кузатиш учун  $|\Delta i_1| < |\delta i_1|$  шарт бажарилиши зарур.  $\Delta i_1$  ва  $\delta i_1$  нинг (19.7) ва (19.8) қийматларини қўйиб, қуйидаги натижани оламиз:

$$\left( k + \frac{1}{2} \right) \Delta \lambda_0 < \lambda_0$$

ёки

$$\left( k + \frac{1}{2} \right) < \frac{\lambda_0}{\Delta \lambda_0}. \quad (19.9)$$

Юқорида пластинканинг қалинлиги ортиши билан ҳосил бўладиган максимумларнинг тартиби орта боришини аниқла-

ган эдик. (19.9) дан келиб чиқадики, тўлқин узунликларининг  $\Delta\lambda_0$  интервали қанча катта бўлса, максимумлар тартиби шунча кичик бўлиши керак, яъни интерференцияни кузатиш мумкин бўлган пластинка қалинлиги шунча кичик бўлиши керак.

(19.5) га мувофиқ  $k + 1/2 = 2b \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} / \lambda_0$ , бу ифодани (19.9) тенгсизликка қўйиб, интерференцияни кузатиш мумкин бўлган пластинка қалинлигининг чегаравий қийматини топамиз:

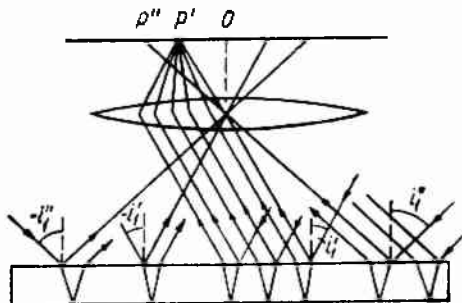
$$b < \frac{\lambda_0^2}{2\Delta\lambda_0 \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}} \quad (19.10)$$

бунда  $i_1$  — нурнинг пластинкага тушиш бурчаги.

Оқ ёруғликда кузатилаётганда  $\Delta\lambda_0$  интервал кўзнинг яқин тўлқин узунликларидаги ёруғликлар рангини ажрата олиш қобилияти билан аниқланади. Тўлқин узунликлари бўйича  $20\text{Å}$  дан кам фарқ қилувчи нурлар ўртача кўзга бир хил рангда кўринади. Шунинг учун пластинкаларнинг оқ ёруғликда интерференция ҳосил қилиш шартини баҳолашда  $\Delta\lambda_0$  ни  $20\text{Å}$  га, яъни  $2 \cdot 10^{-3} \text{ мк}$  га тенг деб ҳисоблаш керак. Бундан ташқари,  $\lambda_0 = 0,5 \text{ мк}$ ,  $n = 1,5$ ,  $i_1 = 0$  (ёруғлик пластинкага нормал йўналишда тушади), деб ҳисоблаб, (19.10) тенгликдан топамизки, пластинканинг қалинлиги тахминан  $40 \text{ мк}$  дан ошмаслиги керак. Кузатиш  $\Delta\lambda_0 = 1\text{Å}$  бўлган монохроматик ёруғликда ўтказилаётган бўлса, пластинка қалинлиги  $1 \text{ мм}$  га етиши мумкин.

Бир хил қиялик полосалари. Юққа ясси-параллел пластинка (49-расм) тарқоқ монохроматик ёруғлик билан ёритилган

49- расм.



бўлсин. Пластинкага параллел қилиб мусбат линза ўрнатамиз ва унинг фокал текислигига экран жойлаштирамиз. Тарқоқ ёруғлик таркибида ҳар хил томонларга йўналган нурлар бор. Расм текислигига параллел ва пластинкага  $i_1$  бурчак остида тушадиган нурлар пластинканинг иккала сиртидан қайтгач,  $P'$  нуқтада йиғилиб, бу нуқтада шундай ёритилганлик ҳосил қиладики, унинг катталиги (19.3) оптикавий йўллар фарқига боғлиқ бўлади. Бошқа текисликларда ётувчи, лекин пластинкага

Ўша  $i_1$  бурчак остида тушувчи нурлар экраннинг бошқа нуқталарида йиғилади ва бу нуқталар экраннинг  $O$  марказидан  $P'$  нуқта билан бир хил масофада бўлади. Бу нуқталарнинг ҳаммасида ёритилганлик бир хил бўлади. Шундай қилиб, пластинкага бир хил  $i_1$  бурчак остида тушувчи нурлар экранда бир хил ёритилган ва  $O$  марказли айланада жойлашган нуқталар тўпламини ҳосил қилади. Худди шунингдек, бошқа  $i_1$  бурчак остида тушувчи нурлар экранда бир хил (лекин бошқача, чунки  $\Delta$  бошқа) ёритилган ва бошқа радиусли айланада жойлашган нуқталар тўпламини ҳосил қилади. Натижада экранда бирин-кетин жойлашган ёруғ ва хира доиравий полосалар вужудга келиб, уларнинг умумий маркази  $O$  нуқтада бўлади. Ҳар бир полосани пластинкага бир хил  $i_1$  бурчак остида тушувчи нурлар ҳосил қилади. Шунинг учун ҳам мана шу ёзилган шарт-шароитда ҳосил бўладиган интерференцион полосалар бир хил қиялик полосалари деб юритилади. Линза пластинкага нисбатан бошқачароқ жойлаштирилса (ҳамма ҳолларда ҳам экран линзанинг фокал текислиги билан устма-уст тушиши керак), бир хил қиялик полосаларининг шакли бошқача бўлади.

Интерференцион манзаранинг ҳар бир нуқтасини ҳосил қилувчи нурлар, линза орқали ўтишдан олдин, параллел дастани ташкил қилган. Шунинг учун бир хил қиялик полосалари кузатилаётганда экран линзанинг фокал текислигида жойлашиши керак, яъни унда чексиз узоқлашган буюмларнинг тасвирини ҳосил қилиш учун жойлаштиригандек жойлаштириш керак. Шунга мувофиқ равишда, бир хил қиялик чизиқлари чексиз узоқликда локалланган, деб юригилади. Линза ролини кўз тавҳари, экран ролини эса кўз тўр пардаси бажариши мумкин. Бу ҳолда бир хил қиялик полосаларни кузагиш учун кўз худди жуда узоқдаги буюмларга қарагандек, аккомодацияланган бўлиши керак.

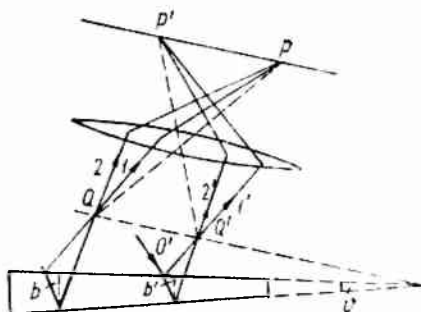
Максимумларнинг жойлашиши  $\lambda_0$  тулқин узунлигига боғлиқ [(19.5) формулага қаранг)]. Шу сабабли оқ ёруғликда ҳар хил рангли нурлардан ҳосил булган бир-бирига нисбатан силжиган ҳалқалар вужудга келади ва интерференцион манзара камакдек ранг-баранг бўлади.

**Бир хил қалинлик полосалари.** Учидаги бурчаги  $\vartheta$  булган пона кўринишидаги пластинкани оламиз (50-расм). Унга параллел нурлар дастаси тушаётган бўлсин. Тушаётган  $O$  нурнинг бўлинишидан ҳосил бўлган нурлардан иккитасини: пластинканинг юқориги ва пастки сиртларидан қайтган  $1$  ва  $2$  нурларни қараб чиқамиз. Агар линза ёрдамида уларни  $P$  нуқтада учраштирадик, улар интерференциялашади.  $\vartheta$  бурчак жуда кичик бўлганда нурларнинг йўллар фарқини етарли даражада аниқлик билан (19.4) формула бўйича ҳисоблаш мумкин. Бунинг учун  $b$  сифатида пластинканинг нур тушаётган жойидаги

қалинлигини олиш керак. Пластинканинг бошқа нуқтасига тушаётган  $O'$  нурнинг бўлиниши ҳисобига ҳосил бўлган  $1'$  ва  $2'$  нурларни линза  $P'$  нуқтада йиғади. Бу нурларнинг йўллари фарқи  $b'$  қалинлик билан аниқланади.

Агар экранни  $Q, Q', \dots$  нуқталардан ўтувчи сиртга қўшма бўладиган қилиб жойлаштирсак, унда ёруғ ва хира по-

50-расм



лосалар системаси пайдо бўлади. Бу полосаларнинг ҳар бири пластинканинг бир хил қалинликдаги жойларидан ёруғлиқнинг қайтиши ҳисобига ҳосил бўлади. Шу сабабли бу ҳолда интерференцион полосалар бир хил қалинлик полосалари деб аталади.

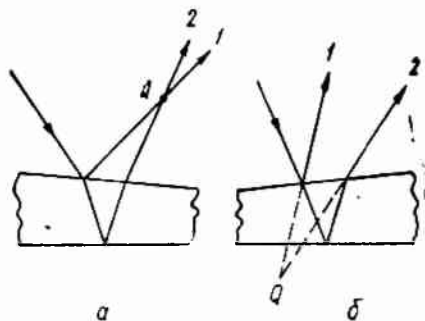
Бир хил қалинлик полосалари пластинкага яқин жойда— унинг устида (51-а расм) ёки остида (51 б расм) локалланади. Даста пластинкага нормал йўналишида тушса (аниқроғи 2 нур пластинканинг пастки сиртига нормал булса), бир хил қалинлик полосалари пластинканинг юқори сиртида локалланади<sup>1)</sup>.

Оқ рангда кузатилаётганда полосалар рангли булади ва пластинка ёки плёнканинг сирти камалакдек ранг-баранг бўлиб кўринади. Масалан, сув юзида ёйилиб кетган нефть ёки мотининг юпқа пардаси, шунингдек совун пуфаклари шу тусда

<sup>1)</sup> Гаажубки, кўпчилик физика дарсликларида ёруғлиқнинг юпқа пластинкалардан қайтишдаги интерференцияси мутлақо нотўғри баён қилинади. Жумладан, бир хил қалинлик полосалари ҳамма ҳолларда ҳам пластинка сиртида локалланади, деб „исбот“ қилинади. Нотўғрилик шундан иборатки, бирга нурнинг ҳар хил қисмлари орасидаги эмас, балки тушаётган дастадаги иккита ҳар хил нурларнинг қисмлари орасидаги интерференция қаралали. Равшанки, бундай мулоҳаза юритиб ва қаралаётган нурларни махсус танлаб интерференцион манзаранинг олдиндан белгиланган ихтиёрий жойда локалланганини „исбот“ қилиш мумкин. Бу хусусда Р. В. Поль узининг оптикасида айниқса тўғри фикр айтган: „Бу масалада дарсликларнинг авторлари мугамбирлик қилишни афзал курадилар... қалин поналари ва жуда оғма тушувчи нурларни тасвирлаб, улар қандайдир қалбаки чизмалар ёрдамида, интерференциялашувчи нурларнинг кесишиш нуқталари гуё поналари сиртида ётишини курсатишга уринадилар“ (Р. В. Поль, Оптика и атомная физика, Наука, 1966, 133-бет).

бўлади. Пўлатдан ясалган буюмлар тобланганда уларнинг сиртида вужудга келадиган гус ўзгаришларига ҳам шаффоф оксидлар пардасидан ҳосил бўладиган интерференция сабаб бўлади.

Ёруғликнинг юпқа плёнкалардан қайтишдаги интерференциясига оид биз кўриб чиққан иккита ҳолни бир-бирига солиштирамиз. Бир хил қиялик полосалари ўзгармас қалинликдаги

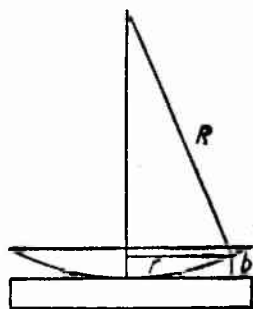


51- расм.

( $d = \text{const}$ ) пластинка турли йўналишдаги нурларни ( $l_1$  ва  $l_2$  озми-кўпми кенг чегараларда ўзгаради) ўз ичига олган тарқоқ ёруғлик билан ёритилганда ҳосил бўлади. Бир хил қиялик полосалари чексизликда локаллангандир. Бир хил қалинлик полосалари қалинлиги ўзгарадиган ( $d$  ўзгарувчан) пластинка параллел ёруғлик дастаси ( $l_1 = \text{const}$ ) билан ёритилганда кузатилади. Бир хил қалинлик полосалари пластинка яқинида, нур нормал йўналишда тушганда эса, пластинка сиртида локалланган бўлади. Реал шаронгта, масалан, совун пуфаги ёки ёғ пардасидаги камалак ранглари кузатилаётганда нурларнинг тушиш бурчаги ҳам парданинг қалинлиги ҳам ўзгаради. Бу ҳолда манзаранинг аралаш хили кузатилади.

Юпқа плёнкалардан ҳосил бўладиган интерференция фақат қайтувчи ёруғликдагина эмас, ўтувчи ёруғликда ҳам кузатилишини қайд қилиб ўтамиз.

**Ньютон ҳалқалари.** Бир хил қалинлик полосаларининг классик мисоли Ньютон ҳалқаларидир. Бу ҳалқалар бир-бирига тегиб турган ясси параллел қалин шиша пластинка ва эгрилик радиуси катта бўлган ясси-қавариқ линзадан (52-расм) ёруғлик қайтганда кузатилади. Сиртларидан когерент тўлқинларни қайтарувчи юпқа плёнка ролини пластинка ва линза орасидаги ҳаво қатлами бажаради (пластинканинг ва линзанинг қалинликлари катта бўлгани сабабли бошқа сиртларидан қайтиш ҳисобига интерференцион полосалар вужудга келмайди).



52- расм.

Ёруғлик нормал йўналишда тушаётганда бир хил қалинлик полосалари концентрик айланалар кўринишида бўлади, ёруғлик қия тушганда эса эллипслар кўринишида бўлади. Ёруғлик пластинканинг нормали бўйича тушаётганда ҳосил бўладиган Ньютон ҳалқаларининг радиусларини топамиз. Бу ҳолда  $\cos i_2 \approx 1$  ва оптикавий йўллар фарқи ҳаво қатламининг иккиланган қалинлигига тенг [(19.2) формулага қаранг; ҳаво қатламида  $n = 1$  деб ҳисобланган]. 52-расмдан келиб чиқадики,

$$R^2 = (R - b)^2 + r^2 \approx R^2 - 2Rb + r^2, \quad (19.11)$$

бунда  $R$  — линзанинг эгрилик радиуси,  $r$  — ҳаво қатламининг қалинлиги  $b$  бўлган нуқталардан иборат айлананинг радиуси.  $b$  кичик бўлгани сабабли, биз  $2Rb$  га нисбатан  $b^2$  катталиқни эътиборга олмадик.

(19.11) га мувофиқ  $b = r^2/2R$ . Ёруғлик пластинкадан қайтганда фазанинг  $\pi$  га ўзгаришини ҳисобга олиш учун,  $\Delta$  ни ҳисоблаш вақтида  $2b = r^2/R$  га  $\lambda_0/2$  ни қўшиш керак. Натижада

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} \quad (19.12)$$

ҳосил бўлади,

$\Delta = k\lambda_0 = 2k(\lambda_0/2)$  бўлган нуқталарда интенсивликнинг максимумлари вужудга келади;  $\Delta = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda_0 = (2k + 1)(\lambda_0/2)$  бўлган нуқталарда эса, минимумлари вужудга келади. Бу иккала шартни қўйидаги бир шарт кўринишида бирлаштириш мумкин:

$$\Delta = m \frac{\lambda_0}{2},$$

бунда  $m$  нинг жуфт қийматларига интенсивликнинг максимумлари, тоқ қийматларига минимумлари мос келади.

Бунга  $\Delta$  нинг (19.12) ифодасини қўйиб ва ҳосил бўлган тенгламани  $r$  га нисбатан ечиб, ёруғ ва хира Ньютон ҳалқаларининг радиусларини топамиз:

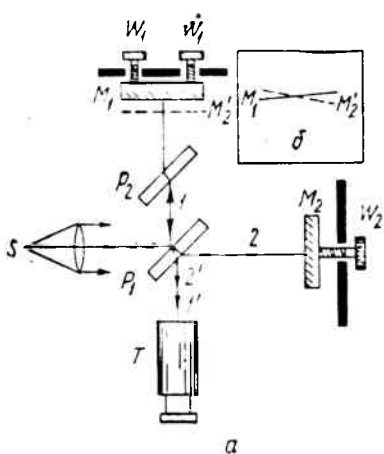
$$r = \sqrt{\frac{R\lambda_0}{2}(m - 1)} \quad (m = 1, 2, 3, \dots). \quad (19.13)$$

Жуфт  $m$  ларга ёруғ ҳалқаларининг радиуслари мос келади, тоқ  $m$  ларга эса, хира ҳалқаларининг радиуслари мос келади.  $m = 1$  қийматга  $r = 0$  мос келади, яъни пластинка ва линза тегиб турган жойдаги нуқта мос келади. Бу нуқтада интенсивликнинг минимуми кузатилади. Бу ерда минимум бўлишига ёруғлик тўлқини пластинкадан қайтганда фазанинг  $\pi$  га ўзгариши сабаб бўлади.

## 20-§. Ёруғлик интерференциясининг қўлланиши

Ёруғлик интерференцияси ҳодисаси турли-туман жойларда қўлланади. У, масалан, газсимон моддаларнинг синдириш кўрсаткичини аниқлашда, узунлик ва бурчакларни ниҳоятда аниқ ўлчашда, сиртларга ишлов беришнинг сифатини текширишда ва ҳоказоларда қўлланилади.

Юпқа плёнкалардан қайтишдаги интерференция асосида оптикавий системаларни равшанлаштириш амалга оширилади. Ёруғлик линзанинг ҳар бир синдирувчи сиртидан ўтганда тушувчи ёруғликнинг тахминан 4% и қайтади. Мураккаб объективларда бундай қайтишлар кўп бўлади ва ёруғлик оқими йўқотишларининг умумий миқдори сезиларли даражада катта бўлади. Бундан ташқари линзаларнинг сиртларидан ёруғликнинг қайтиши бликлар ҳосил қилади. Равшанлаштирилган оптикавий системаларда ёруғликнинг қайтишини



53- расм.

йўқотиш учун линзанинг ҳар бир эркин сиртига синдириш кўрсаткичи линзаникидан бошқача бўлган моддадан юпқа плёнка қопланади. Плёнканинг қалинлиги унинг иккала сиртидан қайтган тўлқинлар бири-бирини йўқотадиган қилиб танлаб олинади. Агар плёнканинг синдириш кўрсаткичи линза синдириш кўрсаткичининг квадрат илдизига тенг бўлса, айниқса яхши натижага эришилади. Бу шарт бажарилганда плёнканинг сиртларидан қайтган иккала тўлқин интенсивликлари тенг бўлади.

Интерферометрлар деб аталадиган интерференци-

он асбобларнинг бир неча тури бор. 53- расмда Майкельсон интерферометрининг схемаси тасвирланган. Ёруғлик дастаси  $S$  манбадан юпқа кумуш қатлами билан қопланган ярим шаффоф  $P_1$  пластинкага тушади (бу қатлам 53- расмда нуқталар билан кўрсатилган). Тушаётган ёруғлик дастасининг ярмини  $P_1$  пластинка  $1$  нур йўналишида қайтаради, қолган ярми эса пластинка орқали ўтади ва  $2$  нур йўналишида тарқалади.  $1$  нур  $M_1$  кўзгудан қайтади ва  $P_1$  га қайтиб, у ерда икки, интенсивлиги тенг қисмларга ажралади. Бу қисмлардан бири пластинка орқали ўтади ва  $1'$  нурни ҳосил қилади, иккинчиси  $S$  томонга қайтади; бу нур бизни бундан кейин қизиқтирмайди.  $2$  нур  $M_2$  кўзгудан қайтиб, у ҳам  $P_1$  пластинкага қайтади ва у ерда икки қисмга ажралади: ярим шаффоф қатламдан қайтган  $2'$

нурга ва қағлам орқали ўтиб кетадиган нурга; бу кейингиси ҳам бизни бундан кейин қизиқтирмайди.

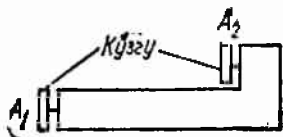
$1'$  ва  $2'$  ёруғлик нурлари ўзаро когерент ва уларнинг интенсивлиги бир хил. Бу нурлар интерференциясининг натижаси уларнинг  $P_1$  пластинкадан  $M_1$  ва  $M_2$  кўзгуларга бориб, яна қайтиб келгунча босиб ўтган оптикавий йўллари фарқига боғлиқ.  $2$  нур  $P_1$  пластинканинг қалинлигини уч марта босиб ўтади,  $1$  нур эса, фақат бир марта босиб ўтади. Шунинг ҳисобига ҳар хил тўлқин узунликлари учун оптикавий йўллар фарқи ҳар хил бўлади (дисперсия натижасида) ва уни компенсация қилиш учун  $1$  нурнинг йўлида худди  $P_1$  га ўхшаган, лекин кумуш қопланмаган  $P_2$  пластинка ўрнатилади. Шу билан  $1$  ва  $2$  нурларнинг шиша ичидаги йўллари тенгланади. Интерференцион манзара  $T$  дурбин ёрдамида кузатилади.

$M_2$  кўзгуни унинг ярим шаффоф  $P_1$  пластинкадаги мавҳум тасвири  $M_2'$  билан фикран алмаштирсак, нурлар учун йўллар фарқини баҳолаш қулай бўлади. У ҳолда  $1'$  ва  $2'$  нурларни  $M_1$  ва  $M_2$  текисликлар билан чегараланган шаффоф пластинкадан ёруғликнинг қайтиши ҳисобига вужудга келган нурлар деб қараш мумкин. Ростлаш винглари  $W_1$  ёрдамида бу текисликлар орасидаги бурчакни ўзгартириш мумкин, жумладан уларни бир-бирига аниқ параллел қилиб ўрнатиш мумкин. Микрометрик  $W_2$  винтни бураб,  $M_2$  кўзгуни, қиялигини ўзгартамаган ҳолда оҳиста суриб бориш мумкин. Шу тариқа „пластинканинг“ қалинлигини ўзгартириш мумкин, жумладан  $M_1$  ва  $M_2$  текисликларни бир-бирини кесиб ўтадиган қилиб қўйиш мумкин (53-б расм).

Кузатилаётган интерференцион манзара кўзгуларнинг мосланганлигига (юстировкасига) ва асбобга тушаётган ёруғлик дастасининг хусусиятларига боғлиқ. Агар параллел даста тушаётган бўлса,  $M_1$  ва  $M_2$  текисликлар орасидаги бурчак нолга тенг бўлмаса, асбобнинг кўриш майдонида тўғри чизиqli бир хил қалинлик полосалари кузатилиб, улар  $M_1$  ва  $M_2$  текисликларнинг кесишиш чизиғига параллел жойлашган бўлади. Оқ ёруғликда, ўша кесишиш чизиғи бўйича жойлашган нолинчи тартибли полосадан гашқари, ҳамма полосалар рангли бўлади. Нолинчи полоса қора бўлади, чунки  $1$  нур  $P_1$  пластинканинг сиртидан қайтади,  $2$  нур эса, ичидан қайтади, бунинг натижасида  $\pi$  га тенг фазалар фарқи вужудга келади. Оқ ёруғликда полосалар фақат  $M_1$   $M_2$  „пластинканинг“ қалинлиги жуда кичик бўлгандагина кузатилади [(19.10) формулага ва ундан кейинги текстга қаранг]. Кадмийнинг қизил чизиғига тўғри келадиган монохроматик ёруғликда Майкельсон йўллар фарқи 50000С га тўлқин узунлиги тартибида бўлганда (бу ҳолда  $M_1$  ва  $M_2$  орасидаги масофа тахминан 150 мм га тенг бўлади) аниқ интерференцион манзарани кузатган.



$M_1$  ва  $M_2$  текисликлар аниқ параллел жойлашганда ва ёруғлик дастаси бир озгина ёйилиб боровчи бўлганда асбобнинг кўриш майдонида концентрик ҳалқалар кўринишидаги бир хил қиялик полосалари кузатилади. Микрометрик  $W_2$  винт буралса, ҳалқаларнинг диаметри катталашади ёки кичиклашади. Шу вақтда манзаранинг марказида ё янги ҳалқалар пайдо бўлади, ё кичиклашувчи ҳалқалар нуқтага айланади ва сўнгра йўқолиб кетади. Манзаранинг бир ҳалқа силжиши  $M_2$  кўзгунинг ярим тўлқин узунлиги қадар силжишига тўғри келади.



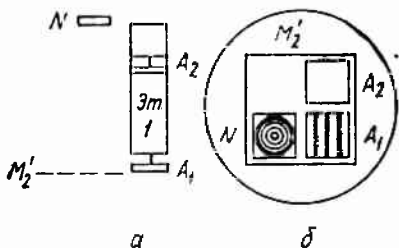
54- расм.

$P_2$  пластинка расм текислигига перпендикуляр ўқ атрофида айлана олади. Нормал ҳолатда у  $P_1$  пластинкага жуда аниқ параллел бўлади.

Пластинкани айлантириш интерференцион манзаранинг силжишига олиб келади. Бу ҳол  $P_2$  пластинкадан интерферометрда вужудга келадиган кичик йўллар фарқи учун компенсатор сифатида фойдаланиш имконини туғдиради.

Шу тавсия этилган асбоб ёрдамида Майкельсон 1890—1895 йилларда кадмийнинг қизил чизиғи тўлқин узунлигини биринчи марта нормал метрнинг узунлигига солиштирди. Бу мақсад учун узунликнинг тўққизта махсус эталонлари тайёрланди. Ҳар бир эталон металл асосга ўрнатилган параллел  $A_1$  ва  $A_2$  кўзгулардан иборат эди (54-расм). Кўзгулар текисликлари орасидаги масофа эталоннинг узунлигини аниқлар эди. Биринчи

эталоннинг узунлиги 0,39 мм эди. Ҳар бир кейинги эталоннинг узунлиги ўзидан олдингисининг узунлигидан қарийб аниқ икки марта катта эди. Охириги тўққизинчи эталоннинг узунлиги 10 мм эди.



55- расм.

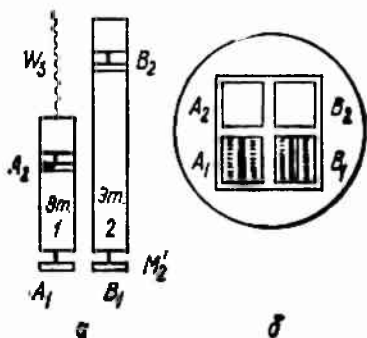
Дастлаб биринчи эталоннинг узунлигига жойлашадиган тўлқин узунликлари сони аниқланди. Эталон интерферометрда  $M_1$  кўзгу ўрнига ўрнатилади (55-а расм) схеманинг қолган

қисми худди 53-расмдагидек. Унинг яқинига ёрдамчи  $N$  кўзгу жойлаштирилади. Бу кўзгу  $M_2'$  текисликка аниқ параллел қилиб ўрнатилади. Шу сабабли асбоб кадмийнинг қизил чизиғига тўғри келадиган монохроматик ёруғлик билан ёритилганда, кўриш майдонининг  $N$  кўзгудан қайтган ёруғлик нурлари ишғол қилган қисмидан ҳалқалар шаклидаги бир хил қиялик полосалари кузатилади (55-б расмнинг пастки чап қисми, бу расмда дурбиндан кўринадиган манзара тасвирланган).  $A_1$  ва  $A_2$

кўзгулар текисликлари билан  $M_2$  текислик орасидаги бурчак нолдан бир оз фарқ қилади. Асбоб оқ ёруғлик билан ёритилганда ва  $M_2$  текислик эталон кўзгуларидан бирини кесиб ўтганда бу кўзгуга тўғрилланган дурбинда нолинчи қора полоса кузатилади<sup>1)</sup>.

Дастлаб  $M_2$  текислик ( $M_2$  кўзгуни силжитиш йўли билан) шундай вазиятга келтириладики, натижада нолинчи полоса  $A_1$  кўзгунинг ўртасига тўғри келсин (55-б расм, кўриш майдонининг пастки ўнг қисми). Сўнгра асбоб оқ ёруғлик ўрнига монокроматик ёруғлик билан ёритилади, дурбин чексизликка тўғриланади ва кўриш майдонининг пастки чап қисмида (55-б расм) ҳалқалар системаси пайдо бўлади. Микрометрик  $W_2$  винтни (53-расм) секингина айлантириш билан  $M_2$  текислик  $A_2$  кўзгу томонга силжийди. Бунинг натижасида ҳалқалар тораёйиб марказга тортилиб келади ва бирин-кетин йўқолиб кетади. Манзаранинг бир ҳалқага силжиши  $M_2$  текисликнинг ярим тўлқин узунлиги қадар силжишига тўғри келади. Пировардида  $M_2$  текислик шундай вазиятга келтириладики, натижада оқ ёруғликда  $A_2$  кўзгунинг ўртасига тушадиган қора полоса ҳосил бўлади (бу вақтда кўриш майдонининг юқориги ўнг бурчагида кузатиладиган манзара худди 55-б расмнинг пастки ўнг бурчагида тасвирланган манзара каби бўлади). Ана шу вақтга яна йўқолиб кетган ҳалқалар сонининг ярми биринчи эталон узунлигига жойлашадиган тўлқин узунликлари сонини беради.

Сўнгра биринчи икки эталон ўзаро солиштирилади. Бунинг учун улар  $M_1$  кўзгу ўрнига ёнма-ён ўрнатилади (55-а расм). Эталон 2 кўзгалмас қилиб ўрнатилади, эталон 1 эса микрометрик  $W_3$  винт ёрдамида эталон 2 бўйича силжий оладиган сазалкага ўрнатилади. Кўриш майдони тўрт қисмга бўлиниб, уларнинг ҳар бири  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$  ва  $B_2$  кўзгуларнинг бирига тегишли бўлади (56-б расм).  $M_2$  кўзгуни суриш билан  $M_2$  текислик  $B_1$  кўзгунинг устига туширилади ва шундай тўғриланадики, натижада бу кўзгунинг ўртасига тўғри келадиган жойда нолинчи қора полоса ҳосил бўлади.  $M_2$  текисликнинг ўрнини ўзгартмаган ҳолда 1 эталон шундай ўрнатиладики, натижада  $A_1$  кўзгунинг



56- расм.

<sup>1)</sup> 55-б расмни икки марта такрорламадик учун унда ҳам  $N$  кўзгудаги ҳалқалар, ҳам  $A_1$  кўзгудаги полосалар тасвирланган. Ҳақиқатда эса бу икки манзара бир вақтда эмас, балки галма-гал кузатилади.

уртасига туғри келадиган жойда ҳам худди ўшандай қора полоса ҳосил бўлади. Бу вақтда кузатиладиган манзара 56-б расмдагидек бўлади. Бу ҳолатда  $A_1$  ва  $B_1$  кўзгулар битта текисликда жойлашган бўлади. Сунгра  $M'_2$  текислик  $A_2$  кўзгу билан устма-уст туширилади (бу ҳолда полосалар 56-б расмининг фақат  $A_2$  квадратигагина кузатилади). Шундан кейин  $I$  эталонни  $A_1$  кўзгу  $M'_1$  текислиكنинг янги вазияти билан устма-уст тушгунча сурилади (бу ҳолатда нолинчи полоса яна 56-б расмдаги  $A_1$  квадратда ҳосил бўлади, лекин  $B_1$  квадратда энди полосалар бўлмайди). Шу усул билан  $I$  эталон ўз узунлигига аниқ тенг бўлган масофага сурилади. Кейин яна  $M_2$  кўзгунини  $M_2$  текислик  $A_2$  кўзгу билан устма-уст тушгунча сурилади. Агар 2 эталоннинг  $l_2$  узунлиги  $I$  эталоннинг  $l_1$  узунлигидан аниқ икки марта катта булса эди, нолинчи полоса  $A_2$  ва  $B_2$  квадратларнинг ўрта ерларида бир вақтда пайдо булар эди. Бироқ, ҳақиқатда  $l_2$  узунлик  $2l_1$  дан озгина фарқланади. Шу сабабли  $B_2$  даги нолинчи полоса кўзгунинг ўртасига туғри келмай, унинг четроғига сурилган бўлади. Бу сурилиши неча полосага туғри келишини аниқлаб,  $2l_1$  билан  $l_2$  орасидаги айирмани топиш мумкин.

Шу йул билан ҳамма эталонлар бир-бирига солиштириб чиқилган. Охириги ун сантиметрли эталон нормал метр билан солиштирилган (иш Париж яқинидаги Севрь шаҳрида Халқаро улчовлар ва тарозилар Бюросида олиб борилган). Эталон юқорида баён қилинган усул билан ун марта сурилган. Эталон кузгулари билан нормал метр штрихларининг устма-уст тушиши микроскоп ёрдамида туғриланган. Майкельсон олган ҳулосаларга кўра, нормал метрнинг узунлигида кадмий қизил чизиги тулқин узунликларидан 1553163,5 таси жойлашади.

Халқаро бирликлар системаси (СИ) белгилайдики, метр — криптон-86 атомининг  $2p_{10}$  ва  $5d_5$  энергетик сатҳлар орасида ўгишига мос нурланишининг вакуумдаги тулқин узунликларидан 1650763,73 тасига тенг узунликдир (77-§ ва 86-§ даги иловага қаранг).

Ҳозирги вақтда кўпчилик спектрал чизиқларнинг тулқин узунликлари юқори даражадаги аниқлик билан маълум. Шунинг учун берилган узунликда жойлашадиган тулқин узунликларини бевосита санаб чиқиш зарурияти йуқолган.

57-расмда Фабри — Перо эталони деб аталадиган асбоб тасвирланган. У думалоқ трубанинг икки учига ўрнатилган иккита шиша пластинкадан иборат. Нуқталар билан белгиланган сиртларга юпка кумуш қатлами қопланган. Бу сиртлар бир-бирига аниқ параллелдир. Монохроматик ёруғлик дасталари кумуш қопланган сиртлардан қайтгач, интерференциялашади ва бир хил қиялик ҳалқалари ҳосил қилади. Агар, масалан, иккита  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$



57- расм.

тўлқин узунликлари учун манзаранинг марказида ёруғ доғ ҳосил бўлса, қуйидаги муносабатларни ёзиш мумкин [(19.5) формулага қаранг;  $l_1$  ни нолга тенг деб ҳисоблаш керак]:

$$2l = \left(k_1 + \frac{1}{2}\right)\lambda_1, \quad 2l = \left(k_2 + \frac{1}{2}\right)\lambda_2, \quad (20.1)$$

бунда  $l$  — эталоннинг узунлиги,  $k_1$  ва  $k_2$  — бутун сонлар,  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  — эталон ичига жойлашган муҳитдаги тўлқин узунликлари.

Агар  $l$ ,  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  катталиклар етарли даражада аниқ маълум бўлса, (20.1) муносабатларни қаноатлантирувчи  $k_1$  ва  $k_2$  бутун сонларни танлаб олиш масаласи бир қийматли ҳал қилинади.  $k_1$  ва  $k_2$  ни аниқлагач, эталоннинг узунлигини  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  тўлқин узунликлари орқали ифодалаш мумкин.

---

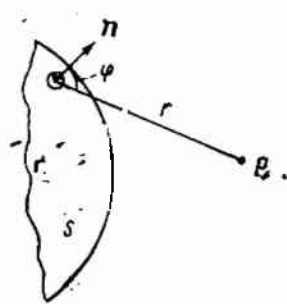
## ЁРУҒЛИК ДИФРАКЦИЯСИ

### 21- §. Гюйгенс—Френель принципи

Ёруғликнинг бир жинслилик бир-биридан кескин фарқ қилувчи қисмларга эга бўлган муҳитда тарқалишида кузатиладиган ва геометрик оптика қоиунларидан четланишлар билан боғлиқ бўлган ҳодисаларнинг жами дифракция деб аталади. Хусусан, ёруғлик тўлқинларининг тўсиқларни айланиб ўтиши ва геометрик соя соҳасига ёруғликнинг кириши дифракция натижасида вужудга келади. Товуш тўлқинларининг тўсиқларини айланиб ўтиши (яъни товуш тўлқинларининг дифракцияси) кундалик ҳаётда доим кузатилади. Ёруғлик тўлқинларининг дифракциясини кузатиш учун эса, махсус шароит яратиш керак бўлади. Бунга дифракция миқёси тўсиқнинг ўлчовлари билан тўлқин узунлиги орасидаги нисбатга жуда ҳам боғлиқлиги сабаб бўлади. Тўлқин узунлиги тўсиқ ўлчами билан ўлчовдош катталиклар бўлганда (бундай ҳол кўпинча товуш тўлқинлари учун амалга ошади) жуда кучли дифракция кузатилади. Агар тўлқин узунлиги тўсиқнинг ўлчовларидан жуда ҳам кичик бўлса (бу ҳол ёруғлик учун ўринли дифракция кучсиз бўлиб, уни пайқаш қийин бўлади).

Тўлқинлар дифракцияси ҳодисаси Гюйгенс принципи ёрдамида тушунтирилиши мумкин (I- том, 83- § га қаранг). Бироқ турли йўналишларда тарқалаётган тўлқинларнинг амплитудаси ва демак, интенсивлиги ҳақида Гюйгенс принципи ҳеч қандай кўрсатма бермайди. Бу камчиликни Френель тузатди ва у Гюйгенс принципини иккиламчи тўлқинлар интерференцияси ҳақидаги тушунча билан тўлдиради. Иккиламчи тўлқинларнинг амплитудаларини ва фазаларини ҳисоблаш фазонинг исталган нуқтасида натижавий тўлқин амплитудасини топиш имконини беради. Френель ўзи такомиллаштирган принцип ёрдамида бир қатор дифракцион ҳодисаларни қониқарли равишда тушунтиришга муваффақ бўлди. Френель, шунинг билан бирга, ёруғликнинг тўлқин назариясидаги асосий қийинчиликлардан бирини бартараф қилишга—ёруғликнинг тўлқин табиати унинг тажрибада кузатиладиган тўғри чизиқли тарқалиши билан қандай мос келишини кўрсатишга ҳам муваффақ бўлди.

Фараз қилайлик, 58- расмдаги  $S$  бирор манбадан тарқалаётган ёруғликнинг тўлқин сиртларидан бири бўлсин. Шу сиртдан олдинда ётган  $P$  нуқтадаги ёруғлик тебранишларининг амплитудаси Френелнинг таъбири бўйича қуйидаги мулоҳазалардан топилши мумкин. Сиртнинг ҳар бир элементи иккиламчи сферик тўлқиннинг манбаи бўлиб, у тўлқиннинг амплитудаси  $dS$  элементнинг катталигига пропорционал бўлади. Сферик тўлқиннинг амплитудаси манбагача бўлган  $r$  масофа ортган сари  $1/r$  қонун бўйича камайиб боради [1 том, (78.9) формулага қаранг]. Демак, тўлқин сиртнинг ҳар бир  $dS$  элементидан  $P$  нуқтага қуйидаги тўлқин келади:



58- расм.

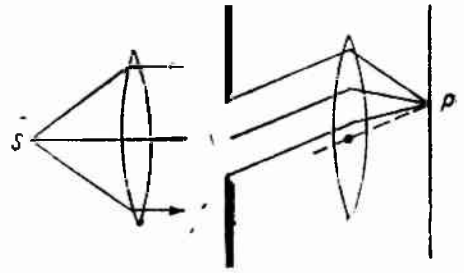
$$d\xi = K \frac{a_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0). \quad (21.1)$$

Бу ифодада  $(\omega t + \alpha_0)$  тўлқин сирт  $S$  жойлашган ердаги тебраниш фазаси,  $k$  — тўлқин сони,  $r$  — сиртнинг  $dS$  элементидан  $P$  нуқтагача бўлган масофа.  $a_0$  катталиқ  $dS$  жойлашган ердаги ёруғлик тебранишининг амплитудаси билан аниқланади.  $K$  — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, уни Френель,  $dS$  юзачанинг  $n$  нормали билан  $dS$  дан  $P$  нуқтага томон йўналиш орасидаги  $\varphi$  бурчак ортган сари камаяди ва  $\varphi = \pi/2$  бўлганда нолга айланади, деб ҳисоблаган.

$P$  нуқтадаги натижавий тебраниш бутун  $S$  тўлқин сирт учун олинган (21.1) тебранишларнинг суперпозициясидан иборат бўлади:

$$\xi = \int_S K(\varphi) \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0) dS. \quad (21.2)$$

Бу (21.2) формулани Гюйгенс—Френель принципининг аналитик ифодаси деб қараш мумкин.



59- расм.

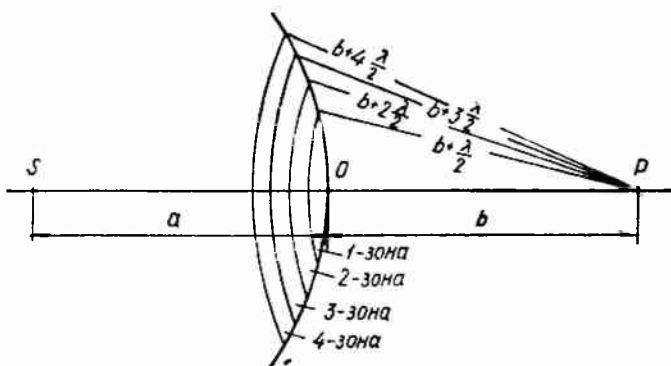
(21.2) формула бўйича ҳисоблаш умумий ҳолда жуда қийин масаладир. Лекин, Френель кўрсатганки, симметрия хоссалари бўлган ҳолларда натижавий тебранишнинг амплитуда-

сини топиш оддий алгебраик ёки геометрик қўшиш йўли билан амалга оширилиши мумкин.

Дифракция ҳодисаси икки хил бўлади. Агар ёруғлик манбаи ва кузатиш нуқтаси  $P$  тўсиқдан шунчалик узоқда бўлсаки, тўсиққа тушаётган нурлар ва  $P$  нуқтага борувчи нурлар деярли параллел дастан ҳосил қилса, Фраунгофер дифракцияси ёки параллел нурлардаги дифракция кузатилади. Акс ҳолда Френель дифракцияси кузатилади.  $S$  ёруғлик манбаидан кейин ва  $P$  кузатиш нуқтасидан олдин линза шундай жойлаштирилсаки,  $S$  ва  $P$  нуқталар линзанинг фокал текислигига тушиб қолса, Фраунгофер дифракциясини кузатиш мумкин бўлади (59- расм).

## 22- §. Френель зоналари

Бир жинсли муҳитда нуқтавий  $S$  манбадан тарқалувчи сферик тўлқин  $P$  нуқтада уйғоталган ёруғлик тебранишининг амплитудасини топиш учун Гюйгенс—Френель принципини татбиқ қиламиз (60- расм). Бундай тўлқиннинг тўлқин сирти  $SP$



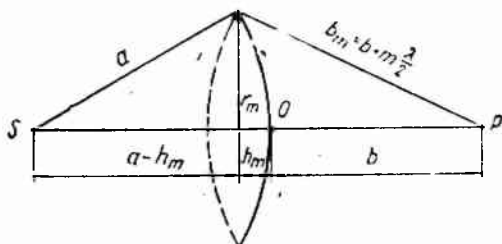
60- расм.

тўғри-чизиққа нисбатан симметрик бўлади. Шундан фойдаланиб, Френель тўлқин сиртини шундай ҳалқасимон зоналарга ажратганки, ҳар бир зонанинг четидан  $P$  нуқтагача бўлган масофалар бир-биридан  $\lambda/2$  га фарқ қилади ( $\lambda$  — тўлқин тарқалаётган муҳитдаги тўлқин узунлиги).  $m$  — зонанинг ташқи четидан  $P$  нуқтагача бўлган  $b_m$  масофа қуйидагича ифодаланишини кўриш қийин эмас:

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}, \quad (22.1)$$

бу ерда  $b$  — тўлқин сиртининг  $O$  учидан  $P$  нуқтагача бўлган масофа.

Икки қўшни зонанинг бир хил нуқталаридан (яъни зоналарнинг ташқи четларида ётган нуқталаридан ёки ўрта ерларида ётган нуқталаридан)  $P$  нуқтага келувчи тебранишлар қарама-қарши фазали бўлади. Шунинг учун ҳар бир бутун зонадан ҳосил бўладиган натижавий тебранишлар ҳам қўшни зоналар учун бир-биридан фаза бўйича  $\pi$  га фарқ қилади.



61- расм.

Тебранишлар амплитудаларини баҳолаш учун зоналарнинг юзини топиш керак.  $m$ -зонанинг ташқи чегараси тўлқин сиртда баландлиги  $h_m$  бўлган сферик сегментни ажратади (61-расм). Бу сегментнинг юзини  $S_m$  орқали белгилаймиз. У ҳолда  $m$ -зонанинг юзини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1},$$

бу ерда  $S_{m-1}$  —  $(m-1)$ -зонанинг ташқи чегараси ажратган сферик сегментнинг юзи.

61-расмдан келиб чиқадики,

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left( b + m \frac{\lambda}{2} \right)^2 - (b + h_m)^2$$

( $a$  — тўлқин сиртнинг радиуси,  $r_m$  —  $m$ -зона ташқи чегарасининг радиуси). Қавсларни квадратга ошираемиз:

$$r_m^2 = 2ah_m - h_m^2 = bm\lambda + m^2 \left( \frac{\lambda}{2} \right)^2 - 2bh_m - h_m^2 \quad (22.2)$$

бундан

$$h_m = \frac{bm\lambda + m^2 \left( \frac{\lambda}{2} \right)^2}{2(a-b)} \quad (22.3)$$

$m$  нинг унча катта бўлмаган қийматлари билан чекланиб,  $\lambda$  жуда кичик миқдор булгани учун,  $\lambda^2$  қагнашадиган қўшилувчини ташлаб юбориш мумкин. Ана шундай яқинлашишда

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)} \quad (22.4)$$

Сферик сегментнинг юзи  $S = 2\pi R h$  бўлади ( $R$  — сферанинг радиуси,  $h$  — сегментнинг баландлиги). Демак,

$$S_m = 2\pi a h_m = \frac{\pi a b}{a+b} m \lambda,$$



$m$ -Френель зонасининг юзи эса,

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi ab \lambda}{a + b}$$

Ҳосил бўлган ифода  $m$  га боғлиқ эмас. Бу,  $m$  нинг унча катта бўлмаган қийматлари учун Френель зоналарининг юзи тахминан бир хил демакдир.

Зоналарнинг радиусларини баҳолаймиз. (22.2) га кўра  $r_m^2 = 2ah_m - h_m^2$ .  $m$  нинг қиймати унча катта бўлмаганда сегментнинг баландлиги  $h_m \ll a$ , шунинг учун,  $r_m^2 = 2ah_m$  деб ҳисоблаш мумкин. Бу ерга  $h_m$  учун олинган (22.4) қийматни қўйиб,  $m$ -Френель зонаси ташқи чегарасининг радиусини топамиз:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}. \quad (22.5)$$

Агар  $a = b = 1$  м ва  $\lambda = 0,5$  мк деб ҳисобласак, биринчи (марказий) зонанинг радиуси учун  $r_1 = 0,5$  мм қиймат келиб чиқади. Бундан кейинги зоналарнинг радиуслари  $\sqrt{m}$  каби ошиб боради.

Юқорида биз Френель зоналарининг юзлари тахминан бир хил бўлишини топган эдик. Зонадан  $P$  нуқтагача бўлган  $b_m$  масофа  $m$  ортган сари чизиқли қснун билан жуда секин орта боради [(22.1) га қаранг]. Зона номери  $m$  ортган сари, зона элементининг нормали билан  $P$  нуқтага томон йўналиш орасидаги  $\varphi$  бурчак ҳам орта боради. Буларнинг ҳаммаси шунга олиб келадики,  $m$ -зона  $P$  нуқтада уйғотадиган тебранишнинг  $A_m$  амплитудаси,  $m$  ортган сари монотон равишда камайиб боради [(21.1) га қаранг]. Ҳатто  $m$  нинг жуда катта қийматларида ҳам, бу ҳолда (22.3) га кўра  $m$  ортган сари зонанинг юзи сезиларли даражада орта борганда ҳам,  $K(\varphi)$  кўпайтувчининг камайиши  $\Delta S_m$  нинг ўсишидан устун келади ( $\varphi \rightarrow \pi/2$  бўлган  $K(\varphi)$  нинг нолга интилишини эслатиб ўтамиз) ва  $A_m$  камая боради. Шундай қилиб, Френель зоналари  $P$  нуқтада уйғотадиган тебранишларнинг амплитудалари монотон камаювчи кетма-кетликни ҳосил қилади:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1} > \dots$$

Қўшни зоналар уйғотадиган тебранишларнинг фазалари бири-бирдан  $\pi$  га фарқ қилади. Шунинг учун  $P$  нуқтадаги натижавий ёруғлик тебранишининг амплитудаси  $A$  қуйидагича алгебраик аниқланиши мумкин:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (22.6)$$

Бу ифодага тоқ номерли зоналардан ҳосил бўлган ҳамма амплитудалар бир ишора билан, жуфт номерли зоналардан ҳосил бўлган амплитудалар эса бошқа ишора билан киради. (22.6) ни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \quad (22.7)$$

$A_m$  монотон равишда камайиб боргани сабабли, тахминан

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$$

деб ҳисоблаш мумкин. Ана шу шартга асосан кичик қавслар ичидаги ифодалар нолга тенг бўлади ва (22.7) формула қуйидагича соддалашади:

$$A = \frac{A_1}{2}. \quad (22.8)$$

Биз олган мана шу натижа сферик тўлқин сиртнинг бирор  $P$  нуқтада ҳосил қилган амплитудаси ярмига биргина марказий зона ҳосил қилган амплитуданинг тенг бўлишини кўрсатади. Бошқача қилиб айтганда, бутун тўлқин сиртнинг таъсири марказий зона таъсирининг ярмига тенг. Юқориде бажарилган баҳолаш кўрсатдики, марказий зонанинг ўлчовлари миллиметрнинг улушлари тартибида. Демак, ёруғлик  $S$  нуқтадан  $P$  нуқтага гўё жуда ингичка тўғри чизиқли канал чегарасида тарқалади, яъни деярли тўғри чизиқ бўйича тарқалади.

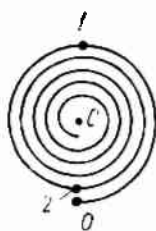


62- расм

Агар тўлқиннинг йўли шаффофмас экран билан тўсилса ва у экранда фақат марказий Френель зонасинигина очик қолдирувчи тешикча бўлса,  $P$  нуқтадаги амплитуда  $A_1$  га тенг бўлади, яъни (22.8) амплитудадан икки баравар катта бўлади. Шунга мувофиқ бу ҳолда ёруғлик интенсивлиги  $P$  нуқтада  $S$  ва  $P$  нуқталар орасида тўсиқ бўлмаган ҳолдагидан тўрг марта катта бўлади.

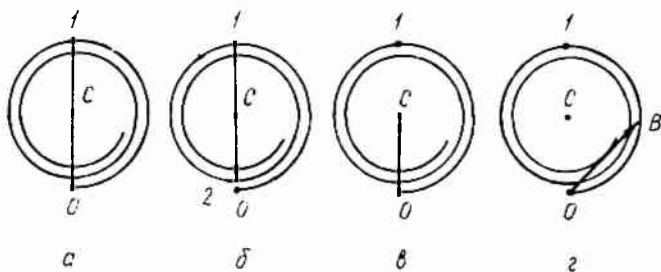
Энди ёруғликнинг  $S$  манбадан  $P$  нуқтага тарқалиши ҳақидаги масалани амплитудаларни график қўшиш усулида ечамиз. Тўлқин сиртни худди Френель зоналарига ўхшаган, лекин улардан анча тор бўлган ва юзлари бир-бирига тенг ҳалқасимон зоналарга бўламиз. Ҳар бир мана шундай зонанинг  $P$  нуқтада ҳосил қиладиган тебранишини вектор кўринишида тасвирлаш мумкин, у векторнинг узунлиги тебраниш амплитудасига тенг бўлади, ҳисоб боши учун қабул қилинган йўналиш билан бу вектор орасидаги бурчак эса, тебранишнинг бошланғич фазасини беради (1 том, 68- § га қаранг). Бундай зоналардан исталган бири  $P$  нуқтада ҳосил қилган тебранишнинг амплитудаси, ўзидан олдинги зона ҳосил қилган тебранишнинг амплитудасига тахминан тенг бўлади, лекин у тебраниш олдинги зона ҳосил қилган тебранишдан фаза бўйича шундай миқдорга кечикадики, бу миқдор ҳамма қўшни зоналар учун амалда бир хил бўлади. Бинобарин, айрим зоналар уйғотадиган тебранишларни қўшишда ҳосил бўладиган вектор диаграмма 62- расмда тасвирланган кўринишда бўлади.

Агар зонадан эзнага ўтишда амплитуданинг катталиги қатъий равишда ўзгармас бўлиб қолаверса, 62- расмда тасвирланган векторлардан охиригисининг учи биринчи векторнинг боши билан устма-уст тушар эди. Ҳақиқатда эса, амплитуданинг катталиги бир озгина бўлса-да камая боради ва нагижада векторлар ёпиқ шакл ҳосил қилмай, спиралсимон синиқ чизиқ ҳосил қилади. Агар ҳалқасимон зоналарнинг кенглигини нолга ингилтирсак (бунда уларнинг сони чексиз кўпая боради), вектор диаграмма  $C$  нуқтага томон буралиб келувчи спираль кўринишини олади (63 расм)  $O$  ва  $I$  нуқталардаги тебраниш фазалари  $\pi$  га фарқ қилади (спирални ҳосил қилувчи чексиз кичик векторлар бу нуқталарда қарама-қарши томонларга йўналган). Демак, спиралнинг  $O-I$  қисми Френелнинг биринчи зонасига тўғри келади.  $O$  нуқтадан  $I$  нуқтага ўтказилган вектор (64-а расм) шу зона  $P$  нуқтада уйғотаётган тебранишни ифодалайди. Худди шунингдек,  $I$  нуқтадан  $2$  нуқтага ўтказилган вектор (64-б расм) Френелнинг иккинчи зонаси уйғотаётган тебранишни ифодалайди. Биринчи ва иккинчи зоналардан ҳосил бўлган тебранишлар қарама-қарши фазали бўлишига мувофиқ равишда,  $O1$  ва  $I2$  векторлар қарама-қарши томонларга йўналган.



63- расм

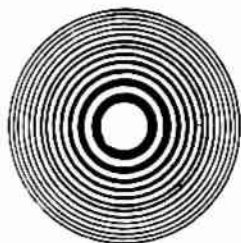
Бутун тўлқин сирт  $P$  нуқтада уйғотаётган тебраниш  $OC$  вектор билан тасвирланади (64-я расм). Бу ҳолда амплитуда



64- расм

биринчи зона  $P$  нуқтада ҳосил қилаётган амплитуданинг ярмига тенг бўлиши 64- расмдан куришиб турибди. Биз оу натижани юқорида алгебраик йул билан олган эдик [(22.8] формулага қаранг]. Френелнинг биринчи зонасининг ички ярми уйғотаётган тебраниш  $OB$  вектор билан тасвирланишини қайд қиламиз (64-г расм). Шундай қилиб, Френелнинг биринчи зонаси таъсирининг ярми зона ярмининг таъсирига эквивалент эмас.  $OB$  вектор  $OC$  вектордан  $\sqrt{2}$  марта катта. Шунинг учун, интенсивликларга ўтганда Френелнинг биринчи зонасининг ярми ҳосил қилаётган ёруғлик интенсивлиги бутун тўлқин сирт ҳосил қилаётган интенсивликдан икки марта катта бўлади дейиш мумкин.

Френелнинг жуфт номерли ва тоқ номерли зоналаридан ҳосил бўлаётган тебранишлар қарама-қарши фазали бўлади ва демак, ўзаро бир-бирини сусайтиради. Агар ёруғлик тўлқинининг йўлига ҳамма жуфт номерли ёки ҳамма тоқ номерли зоналарни тўсувчи пластинка қўйилса,  $P$  нуқтада тебраниш амплитудаси кескин кўпайиб кетади. Бундай пластинка зона пластинкаси деб аталади. 65- расмда жуфт номерли зоналарни тўсувчи пластинка тасвирланган. Зона пластинкаси йиғувчи линза каби ишлаб,  $P$  нуқтада ёруғлик интенсивлигини жуда кўп марта кучайтиради. Жуфт номерли (ёки тоқ номерли) зоналарни тўсмай, балки улардан ҳосил бўладиган тебранишлар фазасини  $\pi$  га ўзгартириб, янада каттароқ эффе́ктуга эришиш мумкин. Буни жуфт номерли ва тоқ номерли зоналарга тўғри келалиган жойларидаги қалинликлари бир-бирдан тегишлича танланган катталikka фарқланалиган шаффоф пластинка ёрдамида амалга ошириш мумкин. Бундай пластинка фазавий зона пластинкаси деб аталади. Оддий (ёки амплитудавий) зона пластинкасига қараганда, фазавий зона пластинкаси амплитудани қўшимча равишда икки марта, ёруғлик интенсивлигини эса, тўрт марта орттиради.



65- расм

### 23- §. Энг содда тўсиқлардан ҳосил бўладиган Френель дифракцияси

Амплитудаларни қўшишининг ўтган параграфда кўриб чиқилган алгебраик ва график усуллари ёруғлик дифракциясига оид энг содда масалаларни ечишга имкон беради.

**Доиравий тешиқдан ҳосил бўладиган дифракция.** Сферик ёруғлик—тўлқинининг йўлига  $r_0$  радиусли доиравий тешиги бўлган шаффофмас экран қўямиз. Экранни шундай жойлаштирамизки,  $S$  ёруғлик манбаидан туширилган перпендикуляр тешиқнинг марказига тўғри келсин (66-  $a$  расм). Бу перпендикулярнинг давомида  $P$  нуқта оламиз. Тешиқнинг  $r_0$  радиуси 66- расмдаги  $a$  ва  $b$  узунликлардан жуда кичик бўлганда,  $a$  ни  $S$  манбадан тўсиққача бўлган масофага тенг деб,  $b$  ни эса, тўсиқдан  $P$  нуқтагача бўлган масофага тенг деб ҳисоблаш мумкин. Агар  $a$  ва  $b$  масофалар ушбу

$$r_0 = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda} \quad (23.1)$$

(бунда  $m$  — бутун сон) шартни қаноатлантурса [(22.5) га қараңг], тешиқ  $P$  нуқта учун аниқланган Френель зоналаридан тўппа-тўғри биринчи  $m$  тасини очиқ қолдиради. (23.1) тенг-

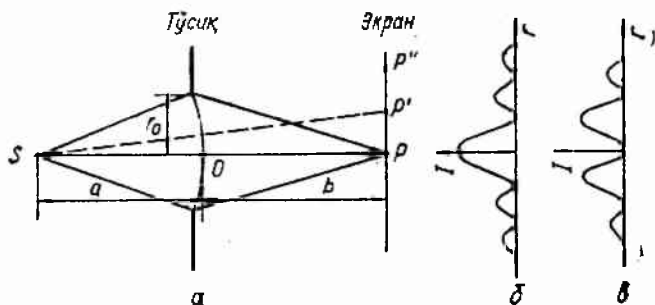
ликни  $m$  га нисбатан ечиб, очик Френель зоналарининг сонини топамиз:

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right). \quad (23.2)$$

(23.6) га мувофиқ  $P$  нуқтадаги тебраниш амплитудаси

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m \quad (23.3)$$

бўлади. Агар  $m$  тоқ сон бўлса, бу ифодадаги  $A_m$  амплитуда мусбат ишораси билан,  $m$  жуфт сон бўлса, манфий ишораси билан олинади.



66- расм.

(23.3) формулани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \dots$$

$$\dots + \left\{ \begin{array}{l} \left( \frac{A_{m-2}}{2} - A_{m-1} + \frac{A_m}{2} \right) + \frac{A_m}{2} \text{ (} m \text{ тоқ сон),} \\ \left( \frac{A_{m-3}}{2} - A_{m-2} + \frac{A_{m-1}}{2} \right) + \frac{A_{m-1}}{2} - A_m \text{ (} m \text{ жуфт сон).} \end{array} \right.$$

Олдинги параграфда, кичик қавслар ичидаги ифодаларни нолга тенг дейиш мумкинлиги кўрсатилган эди. Икки қўшни зоналар ҳосил қилган амплитудаларнинг катталиклари бир-биридан кам фарқ қилади. Шунинг учун  $A_{m-1}/2 - A_m$  ўрнига  $-A_m/2$  олиш мумкин. Натижада

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2} \quad (23.4)$$

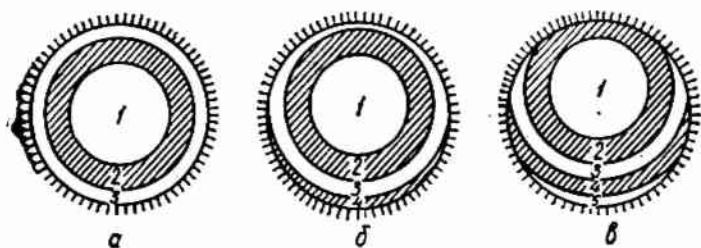
келиб чиқади; бунда яна мусбат ишораси тоқ  $m$  учун ва манфий ишораси жуфт  $m$  учун олинади.

$m$  нинг кичик қийматларида  $A_m$  катталиқ  $A_1$  дан кам фарқ қилади. Бинобарин,  $m$  тоқ сон бўлганда  $P$  нуқтадаги амплитуда тахминан  $A_1$  га тенг бўлади,  $m$  жуфт сон бўлган эса, нолга тенг бўлади. Бу натижани 63- расмда тасвирланган вектор диаграммаси ёрдамида олиш осон. Агар тўсиқ олиб таш-

ланса,  $P$  нуқтадаги амплитуда  $A_1/2$  га тенг бўлиб қолади [(22.8) га қаранг]. Шундай қилиб, бир озгина тоқ сонли зоналарни очиқ қолдирувчи тешиги бўлган тўсиқ  $P$  нуқтада ёруғликни заифлаштирмайдигина эмас, балки аксинча, амплитудани қарийб икки марта, интенсивликни эса, тўрт марта кўпайтиради.

Шуни ҳам қайд қилиб ўтамизки, тешикнинг ўлчовлари чексиз катталаштириб борилса,  $A_m$  нолга интилади ва (23.4) формула (22.8) кўринишига ўтади.

Тешикли тўсиққа параллел қилиб ясси экранни  $P$  нуқтага ўрнатамиз (66- расмга қаранг) Бу экранда кузатиладиган дифракцион манзаранинг характерини аниқлаймиз. Тўсиқ  $SP$  тўғри чизиққа нисбатан симметрик бўлгани сабабли, экраннинг турли нуқталаридаги ёруғлик интенсивлиги (яъни ёритилганлик) фақат  $r$  масофагагина боғлиқ бўлади. Бу масофа дифракцион манзаранинг  $P$  нуқтадаги марказигача бўлган масофадир. Френель зоналарининг сони — жуфт ёки тоқ сон очиқ бўлишига қараб,  $P$  нуқтанинг ўзида интенсивлик максимумга ёки минимумга эришади. Мисол учун, бу сон учга тенг деб ҳисоблайлик. У ҳолда дифракцион манзаранинг марказида интенсив-



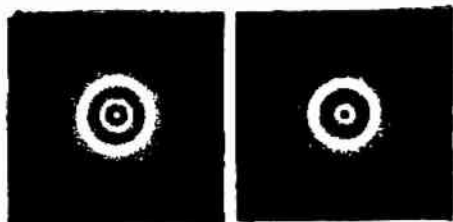
67- расм.

ликнинг максимуми ҳосил бўлади.  $P$  нуқта учун Френель зоналари манзараси 67- *a* расмда берилган Энди экран бўйича  $P$  нуқтадан  $P'$  нуқтага силжиймиз.  $SP'$  тўғри чизиқ тўсиқ учун симметрия ўқи бўлмайди.  $P'$  нуқта учун Френель зоналари манзарасининг тешик гардиши билан чегараланган қисми 67-*b* расмда тасвирлангандек кўринишда бўлади. Тешик гардиши учинчи зонани қисман ёпади, шунинг билан бирга тўртинчи зона қисман очилади. Натижада ёруғлик интенсивлиги камаяди ва  $P'$  нуқтанинг бирор ҳолатида нолга тенг бўлиб қолади. Агар экран бўйича  $P''$  нуқтага силжисак, тешик гардиши фақат учинчи Френель зонасинигина эмас, иккинчи зонани ҳам қисман ёпади, шунинг билан бирга бешинчи зона ҳам қисман очилади (67- *v* расм). Натижада тоқ номерли зоналарнинг очиқ қисмлари жуфт номерли зоналарнинг очиқ қисмларидан устун

келади ва интенсивлик максимумига эришади. Тўғри, бу максимум  $P$  нуқтада кузатиладиган максимумдан заифроқ бўлади.

Шундай қилиб, доиравий тешикдан ҳосил бўладиган дифракцион манзара навбатма-навбат жойлашган ёруғ ва қорамтир концентрик ҳалқалардан иборат бўлади. Манзаранинг марказида ё ёруғ ( $m$  — тоқ сон), ё қора ( $m$  — жуфт сон) доғ бўлади (68- расм).

$I$  интенсивликнинг дифракцион манзара марказидан ўлчанадиган  $r$  масофа буйича ўзгариши 66- б расмда (тоқ  $m$  учун)

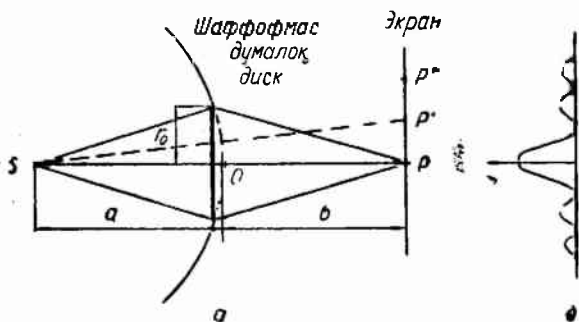


68- расм.

ва 66- в расмда (жуфт  $m$  учун) тасвирланган. Экран ўзига параллел равишда  $SP$  тўғри чизик буйича кўчирилганда 68- расмда тасвирланган манзаралар ўзаро алмашинади [(23.2) га кўра,  $b$  ўзгарганда  $m$  нинг қиймати гоҳ тоқ, гоҳ жуфт бўлиб боради].

Агар тешик очик қолдирган жой Френель зоналарининг биттасидан ортиқ бўлмаса, экранда ёйилган ёруғ доғ ҳосил бўлади; бу ҳолда ёруғ ва қорамтир ҳалқалар қатори вужудга келмайди. Агар тешик кўп сонли зоналарни очик қолдирса, ёруғ ва қорамтир ҳалқалар қатори фақат геометрик соянинг чегараси яқинида жуда тор соҳадагина кузатилади, бу соҳадан ичкарида ёритилганлик деярли ўзгармас бўлади.

**Доиравий дискдан ҳосил бўладиган дифракция.** Ёруғликнинг нуқтавий  $S$  манбаи билан кузатиш нуқтаси  $P$  орасига  $r_0$  радиусли шаффофмас доиравий дискни шундай жойлаштирамизки (69- а расм), натижада у  $m$  та Френель зонасини ёпсин



69- расм.

[ $m$  ни (23.2) формула бўйича топиш мумкин]. У ҳолда ёруғлик тўлқинининг  $P$  нуқтадаги амплитудаси қуйидагига тенг бўлади:

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left( \frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots$$

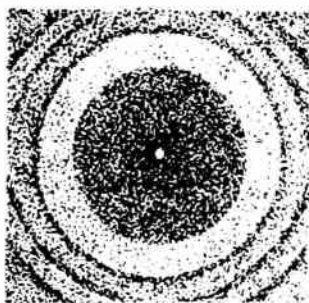
Қавслар ичидаги ифодаларни нолга тенг деб ҳисоблаш мумкин бўлгани учун

$$A = \frac{A_{m+1}}{2} \quad (23.5)$$

келиб чиқади.

$SP$  чизиққа перпендикуляр равишда  $P$  нуқтага жойлаштирилган экранда қандай дифракцион манзара ҳосил бўлишини аниқлаймиз. Равшанки, ёруғлик интенсивлиги манзаранинг  $P$  марказидан ўлчанадиган  $r$  масофагагина боғлиқ бўлиши мумкин. Ёпилган зоналар сони кам бўлган  $A_{m+1}$  билан  $A_1$  бири-биридан кам фарқ қилади. Шу сабабли  $P$  нуқтадаги интенсивлик, қарийб,  $S$  билан  $P$  орасида ҳеч қандай тўсиқ бўлмагандагидек бўлади [(22.8) га қаранг].  $P$  нуқтадан исталган радиал йўналишда силжиган  $P'$  нуқта учун диск  $(m+1)$ -Френель зонасини қисман тўсади, шунинг билан бирга,  $m$ -зона қисман очилади. Бунинг натижасида интенсивлик заифлашади.  $P'$  нуқта муайян ҳолатга келганда интенсивлик нолга тенг бўлиб қолади. Агар дифракцион манзаранинг марказидан янада узоқроққа силжисак, диск қушимча равишда  $(m+2)$ -зонани ҳам қисман ёпади, шунинг билан бирга  $(m-1)$ -зона қисман очилади. Натижада интенсивлик ўсади ва  $P''$  нуқтада максимумга эришади.

Шундай қилиб, доиравий шаффофмас дискдан ҳосил бўладиган дифракцион манзара бирин-кетин жойлашган ёруғ ва қорамтир концентрик ҳалқалар кўринишида бўлади. Манзаранинг марказида  $m$  нинг исталган қийматида (жуфт қийматида ҳам, тоқ қийматида ҳам) ёруғ доғ ҳосил бўлади (70-расм). Ёруғлик интенсивлиги  $I$  билан манзара марказидан ўлчанадиган  $r$  масофа орасидаги муносабат 69-б расмда тасвирланган.



70- расм

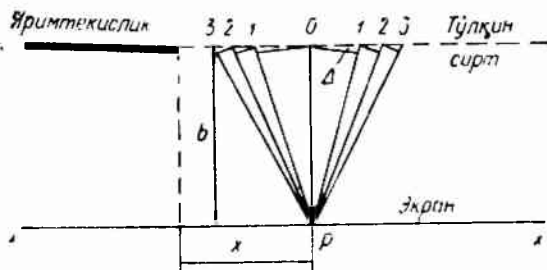
Агар шаффофмас диск Френель зоналарининг ярмидан кўпини ёпса, ёруғ ва қорамтир ҳалқалар қатори фақат геометрик соя четидаги тор соҳадагина кузатилади. Бу ҳолда  $A_{m+1} \ll A_1$  ва (23.5) катталики жуда кичик миқдор бўлиб, ёруғлик интен-



сивлиги геометрик соя соҳасининг ҳамма ерида амалда нолга тенг бўлади. Агар диск биринчи Френель зонасининг озгина қисмини ёпса, у ҳеч бир соя ҳосил қилмайди—экраннынг ёритилганлиги ҳамма жойда худди тўсиқ йўқдагидек бўлади.

Дискдан тушаётган соянинг марказидаги ёруғ доғча Пуассон билан Френель орасида содир бўлган можарога сабаб бўлган эди. Париж Фанлар Академияси ёруғлик дифракциясини 1818 йил учун бериладиган мукофотнинг конкурс темаси сифатида тавсия қилган эди. Конкурс ташкилотчилари ёруғликнинг корпускуляр назарияси тарафдорлари эди ва конкурсга келган ишлар улар назариясининг узил-кесил ғалабасини тавминлайди, деб умид қилган эдилар. Бироқ Френелнинг конкурсга тақдим қилган ишида ўша вақтгача маълум бўлган ҳамма оптикавий ҳодисалар тўлқин нуқтаи назарда тушунтирилган эди. Конкурс комиссиясининг аъзоси бўлмиш Пуассон Френелнинг ишини қараб чиқар экан, Френель назариясидан келиб чиқаётган „бемаъни“ хулосага диққатини жалб қилди; унча катта бўлмаган доиравий дискдан ҳосил бўлаётган соянинг марказида ёруғ доғ бўлиши керак. Араго шу топдаёқ тажриба ўтказди ва ана шундай доғ ҳақиқатан ҳам бор бўлиб чиқди. Бу ёруғликнинг тўлқин назариясига ғалаба келтирди ва бу назария умуман тан олинди.

Ярим текисликнинг тўғри чизиқли четидан ҳосил бўладиган дифракция Ёруғлик тўлқинининг (масалани соддалаш-тириш учун уни ясси тўлқин деб ҳисоблаймиз) йўлига чети



71- расм.

тўғри чизиқдан иборат бўлган шаффофмас ярим текислик жойлаштирамиз (71- расм). Бу ярим текисликни шундай ўрнатишимизки, натижада у тўлқин сиртлардан бири билан устма-уст тушсин. Ярим текисликнинг орқасига ундан  $b$  масофада унга параллел экран қўямиз ва унда  $P$  нуқтани оламиз. Тўлқин сиртнинг очиқ қисмини ярим текислик четига параллел тўғри чизиқли жуда ҳам тор полосалар кўринишидаги зоналарга ажратамиз. Зоналарнинг кенглигини шундай танлаб оламизки,  $P$  нуқтадан ихтиёрий зонанинг четларигача расм текислиги бўйича ўлчанган масофалар бир хил  $\Delta$  катталиқка фарқ қилсин. Шу шарт бажарилганда қўшни зоналарнинг  $P$  нуқтада ҳосил қиладиган тебранишлар фаза бўйича ўзгармас катталиқка фарқ қилади.

$P$  нуқтадан ўнг томонда жойлашган зоналарга 1, 2, 3 ва ҳоказо номерлар берамиз, чап томондагиларга эса 1', 2', 3' ва ҳоказо номерлар берамиз („штрихланган“ ва „штрихланмаган“ зоналар).  $m$  ва  $m'$  номерли зоналарнинг кенглиги бир хил ва улар  $P$  нуқтага нисбатан симметрик жойлашган. Шу сабабли уларнинг  $P$  нуқтада ҳосил қиладиган тебранишлари амплитуда ва фаза бўйича бирдай бўлади. Амплитуда билан зона номери  $m$  орасидаги боғланишни аниқлаш учун зоналар юзини баҳолаймиз. 72-расмдан кўринадики, биринчи зонанинг кенглиги қуйидагига тенг:

$$d_1 = \sqrt{(b + \Delta)^2 - b^2} = \sqrt{2b\Delta - \Delta^2} \approx \sqrt{2b\Delta}$$

(зоналар жуда ҳам тор бўлгани сабабли  $\Delta \ll b$ ).

Биринчи  $m$  зоналарнинг умумий кенглиги

$$d_1 + d_2 + \dots + d_m = \sqrt{(b + m\Delta)^2 - b^2} = \sqrt{2bm\Delta + m^2\Delta^2}.$$

$m$  жуда катта бўлмаганда илдиз остидаги  $m^2\Delta^2$  ҳадни ташлаб юбориш мумкин. У ҳолда

$$d_1 + d_2 + \dots + d_m = \sqrt{2bm\Delta} = d_1 \sqrt{m}.$$

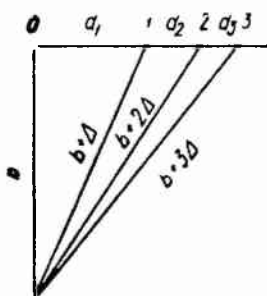
Вундан

$$d_m = d_1 (\sqrt{m} - \sqrt{m-1}).$$

Бу формула бўйича ҳисобланганда қуйидаги қийматлар келиб чиқади:

$$d_1 : d_2 : d_3 : d_4 : \dots = 1 : 0,41 : 0,32 : 0,27 : \dots \quad (23.6)$$

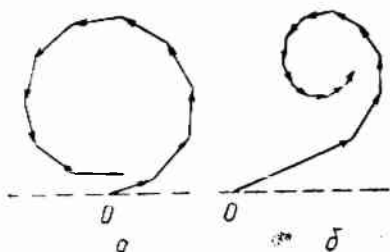
Зоналарнинг юзлари ҳам мана шундай нисбатда бўлади. Бинобарин, айрим зоналар  $P$  нуқтада ҳосил қиладиган тебранишларнинг амплитудалари дастлаб (биринчи зоналар учун), жуда тез камайиб боради; бора-бора бу камайиш секинлаша боради. Шу сабабли тўғри чизиқли зоналар қўзғотаётган тебранишларни график қўшишда ҳосил бўладиган синиқ чизиқ бошида ҳалқасимон зоналар зоналар ҳолига қараганда камроқ эгилган бўлади (ҳалқасимон зоналар худди ҳозиргидек усулда ясалганда уларнинг юзлари тахминан тенг бўлади). 73-расмда бу икки вектор диаграммалар ўзаро таққосланган. Ҳар икки ҳолда ҳам ҳар бир кейинги тебранишнинг фаза бўйича кечикиши бир хил қилиб олинган. Ҳалқасимон зоналар учун (73-а расм) амплитуданинг катталиги ўзгармас деб қабул қилинган, тўғри чизиқли зоналар учун эса (73-б расм), улар (23.6) нисбатга мувофиқ камайиб борувчи қилиб олинган. 73-расмдаги графиклар тақрибийдир. Графикларни аниқ ясаш учун амплитудаларнинг  $r$  ва  $\varphi$  га боғлиқли-



72-расм.

гини [(21.1) га қаранг] ҳисобга олиш зарур. Лекин эгри чизикларнинг умумий характерига бунинг таъсири бўлмайди.

73- б расмда фақат  $P$  нуқтадан ўнг томонда ётган зоналар ҳосил қиладиган тебранишларгина кўрсатилган.  $m$  ва  $m'$  номерли зоналар  $P$  нуқтага нисбатан симметрик жойлашган. Шунинг учун диаграмма чизишда бу зоналарга тегишли тебранишларни ифодаловчи векторларни координаталар боши  $O$  га



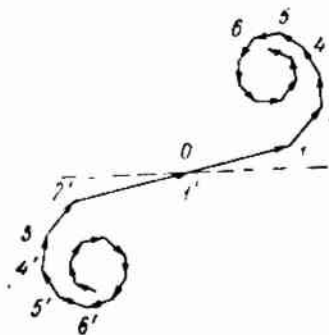
73- расм.

нисбатан симметрик қилиб жойлаштириш табиийдир (74- расм). Агар зоналар кенглигини нолга интилтирсак, 74- расмда тасвирланган синиқ чизик силлиқ эгри чизикқа айланади (75-расм). Бу чизик Корню спирали деб аталади. Корню спиралининг тенгламасини назарий йўл билан топиш мумкин. Бу тенгламанинг параметрик шакли қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \int_0^u \cos \frac{\pi u^2}{2} du, \\ \eta &= \int_0^u \sin \frac{\pi u^2}{2} du. \end{aligned} \right\} \quad (23.7)$$

Бу (23.7) ифодалар Френель интеграллари деб аталади. Уларни элементлар функцияларда ҳисоблаш мумкин эмас, лекин  $v$  нинг ҳар хил қийматлари учун бу интегралларнинг қийматларини топиш имконини берадиган жадваллар бор.

Бу ердаги  $v$  параметрнинг моҳиятини гушуниш учун чексиз тор зонани ва бу зона  $P$  нуқтада қўзғотаётган  $dA$  тебранишни бир бирига солиштирамиз.  $dA$  вектор спиралнинг бирор элементи билан устма-уст тушади ва бу элемент  $v$  параметрнинг маълум қийматига

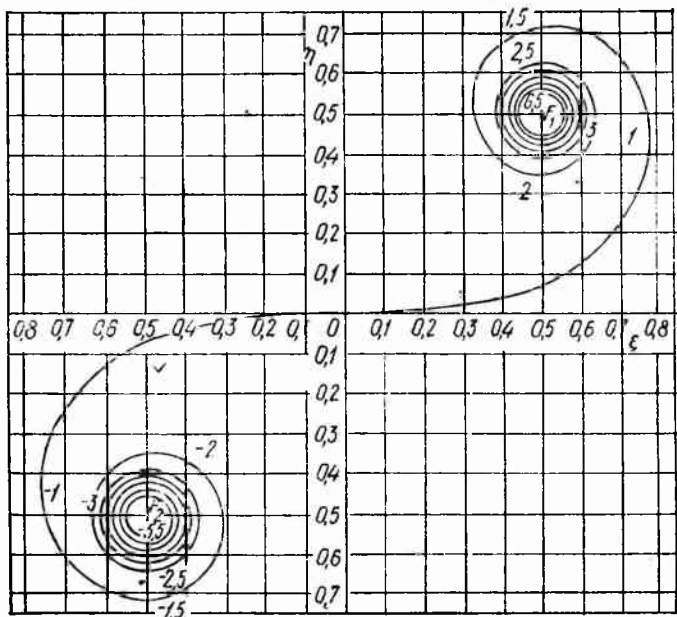


74- расм.

тўғри келади.  $v$  нинг бу қиймати билан берилган чексиз тор зонанинг экрандаги проекциясидан  $P$  нуқтагача бўлган  $x'$  масофа орасида қуйидаги муносабат бор:

$$v = x' \sqrt{\frac{2a}{\lambda b (a + b)}} \quad (23.8)$$

( $a$  — ёруғлик манбаидан ярим текисликкача бўлган масофа,  $b$  — ярим текисликдан экрангача бўлган масофа,  $\lambda$  — тўлқин узунлиги). Биз текшираётган ҳолда ясси тўлқин бўлгани учун



75- расм.

$a = \infty$  ва

$$v = x' \sqrt{\frac{2}{\lambda b}} \quad (23.9)$$

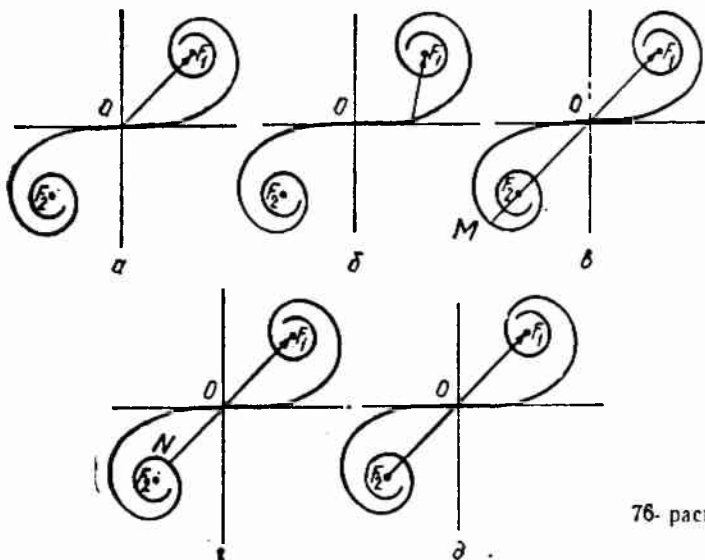
75- расмда эгри чизиқ бўйича белгиланган сонлар  $v$  нинг қийматларини беради.  $v$  нинг қиймати  $+\infty$  ва  $-\infty$  га интилганда эгри чизиқ асимптотик яқинлашиб борадиган  $F_1$  ва  $F_2$  нуқталар спиралнинг фокуслари ёки қутблари деб аталади. Уларнинг координаталари қуйидагича

$$\xi = +\frac{1}{2}, \quad \eta = +\frac{1}{2} \quad F_1 \text{ нуқта учун,}$$

$$\xi = -\frac{1}{2}, \quad \eta = -\frac{1}{2} \quad F_2 \text{ нуқта учун}$$

Спиралнинг ўнг ўрами ( $OF_1$  қисми)  $P$  нуқтадан ўнг томонда жойлашган зоналарга тегишли, чап ўрами эса ( $F_2O$  қисми)  $P$  нуқтадан чап томондаги зоналарга тегишли.

Корню спирали ёрдамида геометрик соя четидан ихтиёрий  $x$  масофадаги<sup>1)</sup> нуқталар учун ёруғликнинг тебраниш амплитудасини топиш мумкин. Геометрик соянинг чегарасида ётган  $P$  нуқта учун ҳамма штрихланган зоналар ёпиқ бўлади. Штрих-



76- расм.

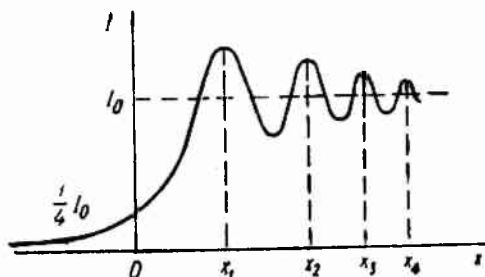
ланмаган зоналардан ҳосил бўладиган тебранишларга спиралнинг ўнг ўрами мос келади. Бинобарин, натижавий тебраниш боши  $O$  нуқтала учи  $F_1$  нуқтада бўлган вектор билан тасвирланади (76- *a* расм).  $P$  нуқта геометрик соя соҳасига силжиган сари, ярим текислик кўпроқ штрихланмаган зоналарни тўса боради. Шунинг учун натижавий векторнинг боши ўнг ўрам бўйича силжиб борали ва  $F_1$  қутбга яқинлашади (76- *b* расм). Натижада  $P$  нуқтадаги тебраниш амплитудаси монотон равишда нолга интилади.

Агар  $P$  нуқта геометрик соя чегарасидан ўнгга силжиса, штрихланмаган зоналарга қўшимча равишда штрихланган зоналар ҳам борган сари кўпроқ очила боради. Шунинг учун натижавий векторнинг боши спиралнинг чап ўрами бўйича  $F_2$  қутб томонига сирпана боради. Натижада амплитуда ўзининг бир қатор максимумлари (уларнинг биринчиси 76- *e* расмдаги  $MF_1$  кесманинг узунлигига тенг) ва минимумлари (уларнинг

<sup>1)</sup> Ярим текисликнинг чети учун олинган (23.9) формулада қатнашадиган  $x'$  катталик билан  $x$  координата бир-бирдан фақат ишораси билан фарқ қилишини тушуниш осон.

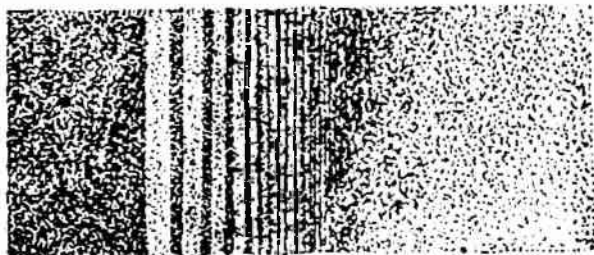
биринчиси 76-г расмдаги  $NF_1$  кесманинг узунлигига тенг) орқали ўтади. Тулқин сирт бутунлай очиқ бўлганда амплитуда  $F_2F_1$  кесманинг узунлигига тенг (76-д расм), яъни геометрик соя чегарасидаги амплитудадан роса икки марта катта бўлади (76-а расм). Шунга мувофиқ равишда, геометрик соя чегарасидаги

77- расм.



интенсивлик ҳеч қандай тўсиқ бўлмаганда экранда ҳосил бўладиган  $I_0$  интенсивликнинг  $1/4$  қисмига тенг бўлади. Еруғлик интенсивлиги  $I$  билан  $x$  масофа орасидаги муносабат 77- расмда берилган.

Графикдан, геометрик соя соҳасига ўтишда интенсивлик сакраб, ўзгармай, аста-секин нолга интилиши кўриниб турибди. Геометрик соя чегарасидан ўнг томонда интенсивликнинг бир қатор максимумлари ва минимумлари бирин-кетин жойлашган. Максимумлар  $v$  параметрининг  $-1,22$ ;  $-2,34$ ;  $-3,08$ ;  $-3,69$  ва ҳоказо қийматларида натижавий векторнинг боши билан устма-уст тушувчи нуқталар учун (ҳосил бўлади.  $b=1$  м.  $\lambda=0,5$  мк деб ҳисоблаб ва  $v$  нинг келтирилган қийматларини

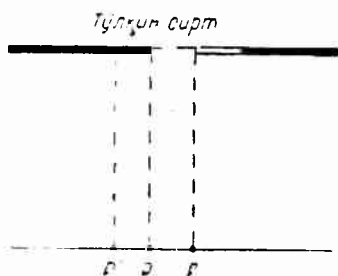


78- расм.

(23.9) формулага қўйиб, максимумларнинг координаталари учун (77-расмга қаранг) қуйидаги қийматларни олиш мумкин:  $x_1 = 0,61$  мм;  $x_2 = 1,17$  мм;  $x_3 = 1,54$  мм;  $x_4 = 1,85$  мм; ... Шундай қилиб, максимумлар анчагина зич жойлашган бўлади.  $b$  масофа кичикроқ бўлганда максимумлар янада зичроқ жойлашади. Корню спирали ёрдамида максимумлардаги ва минимумлардаги интенсивликнинг нисбий қийматларини ҳам топиш мумкин. Биринчи максимум учун  $1,37 I_0$ , биринчи минимум учун  $0,78 I_0$  қиймат келиб чиқади.

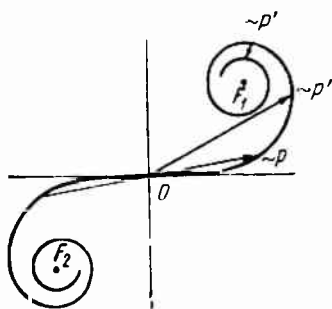
Ярим текисликнинг четидан ҳосил бўладиган дифракцион манзаранинг фотосурати 78-расмда берилган.

Тирқишдан ҳосил бўладиган дифракция. Икки томонга қараб кетган иккита ярим текисликлар чексиз узун тирқиш ҳосил қилади, ярим текисликларнинг четлари орасидаги масофа тирқишнинг кенглигига тенг. Шу сабабли равшанки, тирқишдан ҳосил бўладиган Френель дифракцияси ҳақидаги масала Корню спирали ёрдамида ечилиши мумкин. Тушаётган ёруғликнинг тўлқин сиртини, тирқиш текислигини ва дифракцион манзара кузатиладиган экранни бир-бирига параллел деб ҳисоблаймиз (79-расм).



79- расм.

Тирқиш ўртасининг тўппа-тўғри қаршисида жойлашган  $P$  нуқта учун амплитуда векторининг боши ва учи спиралнинг координаталар бошига нисбатан симметрик нуқталарида бўлади (80- расм). Агар тирқиш четининг тўғрисида жойлашган  $P'$  нуқтага силжиса, натижавий векторнинг боши спиралнинг  $O$  марказига кўчади. Векторнинг учи спирал бўйича  $F_1$  қутбга томон силжийди. Геометрик соя соҳасига кирган сари амплитуда векторининг учи ва боши спирал бўйича силжиб боради ва бориб-бориб эгри чизиқдаги қўшни ўрамларнинг бир-бирига яқин нуқталарига келади. (80-расмдаги  $P''$  нуқтага тегишли векторга қаранг.) Бу вақтда ёруғлик интенсивлиги амалда нолга тенг бўлиб қолади. Спирал бўйича силжиш давом этса, векторнинг боши билан учи яна бир-биридан узоқлашади ва интенсивлик ўсади.  $P$  нуқтадан қарама-қарши томонга силжиш натижасида ҳам худди



80- расм.

шундай манзара ҳосил бўлади, чунки дифракцион манзара тирқишнинг ўртасига нисбатан симметрик бўлиши керак.

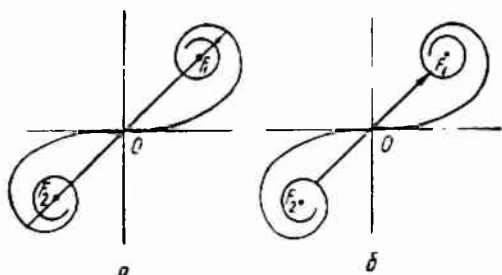
Ярим текисликларни қарама-қарши томонларга суриб, тирқиш кенглигини ўзгартирсак, урта ердаги  $P$  нуқтада интенсивлик галма-гал максимумлар (81-а расм) ва нолдан фарқли минимумлар (81-б расм) орқали ўтиб даврий равишда ўзгариб (пульсланиб) туради.

Шундай қилиб, тирқишдан ҳосил бўладиган дифракцион манзара ёруғ (81-а расмда тасвирланган ҳолда), ё нисбатан қорамтир (81-б расмда тасвирланган ҳолда) марказий полоса-

дан ва унинг икки томонида симметрик жойлашган кетма-кет қорамтир ва ёруғ полосалардан иборат бўлади.

Тирқиш кенлиги катта бўлганда амплитуда векторининг боши ва учи спиралнинг ички ўрамларида  $F_1$  ва  $F_2$  қутбларга

81-расм.

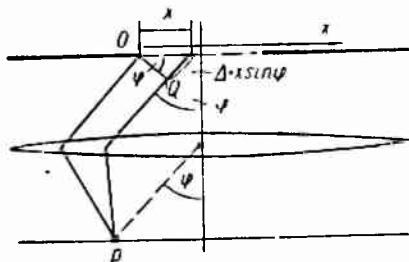


яқин жойларда бўлади. Шунинг учун геометрик соя соҳасидан ташқарида ёруғлик интенсивлиги деярли ўзгармас бўлади. Фақат геометрик соя чегараларида тор қорамтир ва ёруғ полосаларнинг зич жойлашган системаси ҳосил бўлади.

#### 24- §. Тирқишдан ҳосил бўладиган Фраунгофер дифракцияси

Фараз қилайлик, чексиз узун<sup>1)</sup> тирқишга ясси ёруғлик тўлқини тушаётган бўлсин (82-расм). Тирқишнинг кетидан йиғувчи линза, линзанинг фокал текислигида эса, экран жойлаш-

82-расм.



тирамиз. Тушаётган тўлқиннинг тўлқин сирти, тирқиш текислиги ва экран бир-бирига параллелдир.

Тўлқин сиртнинг очиқ қисмини тирқишнинг четларига параллел равишда  $dx$  кенгликдаги элементар зоналарга ажратамиз. Зоналар томонидан линзанинг оптикавий ўқи билан  $\varphi$  бурчак ташкил қилиб юборилаётган иккиламчи тўлқинлар экраннинг бирор  $P$  нуқтасида йиғилади. Ҳар бир элементар

<sup>1)</sup> Амалда тирқишнинг узунлиги унинг кенлигига нисбатан жуда катта бўлса, етарлидир.



зонанинг  $P$  нуқтада ҳосил қилаётган  $d\xi$  тебранишини [(21.1) формулага қаранг]  $dA$  вектор ёрдамида тасвирлаш мумкин. Линза фокал текислигида ясси тўлқинларни йиғади (сферик тўлқинларини эмас). Шунинг учун Фраунгофер дифракцияси ҳолида  $d\xi$  ифодасида  $1/r$  купайтувчи бўлмайди.  $\varphi$  бурчакларнинг унчалик катта бўлмаган қийматлари билан чекланиб, (21.1) формуладаги  $K$  коэффициентни тахминан ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда бирор зона томонидан экраннинг исталган нуқтасига юборилаётган тебраниш амплитудаси фақатгина зонанинг юзигагина боғлиқ бўлади. Зонанинг юзи унинг  $dx$  кенглигига пропорционал. Демак, кенглиги  $dx$  бўлган зона экраннинг исталган нуқтасида уйғотаётган  $d\xi$  тебранишнинг  $dA$  амплитудаси қуйидаги кўринишда ифодаланиши мумкин:

$$dA = C dx,$$

бу ерда  $C$  — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, у  $\varphi$  бурчакка боғлиқ эмас.

Экрандаги бирор нуқтага ҳамма зоналар юбораётган тебранишлар амплитудаларининг алгебраик йиғиндисини  $A_0$  орқали белгилаймиз. Уни топиш учун  $dA$  ни тирқишнинг бутун  $b$  кенглиги бўйича интеграллаш керак:

$$A_0 = \int dA = \int_0^b C dx = Cb.$$

Бундан  $C = A_0/b$  ва демак,

$$dA = \frac{A_0}{b} dx.$$

Энди айрим  $d\xi$  тебранишлар орасидаги фазавий муносабатларни аниқлаймиз. Координатлари  $O$  ва  $x$  бўлган зоналар  $P$  нуқтада ҳосил қилаётган тебранишларнинг фазаларини солиштирамиз (82-расм).  $OP$  ва  $QP$  оптикавий йўллар ўзаро таутохрон. Шу сабабли бу қаралаётган тебранишлар фазаларининг фарқи  $\Delta = x \sin \varphi$  йўл ҳисобига ҳосил бўлади. Агар тирқишнинг чап четига ёпишган элементар зона ( $x=0$ ) ҳосил қилаётган тебранишнинг фазасини  $\omega t$  га тенг десак, координатаси  $x$  бўлган зона ҳосил қилаётган тебранишнинг фазаси

$$\omega t - 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi$$

бўлади: бу ерда  $\lambda$  — берилган муҳитдаги тўлқин узунлиги.

Шундай қилиб, координатаси  $x$  бўлган элементар зона экрандаги ўрни  $\varphi$  бурчак билан аниқланадиган  $P$  нуқтада ҳосил қилаётган тебраниш (82-расм) қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$d\xi = \frac{A_0}{b} \cos \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi \right) dx.$$

Тулқин сиртнинг бугун очик қисми  $P$  нуқтада ҳосил қилаётган натижавий тебранишни топиш учун  $d\xi$  ни тирқишнинг кенглиги бўйича интеграллаймиз:

$$\begin{aligned} \xi &= \int_0^b \frac{A_0}{b} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin\varphi\right) dx = \\ &= \frac{A_0}{b} \left(-\frac{\lambda}{2\pi \sin\varphi}\right) \left[\sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} b \sin\varphi\right) - \sin\omega t\right] = \\ &= \left[A_0 \frac{\sin\left[(\pi/\lambda) b \sin\varphi\right]}{(\pi/\lambda) b \sin\varphi}\right] \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\lambda} d \sin\varphi\right)^{1)}. \end{aligned}$$

Ўрта қавслар ичидаги ифоданинг модули  $P$  нуқтадаги натижавий тебранишнинг  $A_\varphi$  амплитудасини беради ( $P$  нуқтанинг ўрни  $\varphi$  бурчак билан аниқланади):

$$A_\varphi = \left| A_0 \frac{\sin\left[(\pi/\lambda) b \sin\varphi\right]}{(\pi/\lambda) b \sin\varphi} \right|. \quad (24.1)$$

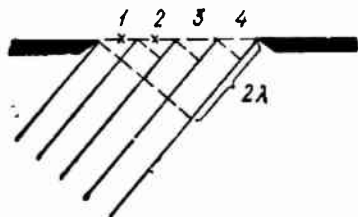
Линза марказининг тўғрисида ётган нуқта учун  $\varphi = 0$  бўлади. Бу қийматни (24.1) формулага қўйиш натижасида  $A_\varphi = A_0$  келиб чиқади.<sup>2)</sup> Бу хулосани соддароқ йўл билан ҳам олиш мумкин,  $\varphi = 0$  бўлганда ҳамма элементар зоналардан тебранишлар  $P$  нуқтага бир хил фаза билан етиб келади. Шунинг учун натижавий тебранишнинг амплитудаси қўшилувчи тебранишлар амплитудаларининг алгебраик йиғиндисига тенг.

$\varphi$  бурчакнинг  $(\pi/\lambda) b \sin\varphi = \pm k\pi$  шартни қаноатлантирувчи қиймагларида, яъни агар

$$b \sin\varphi = k\lambda \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (24.2)$$

бўлса,  $A_\varphi$  амплитуда нолга айланади. Шундай қилиб, бу (24.2) шарт интенсивлик минимумларининг ўрнини аниқлайди.

(24.2) шартни қўйидаги мулоҳазалардан келтириб чиқариш осон. Агар тирқишнинг четларидан ҳосил бўлаётган йўллар фарқи  $\Delta = \pm k\lambda$  бўлса, тулқин сиртнинг очик қисмини бир хил кенгликдаги  $2k$  та зонага ажратиш мумкин. Шунда ҳар бир шундай зонанинг четларидан ҳосил буладиган йўллар фарқи



83- расм.

<sup>1)</sup> Биз ушбу формуладан фойдаландик:

$$\sin\alpha - \sin\beta = 2 \sin \frac{\alpha - \beta}{2} \cos \frac{\alpha + \beta}{2}.$$

<sup>2)</sup> Эслатиб ўтамизки,  $\lim_{u \rightarrow 0} (\sin u/u) = 1$  ( $u$  жуда кичик бўлганда  $\sin u \approx u$  деб ҳисоблаш мумкин).

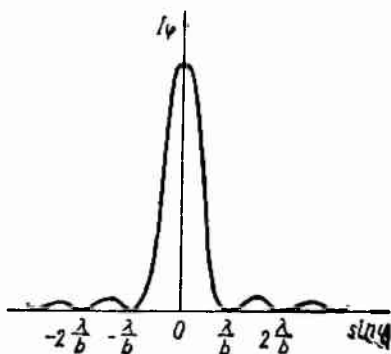
$\lambda/2$  га тенг бўлади ( $k=2$  учун чизилган 83-расмга қаранг). Икки қўшни зоналардаги мос элементларнинг (масалан, 1 ва 2 зоналардаги крестлар билан белгиланган элементларнинг) кузатиш нуқтаси,  $P$  га юбораётган тебранишлари қарама-қарши фазада бўлади. Шунинг учун ҳар бир жуфт қўшни зоналар ҳосил қилаётган тебранишлар бир-бирини сўндиради ва  $P$  нуқтада натижавий амплитуда нолга тенг бўлади.  $\Delta = \pm \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda$  бўлганда зоналар сони тоқ бўлади ва улардан бирининг таъсири компенсацияланмай қолади, бинобарин, интенсивликнинг максимуми кузагилади.

Ёруғлик интенсивлиги амплитуданинг квадратига пропорционал. Демак,

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2[(\pi/\lambda)b \sin \varphi]}{[(\pi/\lambda)b \sin \varphi]^2}; \quad (24.3)$$

бу ерда  $I_0$  - ёруғликнинг дифракцион манзара марказидаги (линза марказининг тўғрисидаги) интенсивлиги  $I_{\varphi}$ , — ўрни  $\varphi$  бурчакнинг берилган қиймати билан аниқланадиган нуқтадаги интенсивлик.

(24.3) формуладан келиб чиқадики,  $I_{-\varphi} = I_{\varphi}$ . Бу дифракцион манзара линза марказига нисбатан симметрик бўлишини англатади. Шунини ҳам қайд қилиб ўтамизки, тирқиш экранга параллел равишда (82-расмдаги  $x$  ўқи бўйича) силжиса; эк-



84- расм.

ранда кузатилаётган дифракцион манзара жойидан қўзғалмайди (унинг ўртаси линза марказининг қаршисида ётади). Аксинча, тирқиш қўзғалмас бўлиб; линза силжиса, экрандаги манзара ҳам худди шундай силжийди.

(24.3) функциянинг графиги 84-расмда тасвирланган. Абсциссалар ўқи бўйича  $\sin \varphi$  нинг қийматлари қўйилган, ординаталар ўқи бўйича эса,  $I_{\varphi}$  интенсивлик олинган. Интенсивлик минимумларининг сони тирқиш кенглиги  $b$  ва тўлқин узунлиги  $\lambda$  нинг нисбати билан аниқланади. (24.2) шартдан  $\sin \varphi =$

$= \pm k\lambda/b$ .  $\sin\varphi$  нинг модули бирдан катта бўла олмайди. Шунинг учун  $k\lambda/b < 1$ ; бундан

$$k \leq \frac{b}{\lambda}. \quad (24.4)$$

Тирқишнинг кенглиги тўлқин узунлигидан кичик бўлганда, умуман минимумлар вужудга келмайди. Бу ҳолда ёруғлик интенсивлиги манзаранинг ўртасидан унинг четларига қараб монотон равишда камайиб боради.

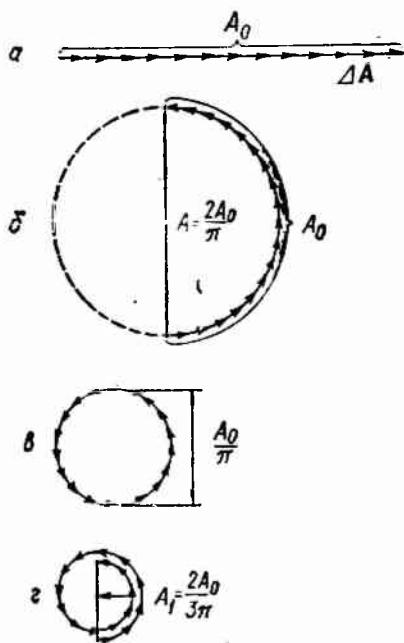
$\varphi$  бурчакнинг марказий максимум четларига тўғри келадиган қийматлари  $b \sin\varphi = \pm \lambda$  шартни қаноатлантиради [(24.2) га қаранг]: бундан  $\varphi = \pm \arcsin(\lambda/b)$ . Демак, марказий максимумнинг бурчак кенглиги қуйидагига тенг:

$$\delta\varphi = 2\arcsin \frac{\lambda}{b}. \quad (24.5)$$

Агар  $b \gg \lambda$  бўлса,  $\sin(\lambda/b)$  ни  $\lambda/b$  га тенг деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда марказий максимум бурчак кенглигининг формуласи қуйидагича соддалашади:

$$\delta\varphi = \frac{2\lambda}{b}. \quad (24.6)$$

Тирқишдан ҳосил бўладиган Фраунгофер дифракцияси ҳақидаги масалани амплитудаларни график қўшиш усули билан ечамиз. Тўлқин сиртнинг очиқ қисмини бир хил кенгликдаги жуда тор зоналарга ажратамиз. Бундай зоналарнинг ҳар биридан ҳосил бўладиган  $\Delta A$  тебранишларнинг амплитудаси бир хил бўлади ва ҳар бир тебраниш ўзидан олдинги тебранишдан фаза бўйича бир хил  $\delta$  кагталikka кечикади. Бу кагталик кузатиш нуқтаси  $P$  га томон йўналишни аниқловчи  $\varphi$  бурчакка боғлиқ бўлади.  $\varphi=0$  бўлганда фазалар фарқи  $\delta$  нолга тенг ва вектор диаграмма 85-а расмда тасвирланган кўринишда бўлади. Натижавий тебранишнинг  $A_0$  амплитудаси қўшилувчи тебранишлар амплитудаларининг алгебраик йиғиндисига тенг. Агар тирқишнинг четларига тегишли тебранишлар фазаларининг фарқи  $\pi$  га тенг бўлса (яъни  $\Delta = b \sin\varphi = \lambda/2$  булса),

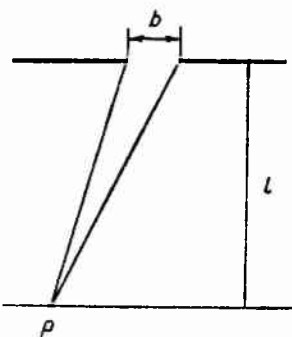


85- расм.

$\Delta A$  векторлар  $A_0$  узунликдаги ярим айлана бўйлаб жойлашади (85-б расм). Демак, натижавий амплитуда учун  $A = 2 A_0 / \pi$  қий-  
 мат келиб чиқади.  $\Delta = b \sin \varphi = \lambda$  бўлган ҳолда эса, тирқиш-  
 нинг четларидан ҳосил бўладиган тебранишлар фаза бўйича  
 $2\pi$  га фарқ қилади. Бунга тўғри келадиган вектор диаграмма  
 85-в расмда тасвирланган.  $\Delta A$  векторлар  $A_0$  узунликдаги ай-  
 лана бўйича жойлашади. Натижавий амплитуда нолга тенг—бу  
 эса биринчи минимумдир. Биринчи максимум  $\Delta = b \sin \varphi = 3\lambda/2$   
 бўлганда кузатилади. Бу ҳолда тирқишнинг четларидан ҳосил  
 бўлаётган тебранишлар фаза бўйича  $3\pi$  га фарқ қилади  $\Delta A$   
 векторларни кетма-кет чизиб чиқсак, диаметри  $A_1 = 2A_0/3\pi$   
 бўлган айланани бир ярим марта айланиб чиқамиз. (85-г расм.)  
 Шундай қилиб, биринчи максимумнинг  $A_1$  амплитудаси нолин-  
 чи максимум  $A_0$  амплитудасининг  $2/3 \pi$  қисмини ташкил қила-  
 ди, интенсивлик эса,  $I_1 = (2/3\pi)^2 I_0 \approx 0,045 I_0$  бўлади. Қолган  
 максимумларнинг нисбий интенсивлигини ҳам худди шу йўл  
 билан топиш мумкин. Натижада қуйидаги муносабатлар келиб  
 чиқади:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 : \dots = 1 : \left(\frac{2}{3\pi}\right)^2 : \left(\frac{2}{5\pi}\right)^2 : \left(\frac{2}{7\pi}\right)^2 : \dots =$$

$$= 1 : 0,045 : 0,016 : 0,008 : \dots \quad (24.7)$$



86- расм.

Шундай қилиб, марказий максимум  
 интенсивлик бўйича қолган максимум-  
 лардан анча устун туради; тирқиш  
 орқали ўтган ёруғлик оқимининг асо-  
 сий қисми марказий максимумда тўп-  
 ланган бўлади.

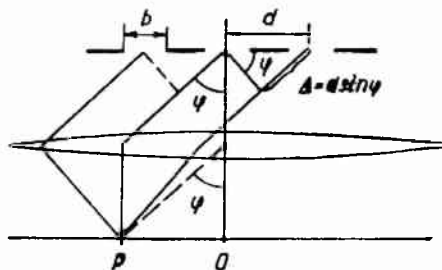
Агар тирқишнинг  $b$  кенглиги гир-  
 қишдан экрангача бўлган  $l$  масофадан  
 жуда ҳам кичик бўлса (86-расм), тир-  
 қиш билан экран орасида линза бўл-  
 маганда ҳам Фраунгофер дифракцияси  
 вужудга келади (тирқишга тушаётган  
 тўлқин ясси бўлиши керак). Бу ҳолда  
 тирқишнинг четларидан  $P$  нуқтага  
 келувчи нурлар деярли параллел бў-

лади ва юқорида олинган ҳамма хулосалар ўринли бўлади.  
 Жумладан марказий максимумнинг кенглиги учун чиқарилган  
 (25.5) ва (24.6) формулалар ва интенсивликлар орасидаги  
 (24.7) муносабат ўринли бўлади.

## 25- §. Дифракцион панжара

Бир-биридан бир хил масофада жойлашган жуда кўп сон-  
 ли бир хил тирқишлар тўплами дифракцион панжара деб ата-  
 лади (87-расм). Қўшни тирқишларнинг ўрталари орасидаги  $d$   
 масофа панжара доимийси ёки даври деб аталади.

Панжарага параллел қилиб йиғувчи линзақўямиз ва унинг фокал текислигига экран жойлаштирамиз. Панжарага ясси ёруғлик тўлқини тушаётганда экранда қандай дифракцион манзара ҳосил бўлишини аниқлаймиз (содаллик учун тўлқин сиртларни панжара текислигига параллел деб ҳисоблаймиз). Экранда ҳар бир тирқишдан 84-расмдаги график билан тасвирланадиган манзара ҳосил бўлади. Ҳамма тирқишлардан ҳосил бўладиган манзаралар экраннинг битта жойига тушади



87 -расм.

(тирқишнинг қаердалигидан қатъи назар, марказий максимум линза марказининг тўғрисида ётади). Агар ҳар хил тирқишлардан  $P$  нуқтага келувчи тебранишлар когерент бўлмаса эди,  $N$  та тирқишдан ҳосил бўладиган натижавий манзара битта тирқиш ҳосил қиладиган манзарадан фақат шу билан фарқ қилар эдики, ҳамма интенсивликлар  $N$  марта ортган бўларди. Лекин ҳар хил тирқишлардан келаётган тебранишлар когерент, шу сабабли натижавий интенсивликни топиш учун бу тебранишлар орасидаги фазавий муносабатларни аниқлаш керак. ✓

Тўлқин сиртнинг тирқишлар очиқ қолдирган қисмини тирқишларга параллел бўлган жуда тор зоналарга ажратамиз. Экраннинг  $P$  нуқтасида  $i$ -зона ҳосил қиладиган тебраниш амплитудасининг векторини  $\Delta A_i$  орқали белгилаймиз. У ҳолда натижавий тебраниш амплитудасининг векторини қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$A = \sum \Delta A_i = \underbrace{\sum}_{\text{ҳамма тирқишлар бў-}} \underbrace{\Delta A_i}_{\text{Анча}} = \underbrace{\sum}_{\text{1-тирқиш}} A_1 + \underbrace{\sum}_{\text{2-тирқиш}} \Delta A_2 + \dots + \underbrace{\sum}_{\text{N-тирқиш}} \Delta A_N =$$

$$\cong A_1 + A_2 + \dots + A_N;$$

бу ерда  $A_i$ —экраннинг  $P$  нуқтасида  $i$ -тирқиш ҳосил қиладиган тебраниш амплитудасининг вектори. Бу векторларнинг модуллари бир хил ва  $\varphi$  бурчакка боғлиқ [(24.1) формулага қаранг]. Ҳар бир вектор ўзидан олдингисига нисбатан бир хил бурчакка бурилган бўлиб, бу бурчак қўшни тирқишлар уйғотаётган тебранишларнинг фаза фарқи  $\delta$  га тенг.

$$b \sin \varphi + \pm k \lambda \quad (k = 1, 2, 3, \dots), \quad (25.1)$$

шартни қаноатлантирувчи йўналишлар учун ҳамма  $A_r$  лар нолга тенг [(24.2) формулага қаранг]. Шунинг учун экраннинг тегишли нуқтасида натижавий тебраниш амплитудаси ҳам нолга тенг бўлади. Шундай қилиб, битта тирқиш учун минимум шarti (25.1) панжара учун ҳам минимум шarti бўлади.

87-расмдан кўринадики, қўшни тирқишлардан келаётган нурларнинг йўллар фарқи  $\Delta = d \sin \varphi$  бўлади. Бинобарин, фаза-лар фарқи

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi$$

бўлади, бундаги  $\lambda$ —берилган муҳитдаги тўлқин узунлиги.

Қайси йўналишлар учун  $\delta = \pm 2\pi m$  бўлса, яъни

$$d \sin \varphi = \pm m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (25.2)$$

шарт бажарилса, айрим тирқишлардан ҳосил бўлаётган тебранишлар бир-бирини кучайтиради, шунинг натижасида экраннинг тегишли нуқтасидаги тебраниш амплитудаси

$$A_{\max} = NA_{\varphi} \quad (25.3)$$

бўлади; бунда  $A_{\varphi}$  — битта тирқишнинг  $\varphi$  бурчак остида юбораётган тебранишининг амплитудаси.

(25.2) формула интенсивлик максимумларининг ўрнини аниқлайди. Бу максимумлар бош максимумлар деб аталади. Ундаги  $m$  сони бош максимумнинг тартибини кўрсатади. Нолинчи тартибли максимум фақат битта бўлади биринчи, иккинчи ва ҳоказо тартибли максимумлар иккитадан бўлади.

(25.3) ни квадратга ошириб, бош максимумларнинг интенсивлиги  $I_{\max}$  битта тирқишнинг  $\varphi$  йўналишда ҳосил қилаётган  $I_{\varphi}$  интенсивлигига пропорционал бўлишини топамиз:

$$I_{\max} = N^2 I_{\varphi}. \quad (25.4)$$

(25.1) шарт билан аниқланадиган минимумлардан ташқари ҳар бир қўшни бош максимумлар оралиғида  $(N-1)$  тадан қўшимча минимумлар бор. Бу минимумлар шундай йўналишларда вужудга келадики, бу йўналишлар учун айрим тирқишлардан ҳосил бўлаётган тебранишлар бир-бирини йўқотади қўшимча минимумларнинг йўналишлари қуйидаги шарт билан аниқланади:

$$d \sin \varphi = \pm \frac{k'}{N} \lambda \quad (25.5)$$

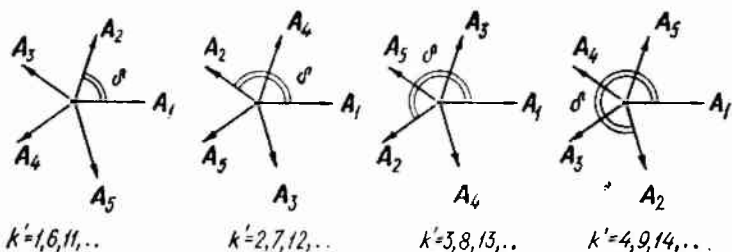
$$(k' = 1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots)$$

[ $k'$  қабул қиладиган қийматлар ҳамма бутун сонлар бўлиб, у фақат  $0, N, 2N, \dots$  қийматларнигина, яъни (25.5) шартни (25.2) шартга айлантирадиган қийматларнигина қабул қилмайди].

Бу шартнинг тўғрилигини  $N=5$  ( $N$  тоқ сон) ва  $N=6$  ( $N$  жуфт сон) мисолларида исбот қиламиз. Агар  $N=5$  бўлса, (25.5) дан қўшни тирқишлар учун қуйидаги фазалар фарқи келиб чиқади:

$$\delta = \frac{2\pi}{5} k' \quad (k' = 1, 2, 3, 4, 6, 7, \dots).$$

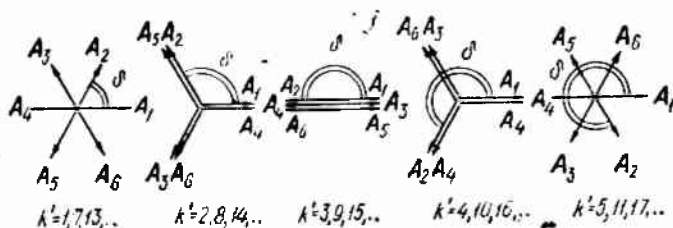
88-расмда ҳамма беш тирқишдан ҳосил бўлаётган тебранишлар амплитудалари векторларининг ўзаро жойлашиши ҳар



88-расм

ҳил  $k'$  учун кўрсатилган (векторларнинг боши битта нуқтада олинган).

Кўришиб турибдики, расмда тасвирланган ҳамма ҳолларда векторлар йиғиндиси нолга тенг (агар ҳар бир кейинги векторнинг бошини ўздан олдинги векторнинг учига қўйсақ, улар ёпиқ синиқ чизиқ—бешбурчак ҳосил қилади).  $N=6$  учун вектор диаграммаси 89-расмда келтирилган. Бу ҳолда ҳам



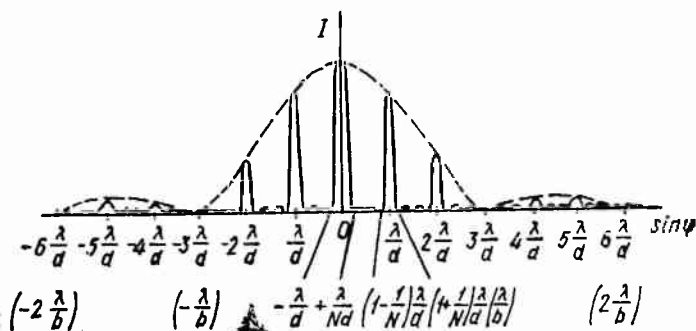
89-расм.

векторлар йиғиндиси нолга тенг бўлишини кўриш қийин эмас. Тирқишлар сони  $N$  ихтиёрий сонга тенг бўлганда ҳам худди шундай натижа келиб чиқади.

Қўшимча минимумлар оралиғида заифгина иккиламчи максимумлар жойлашади. Ҳар бир қўшни бош максимумлар оралиғига тўғри келадиган иккиламчи максимумлар сони  $N-2$  га тенг. Тегишли ҳисоб шуни кўрсатадики, иккиламчи максимумларнинг интенсивлиги унга энг яқин бош максимумининг  $1/23$  қисмидан ошмайди.



Шундай қилиб, панжаралан ҳосил бўладиган дифракцион манзара 90-расмда тасвирланган кўринишда бўлади (расм  $N=4$  ва  $d/b=3$  учун чизилган). Бош максимумларнинг чўққилари орқали ўтган пунктир чизиқ битта тирқишдан ҳосил бўладиган интенсивликнинг  $N^2$  га кўпайтмасини тасвирлайди [(25.4) формулага қаранг]. Панжара даври билан тирқиш кенглигининг расмда қабул қилинган нисбати учун ( $d/b=3$ ) 3, 6-ва ҳоказо бош максимумлар битта тирқишдан ҳосил бўлаётган интенсивлик минимумларига тўғри келади ва бунинг натижасида бу максимумлар йўқолиб кетади. Умуман, (25.1) ва



90-расм.

(25.2) формулалардан келиб чиқадики, агар  $m/d = k/b$ , ёки  $m/k = d/b$  тенглик бажарилса,  $m$ -тартибли бош максимум битта тирқишдан ҳосил бўлаётган  $k$ -минимумга тўғри келади. Бунинг мумкин бўлиши учун  $d/b$  икки бутун  $r$  ва  $s$  сонларнинг нисбатига тенг бўлиши керак (бу сонлар катта бўлмаган ҳолларгина амалий аҳамиятга эга). У ҳолда  $r$ -тартибли бош максимум битта тирқишдан ҳосил бўладиган  $s$ -минимумга устма-уст тушади,  $2r$ -тартибли максимум  $2s$ -минимумга ва ҳоказо устма-уст тушади ва бунинг натижасида  $r$ -,  $2r$ -,  $3r$ -ва ҳоказо тартибли максимумлар йўқолади.

Кузатиладиган бош максимумларнинг сони панжара даври  $d$  нинг тўлқин узунлиги  $\lambda$  га нисбати билан аниқланади.  $\sin \varphi$  нинг модули бирдан катта бўла олмайди. Шунинг учун (25.2) дан

$$m \leq \frac{d}{\lambda} \quad (25.6)$$

келиб чиқади.

Марказий (нолинчи) максимумнинг бурчак кенглигини топамиз. Унга ёндашган қўшимча минимумларнинг ўрни  $d \sin \varphi = \pm \lambda/N$  шарт билан [(25.5) га қаранг] аниқланади (90-расм). Бинобарин, бу минимумларга  $\varphi$  бурчакнинг  $\varphi = \pm \arcsin(\lambda/Nd)$

қиймати тўғри келади, бундан максимумнинг бурчак кенглиги

$$\delta\varphi_0 = 2 \arcsin \frac{\lambda}{Nd} \approx \frac{2\lambda}{Nd} \quad (25.7)$$

бўлади ( $N$  катта бўлганда  $\lambda/Nd$  бирдан анча кичик бўлади).  $m$ -тартибли бош максимумга ёндашган қўшимча минимумларнинг ўрни  $d \sin \varphi = (m \pm 1/N)\lambda$  шарт билан аниқланади. Бундан  $m$ -максимумнинг бурчак кенглиги учун қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$\delta\varphi_m = \arcsin \left( m + \frac{1}{N} \right) \frac{\lambda}{d} - \arcsin \left( m - \frac{1}{N} \right) \frac{\lambda}{d}. \quad (25.8)$$

$m\lambda/d = x$ ;  $\lambda/Nd = \Delta x$  деб белгилаб, (25.8) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\delta\varphi_m = \arcsin(x + \Delta x) - \arcsin(x - \Delta x). \quad (25.9)$$

Тирқишларнинг сони жуда кўп бўлганда  $\Delta x = \lambda/Nd$  жуда кичик миқдор бўлади. Шунинг учун  $\arcsin(x \pm \Delta x) \approx \arcsin x \pm (\arcsin x)' \Delta x$  деб ҳисоблаш мумкин. Бу ифодаларни (25.9) формулага қўйиш  $\delta\varphi_m$  учун тақрибий қийматни беради:

$$\delta\varphi_m \approx 2(\arcsin x)' \Delta x = \frac{2\Delta x}{\sqrt{1-x^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-m^2(\lambda/d)^2}} \frac{2\lambda}{Nd}. \quad (25.10)$$

$m = 0$  бўлганда бу формула (25.7) формулага айланади.

$Nd$  кўпайтма дифракцион панжаранинг узунлигини беради. Демак, бош максимумларнинг бурчак кенглиги панжаранинг узунлигига тескари пропорционал бўлади. Максимумнинг тартиби  $m$  ўсган сари,  $\delta\varphi_m$  катталаша боради.

Бош максимумларнинг ўрни тўлқин узунлиги  $\lambda$  га боғлиқ. Шу сабабли, панжара орқали оқ ёруғлик ўтказилганда марказий максимумдан бошқа ҳамма максимумлар спектрга ёйилди ва бу спектрларнинг бинафша учи дифракцион манзаранинг маркази томонга қизил учи эса, ташқари томонга қараган бўлади. Шундай қилиб, дифракцион панжарадан спектрал асбоб сифатида фойдаланиш мумкин. Шунинг ҳам таъкидлаб ўтамизки, шиша призма ҳамма нурлар ичида бинафша нурларни кучлироқ оғдирса, дифракцион панжара аксинча, қизил нурларни кучлироқ оғдиради. Панжара орқали оқ ёруғлик ўтказилганда ҳосил бўладиган турли тартибли спектрлар 91-расмда схематик равишда кўрсатилган. Ўртада нолинчи тартибли тор максимум ётади; унинг фақат четларигина бўялган [ $\delta\varphi_0$  ҳам  $\lambda$  га боғлиқ, (25.7) формулага қаранг]. Марказий максимумнинг иккала томонида 1-тартибли иккита спектр жойлашган, улардан сўнг 2-тартибли иккита спектр ва ҳоказо жойлашгандир.  $m$ -тартибли спектр қизил учининг ўрни ва

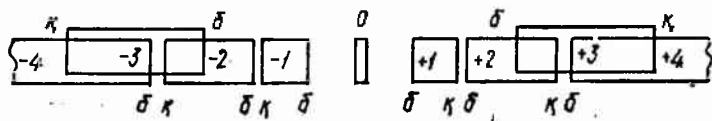
$(m+1)$ -тартибли спектр бинафша учининг ўрни қуйидаги муносабатлар билан аниқланади:

$$\sin \varphi = m \frac{0,76}{d}; \quad \sin \varphi_{\text{бнн}} = (m+1) \frac{0,40}{d};$$

бу ерда  $d$  ни микронларда олиш керак. Агар

$$0,76 m > 0,40(m+1)$$

шарт бажарилса,  $m$ - ва  $(m+1)$ -тартибли спектрлар қисман бир-бирининг устига тушади. Тенгсизликдан  $m > 10/9$  келиб

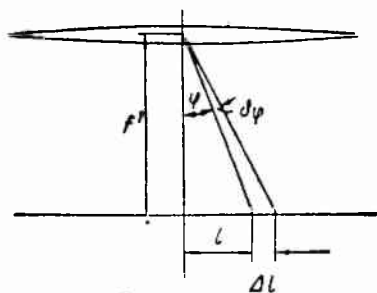


91-расм.

чиқади. Демак, қисман устма-уст тушиш 2- ва 3-спектрлардан бошланади (91-расмга қаранг, яққоллик учун турли тартибли спектрлар расмда бир-бирига нисбатан вертикал бўйича суриб чизилган).

Ҳар қандай спектрал асбобнинг асосий характеристикаси унинг дисперсияси ва ажрата олиш кучидир. Дисперсия бир-биридан тўлқин узунлиги бўйича  $1 \text{ \AA}$  га фарқланувчи икки спектрал чизиқ орасидаги бурчакий ёки чизигий масофани белгилайди.

Ажрата олиш кучи спектрда бир-биридан ажратиб қабул қилиш мумкин бўлган икки чизиққа тўғри келадиган тўлқин узунликларининг минимал  $\delta\lambda$  фарқини белгилайди. Бурчакий дисперсия деб



92-расм.

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} \quad (25.11)$$

катталиқка айтилади; бунда  $\delta\varphi$  – бир-биридан тўлқин узунлиги бўйича  $\delta\lambda$  га фарқланадиган спектрал чизиқлар орасидаги бурчакий масофадир.

Дифракцион панжаранинг бурчакий дисперсиясини топиш учун бош максимумнинг (25.2) шартининг чап томонини  $\varphi$  бўйича, ўнг томонини эса  $\lambda$  бўйича дифференциаллаймиз. Минус ишорани ташлаб юбориб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$d \cos \varphi \delta\varphi = m \delta\lambda;$$

бундан

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi} \quad (25.12)$$

Кичик бурч клар учун  $\cos\varphi \approx 1$  ва

$$D = \frac{m}{d}. \quad (25.13)$$

Бу олинган ифодадан кўринадики, бурчакий дисперсия панжаранинг даврига тескари пропорционалдир. Спектрнинг тартиби қанча юқори бўлса, дисперсия шунча катта бўлади.

Чизигий дисперсия деб

$$D_{\text{чиз}} = \frac{\delta l}{\delta \lambda}$$

катталиқка айтилади; бунда  $\delta l$ —бир-биридан тўлқин узунлиги бўйича  $\delta \lambda$  га фарқланувчи спектр чизиқлар орасидаги чизигий масофа бўлиб, бу масофа экрандан ёки фотопластинкадан ўлчаб топилади.

92-расмдан кўринадики, кичик  $\varphi$  бурчаклар учун  $\delta l \approx f' \delta \varphi$  бўлади; бу ерда  $f'$ —дифракцияланувчи нурларни экранда йиғувчи линзанинг фокус масофасидир. Бинобарин чизигий дисперсия бурчакий дисперсия  $D$  орқали ифодаланиши мумкин:

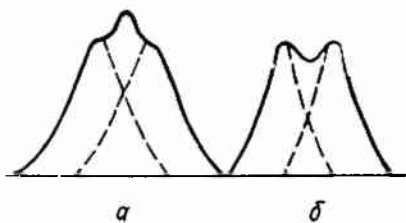
$$D_{\text{чиз}} = f' D.$$

Дифракцион панжара учун (кичик  $\varphi$  учун)

$$D_{\text{чиз}} = f' \frac{m}{d}. \quad (25.14)$$

Икки яқин спектрал чизиқларни ажратиш (яъни бир-биридан ажратиб қабул қилиш) имкони фақат улар орасидаги масофагагина боғлиқ бўлмасдан (бу масофа асбобнинг дисперсияси билан белгиланади), спектрал максимумнинг кенглигига ҳам боғлиқ. 93-расмда икки яқин максимумларнинг (пунктир эгри чизиқлар) уст-ма-уст тушишида кузатиладиган натижавий интенсивлик (туташ эгри чизиқлар) кўрсатилган. *a* ҳолда иккала максимум битта максимумдек қабул қилинади. *b* ҳолда эса, максимумлар орасида минимум мавжуд бўлади. Рэлей томондан таклиф қилинган критерийга мувофиқ, агар бир максимумнинг ўртаси иккинчи максимумнинг четига тўғри келса (93-б расм), спектрал чизиқлар тўла ажратилган деб ҳисобланади. Бу ҳолда чизиқлар орасидаги минимум максимумларнинг 80% ини ташкил қилади. Максимумларнинг бундай ўзаро жойлашиши  $\delta \lambda$  нинг маълум (берилган асбоб учун) қийматида ҳосил бўлади. Спектрал асбобнинг ажрата олиш қучи деб қуйидаги ўлчамсиз катталиқка айтилади:

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda}. \quad (25.15)$$



93- расм.

Дифракцион панжаранинг ажрата олиш кучини топамиз.  $\lambda_1$  тўлқин узунлиги учун  $m$ —максимум ўртасининг ўрни қуйидаги шарт билан аниқланади:

$$d \sin \varphi_{\max} = m\lambda_1.$$

$\lambda_2$  тўлқин узунлиги учун  $m$  — максимумнинг четлари қуйидаги муносабатни қаноатлантирувчи бурчаклар остида жойлашган бўлади:

$$d \sin \varphi_{\min} = \left(m \pm \frac{1}{N}\right) \lambda_2.$$

$(\lambda + \delta\lambda)$  тўлқин узунлигидаги максимумнинг ўртаси  $\lambda$  тўлқин узунлигидаги максимумнинг чети билан устма-уст тушиши учун

$$m(\lambda + \delta\lambda) = \left(m + \frac{1}{N}\right) \lambda$$

бўлиши керак; бундан

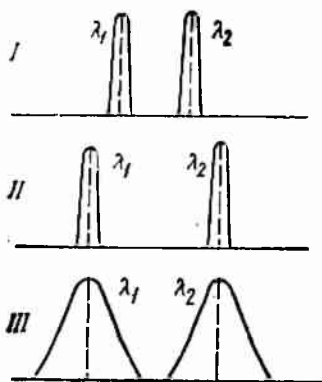
$$m \delta\lambda = \frac{\lambda}{N}.$$

Бу муносабатни  $\lambda/\delta\lambda$  га нисбатан ечиб, қуйидагини топамиз:

$$R = mN. \quad (25.16)$$

Шундай қилиб, дифракцион панжаранинг ажрата олиш кучи спектрнинг  $m$  тартибига ва тирқишларнинг  $N$  сонига пропорционалдир.

94- расмда  $D$  ва  $R$  нинг қийматлари билан бир-бирдан фарқланувчи панжаралар ёрдамида икки спектрал чизиқ учун



94- расм.

ҳосил қилинган дифракцион манзаралар таққосланган.  $I$  ва  $II$  панжараларнинг ажрата олиш кучи бир хил (уларда  $N$  бир хил), лекин дисперсияси ҳар хил ( $I$  панжара учун  $d$   $II$  панжараникига қараганда икки марта катта, шунга мувофиқ равишда, дисперсия — икки марта кичик).  $II$  ва  $III$  панжараларнинг дисперсияси бир хил (уларда  $d$  бир хил), лекин ажрата олиш кучи ҳар хил ( $III$  панжарада тирқишлар сони  $N$  ва ажрата олиш кучи  $R$   $II$  панжараникига қараганда икки марта кичик).

Шаффоф ва қайтарувчи дифракцион панжаралар бўлади. Шаффоф

панжаралар шиша ёки кварц пластинкалардан ясалиб, уларнинг сиртига махсус машина ёрдамида олмос кескич билан қатор параллел штрихлар чизилади. Штрихлар оралиғи тирқишлар ролини ўйнайди.

Қайтарувчи панжаралар олмос кескич ёрдамида металл кўз-гу сиртига чизилади. Қайтарувчи дифракцион панжаранинг назарияси шаффоф панжара назариясидан ҳеч фарқ қилмайди. Қайтарувчи панжарага ёруғлик қия тушади. Шунда  $d$  даврли панжаранинг ишлаши  $d \cos i$  даврли панжаранинг ёруғлик перпендикуляр тушаётгандаги ишлаши каби бўлади; бунда  $i$  — тушиш бурчаги. Бу ҳол ёруғликнинг, масалан, патефон пластинкасидан қайтишида спектрни кўриш имкониятини туғдиради. Бунинг учун  $1 \text{ мм}$  да бир нечтагина штрихи (ариқчаси) бўлган патефон пластинкаси шундай ўрнатиладики натижада тушиш бурчаги  $\pi/2$  га яқин бўлади. Роуланд қайтарувчи ботиқ панжарани ихтиро қилди. У панжара ўзи (линзасиз) дифракцион спектрларни фокуслайди.

Энг яхши панжараларда  $1 \text{ мм}$  га  $1200$  гача штрих тўғри келади ( $d \approx 0,8 \text{ мк}$ ). (25.6) формуладан келиб чиқадики, панжаранинг даври бундай бўлганда, кўзга кўринадиган ёруғликда, 2- тартибли спектрлар кузатилмайди. Бундай панжаралардаги штрихларнинг умумий сони  $2 \cdot 10^5$  га етади. (узунлиги  $200 \text{ мм}$  тартибида бўлади).  $d = 1 \text{ мк}$  ( $10^4 \text{ \AA}$ ) давр учун 1- тартибли спектрда ( $m = 1$ ) дисперсиянинг қиймати (25.12) формула бўйича  $10^{-4} \text{ рад/\AA}$  бўлиб чиқади. Асбобнинг фокус масофаси  $f' = 2 \text{ м}$  бўлганда чизигий дисперсияси  $0,2 \text{ мм/\AA}$  бўлади. 1- тартибли кўзга кўринадиган спектрнинг кенглиги бу ҳолда  $700 \text{ мм}$  дан ошади.

## 26- §. Рентген нурларининг дифракцияси

Иккита дифракцион панжара бир-бирининг кетидан шундай қўйилган бўлсинки, уларнинг штрихлари ўзаро перпендикуляр жойлашсин. У ҳолда биринчи панжара (унинг штрихлари, айтилик, вертикал бўлсин) горизонтал йўналишда қатор максимумлар ҳосил қиладики, у максимумларнинг ўринлари қуйидаги шартдан аниқланади:

$$d_1 \sin \varphi_1 = \pm m_1 \lambda \quad (m_1 = 0, 1, 2, \dots). \quad (26.1)$$

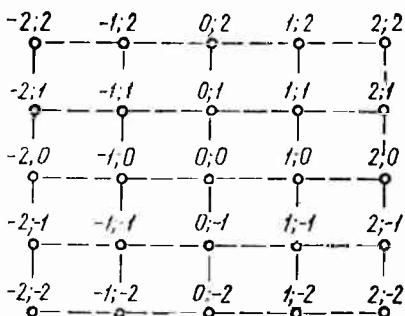
Шу тарзда ҳосил бўлган ҳар бир дастани иккинчи панжара (штрихлари горизонтал) вертикал бўйича жойлашган максимумларга ажратадики, уларнинг ўрни қуйидаги шартдан аниқланади:

$$d_2 \sin \varphi_2 = \pm m_2 \lambda \quad (m_2 = 0, 1, 2, \dots). \quad (26.2)$$

Натижада дифракцион манзара тартиб билан жойлашган доғчалардан иборат бўлиб, бу доғчаларнинг ҳар бирига иккита бутун сонли  $m_1$  ва  $m_2$  индекс мос келади (95- расм).

Агар иккита айрим панжара ўрнига устига ўзаро перпендикуляр икки система штрихлар чизилган битта шаффоф пластинка олсак, худди ўша олдинги натижа келиб чиқади. Бундай

пластинка икки ўлчовли даврий структурадан иборат (оддий панжара бир ўлчовли структурадир). Тўлқин узунлиги  $\lambda$  маълум бўлганда максимумларнинг ўрнини аниқловчи  $\varphi_1$  ва  $\varphi_2$  бурчакларни ўлчаб, (26. 1) ва (26. 2) формулалар бўйича  $d_1$  ва  $d_2$  даврларини структурасини топиш мумкин. Агар структураси

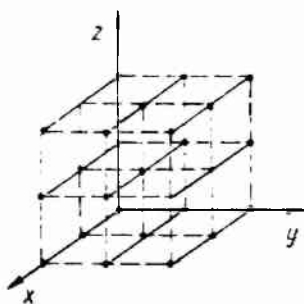


95- расм.

даврий бўлган йўналишлар (масалан, панжараларнинг штрихларига перпендикуляр йўналишлар) орасидаги  $\alpha$  бурчак  $\pi/2$  дан фарқли бўлса, дифракцион максимумлар (95-расмдагидек) тўғри тўртбурчакларнинг учларида эмас, параллелограммларнинг учларида жойлашди. Бу ҳолда дифракцион манзарадан  $d_1$  ва  $d_2$  даврлариникина эмас, балки  $\alpha$  бурчакни ҳам аниқлаш мумкин.

Ҳар қандай икки ўлчовли даврий структуралар, масалан, кичик тешикчалар системаси ёки кичкина шаффофмас парчалар системаси 95- расмда тасвирланган каби дифракцион манзара ҳосил қилади.

Уқдириб ўтамизки, дифракцион манзара ҳосил қилиш учун структуранинг  $d$  даври  $\lambda$  дан катта бўлиши керак. Акс ҳолда (26. 1) ва (26. 2) шартлар  $m_1$  ва  $m_2$  нинг фақат нолга тенг қийматларидагина қаноатланиши мумкин ( $\sin \varphi$  нинг модули бирдан катта бўлмаслиги керак).



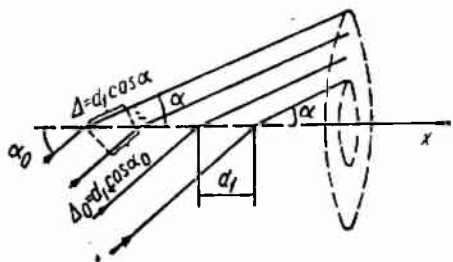
96- расм.

Дифракция уч ўлчовли структураларда ҳам, яъни бир текисликда ётмайдиган уч йўналиш бўйича даврий бўлган фазовий тузилишларда ҳам кузатилади. Ҳамма кристалл жисмлар ана шундай структурага эга. Бироқ уларнинг даври ( $\sim 10^{-4}$  мк) кўринадиган ёруғликда дифракцияни кузатиш мумкин бўлиши учун жуда ҳам кичиклик

қилади. Кристалллар билан ишлаганда  $d > \lambda$  шарт фақат рентген нурлари учунгина бажарилади. Рентген нурларининг кристалллардан ҳосил бўладиган дифракцияси биринчи марта 1913 йилда Лауэ, Фридрих ва Кнipping томонидан ўтказилган тажрибада кузатилган эди (ғоя Лауэга мансуб бўлиб, қолган икки автор тажрибаларни амалга оширган эдилар).

Дифракцион максимумларнинг уч ўлчовли структурадан ҳосил бўлиш шартларини топамиз. Структуранинг хоссалари даврий бўлган йўналишлар бўйича  $x$ ,  $y$  ва  $z$  координата ўқ-

ларини ўлкамамиз (96-расм). Фазовий структурани элементларнинг бирор координата ўқи бўйича жойлашган бир-бирига параллел чизиқли занжирларидан иборат деб ҳисоблаш мумкин. Масалан,  $x$  ўқиға параллел бўлган алоҳида чизиқли занжирни қараб чиқамиз (97-расм). Фараз қилайлик, бу занжирга  $x$  ўқи билан  $\alpha_0$  бурчак ташкил қилувчи параллел нурлар дастаси тушаётган бўлсин. Структурадаги ҳар бир элемент ҳамма томонларга тарқалувчи иккиламчи тўлқинларнинг манбаи бўлади<sup>1)</sup>. Қўшни манбалар орасида  $\delta_0 = 2\pi\Delta_0/\lambda$  фаза фарқи бор; бу ерда  $\Delta_0 = d_1 \cos \alpha_0$  ( $d_1$  — структуранинг  $x$  ўқи бўйича даври). Бундан ташқари,  $x$  ўқи билан  $\alpha$  бурчак ташкил қилувчи йўналишлар бўйича тарқаладиган иккиламчи тўлқинлар орасида қўшимча йўллар фарқи  $\Delta = d_1 \cos \alpha$  вужудга келади (ҳамма шундай йўналишлар ўқи  $x$  ўқидан иборат бўлган конуснинг ясовчилари бўйича кетади).



97-расм.

$$d_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = \pm m_1 \lambda \quad (m_1 = 0, 1, 2, \dots) \quad (26.3)$$

шартни қаноатлантирувчи йўналишлар учун структурадаги қўшни элементлардан ҳосил бўлган тебранишлар ўзаро бир-бирини кучайтиради.

$m_1$  нинг ҳар бир қиймати учун унга тегишли шундай йўналишлар конуси мавжуд бўладики,  $x$  ўқиға параллел битта алоҳида занжирдан шу йўналишлар бўйича интенсивлик максимумлари ҳосил бўлади.

Бу конуснинг ўқи  $x$  ўқ билан устма-уст тушади.

у ўқиға параллел занжир учун максимум шартни қўйидаги кўринишда ёзилади:

$$d_2(\cos \beta - \cos \beta_0) = \pm m_2 \lambda \quad (m_2 = 0, 1, 2, \dots), \quad (26.4)$$

бунда  $d_2$  — структуранинг  $y$  ўқи йўналишидаги даври,  $\beta_0$  — тушаётган даста билан  $y$  ўқи орасидаги бурчак,  $\beta$  — дифракцион максимумлар ҳосил бўладиган йўналишларнинг  $y$  ўқи билан ташкил қиладиган бурчаги.  $m_2$  нинг ҳар бир қийматига ана шундай йўналишлар конуси мос келади ва бу конусларнинг ўқи  $y$  ўқи билан устма-уст тушади.

(26.3) ва (26.4) шартларни бир вақтда қаноатлантирадиган йўналишларда  $x$  ўқиға (ёки  $y$  ўқиға) параллел бўлган ва  $z$

<sup>1)</sup> Рентген нурланиши таъсирида кристалл панжаранинг ҳар бир атоми сферик тўлқинлар манбаига айланади ва бу тўлқиннинг частотаси тушаётган тўлқиннинг частотаси каби бўлади.



ўқига перпендикуляр текисликда ётадиган ҳар хил занжирлардан ҳосил бўладиган тебранишлар ўзаро бир-бирини кучайтиради<sup>1)</sup> ва янада интенсивроқ максимумлар ҳосил бўлади. Бундай йўналишлар бири (26.3) шарт билан, иккинчиси (26.4) шарт билан аниқланадиган йўналишлар конусларининг кесишиш чизиқлари бўйича жойлашади.

Ниҳоят,  $z$  ўқига параллел бўлган занжир учун максимумларнинг йўналишлари қуйидаги шартдан аниқланади:

$$d_3(\cos \gamma - \cos \gamma_0) = \pm m_3 \lambda \quad (m_3 = 0, 1, 2, \dots), \quad (26.5)$$

бунда  $d_3$ —структуранинг  $z$  ўқи йўналишидаги даври,  $\gamma_0$ —тушаётган даста билан  $z$  ўқи орасидаги бурчак,  $\gamma$ —интенсивлик максимумлари ҳосил бўладиган йўналишларнинг  $z$  ўқи билан ташкил қиладиган бурчаги. Олдинги ҳоллардаги каби,  $m_3$  нинг ҳар бир қийматига йўналишлар конуси мос келади ва бу конуснинг ўқи  $z$  ўқи бўлади.

(26.3), (26.4) ва (26.5) шартларни бир вақтда қаноатлантирадиган йўналишларда  $x$  ўқига, ёки  $y$  ўқига, ёки  $z$  ўқига параллел бўлган ҳамма занжирлардан ҳосил бўладиган тебранишлар ўзаро бир-бирини кучайтиради<sup>2)</sup>. Бинобарин, фазовий структурадан дифракцион максимумлар худди мана шу йўналишларда ҳосил бўлади. Бу максимумларнинг йўналишлари ўқлари координата ўқларига параллел бўлган уч конуснинг кесишиш чизиқларида ётади.

Шарҳлаш қулай бўлиши учун учала шартни биргаликда яна бир марта ёзамиз:

$$\left. \begin{aligned} d_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= \pm m_1 \lambda, \\ d_2(\cos \beta - \cos \beta_0) &= \pm m_2 \lambda, \quad (m_i = 0, 1, 2, \dots). \\ d_3(\cos \gamma - \cos \gamma_0) &= \pm m_3 \lambda \end{aligned} \right\} \quad (26.6)$$

(26.6) тенгламалар Лауэ формулалари деб юритилади. Бу тенгламалар билан аниқланадиган ҳар бир ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ) йўналишга учта бутун сонли  $m_1$ ,  $m_2$  ва  $m_3$  индекслар мос келади. Косинуслар айирмаси модулининг энг катта қиймати 2 га тенг. Демак, (26.6) шартлар  $m$  индексларнинг нолдан фарқли қийматлари учун фақат тўлқин узунлиги  $2d$  дан катта бўлмагандагина бажарилиши мумкин.

$\alpha$ ,  $\beta$  ва  $\gamma$  бурчаклар эркин эмас. Координаталар системаси тўғри бурчакли бўлганда, масалан, улар қуйидаги муносабат билан боғланган бўлади:

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1. \quad (26.7)$$

1) Бошқача қилиб айтганда, структурадаги  $z$  ўқига перпендикуляр битта текисликда ётадиган ва демак, икки ўлчовли структура ташкил қиладиган элементлардан ҳосил бўладиган тебранишлар ўзаро бир-бирини кучайтиради.

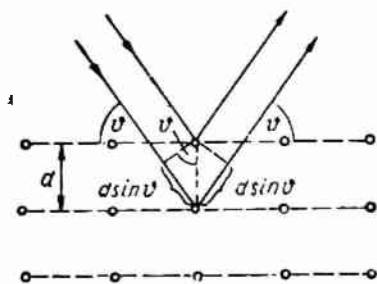
2) Бошқача қилиб айтганда, фазовий структурани ташкил қилувчи ҳамма элементлардан ҳосил бўлган тебранишлар ўзаро бир-бирини кучайтиради.

Шундай қилиб,  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$ ,  $\gamma_0$  ва  $\lambda$  берилганда максимумларнинг йўналишларини аниқловчи  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  бурчаклар тўртта тенгламадан иборат системани ечиш йўли билан топилиши мумкин. Агар тенгламалар сони номаълумлар сонидан катта бўлса, тенгламалар системаси фақат маълум шартлар бажарилгандагина ечилади<sup>1)</sup>. Биз кўраётган ҳолда система фақат баъзи жуда аниқ тўлқин узунликлари учунгина ечиладиган бўлади ( $\lambda$  ни тўртинчи номаълум деб қараш мумкин ва унинг системани ечишдан ҳосил бўладиган қийматлари максимумлар кузатиладиган тўлқин узунликларини беради).  $\lambda$  нинг ҳар бир шундай қийматига, умуман айтганда, фақат максимум тўғри келади. Бироқ симметрик жойлашган бир неча максимумларнинг ҳосил бўлиши ҳам мумкин.

Агар тўлқин узунлиги аниқ қайд қилинган бўлса (монохроматик нурланиш),  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$  ва  $\gamma_0$  ларнинг қийматларини вариациялаб, яъни фазовий структурани тушаётган даста йўналишига нисбатан буриб, тенгламалар системасини ўриндош қилиш мумкин.

Уч ўлчовли структурадан ҳосил бўладиган дифракцияни текширганимизда, структурадаги ҳар хил элементлардан келувчи нурлар қандай қилиб экраннинг бир нуқтасига тўпланади, деган масала устида тўхтамадик. Кўринадиган ёруғликда кузатилаётган дифракция учун, бизга маълумки, фокал текислигида экран жойлаштирилган линза ёрдамида бунга эришилади. Рентген нурлари учун линзани амалга ошириб бўлмайди, чунки бу нурларнинг ҳамма моддалардаги синдириш кўрсаткичи амалда бирга тенг бўлади. Шунинг учун иккиламчи тўлқинлар интерференцияси нурларнинг жуда ингичка дастасидан фойдаланиш йўли билан амалга ошириладики, бундай дасталар экранда (ёки фотопластинкада) линзасиз ҳам жуда кичик доғча ҳосил қилади.

Рус олими Ю. В. Вульф ва инглиз физиклари У. Г. ва У. Л. Брэгглар, бир-биридан мустақил равишда кристалл панжарадан ҳосил бўладиган дифракцион манзаранинг анализини қуйидаги содда усулда ҳам бажариш мумкинлигини кўрсатдилар. Кристалл панжаранинг тугунлари орқали бир-биридан баробар масофаларда параллел текисликлар ўтказамиз (98-расм). Бундан кейин биз ўша текисликларни атом қатламлари деб атаймиз. Агар кристаллга тушаётган тўлқин ясси бўлса, бундай



98- расм.

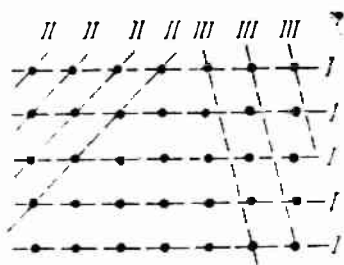
<sup>1)</sup> Фақат шу шартлар бажарилгандагина учта конус бир-бири билан бир чизиқ бўйлаб кесишиши мумкин.

қатламда ётувчи атомлар юзага келтирадиган иккиламчи тўлқинларнинг ўрамаси ҳам текисликдан иборат бўлади. Шундай қилиб, бир қатламда ётган атомларнинг натижавий таъсирини атомлар билан қопланган сирдан олатдаги қайтиш қонунлари бўйича қайтган ясси тўлқин кўринишида тасаввур қилиш мумкин. Турли атом қатламларидан қайтган ясси иккиламчи тўлқинлар узаро когерент ва дифракцион панжаранинг ҳар хил тирқишларидан берилган йўналишда тарқалаётган тўлқинлар каби интерференциялашади. Шунинг билан бирга, дифракцион панжарадаги каби қўшни тўлқинлар учун йўллар фарқи  $\lambda$  га қаррали бўлган йўналишлардан ташқари ҳамма йўналишларда иккиламчи тўлқинлар амалда бир-бирини йўқотиб, 98-расмдан кўринадики, қўшни атом қатлампидан қаёққа кетган икки тўлқиннинг йўллар айирмаси  $2d \sin \theta$  бўлади; бунда  $d$  қаралаётган қатламларга перпендикуляр йўналишда кристаллнинг бирдайлик даври,  $\theta$  — тушиш бурчагига қўшимча бурчак бўлиб, тушувчи нурларнинг сирпаниш бурчаги деб аталади. Демак, дифракцион максимумлар ҳосил буладиган йўналишлар қуйидаги шарт билан аниқланади:

$$2d \sin \theta = \pm m\lambda \quad (m = 1, 2, \dots). \quad (26.8)$$

(26.8) муносабат Вульф-Брэгг формуласи деб аталади.

Атом қатламларини кристаллда кўп хил усулда ўтказиш мумкин (99-расм). Қатламларнинг ҳар бир системаси, агар у система учун (26.8) шарт бажарилса, дифракцион максимум бериши мумкин. Бироқ фақат етарли даражада зич атомлар билан қопланган қатламлардан қайтиш ҳисобига ҳосил буладиган максимумларгина сезиларли интенсивликка эга бўлади (масалан, 99-расмдаги I ва II қатламлар).



99-расм.

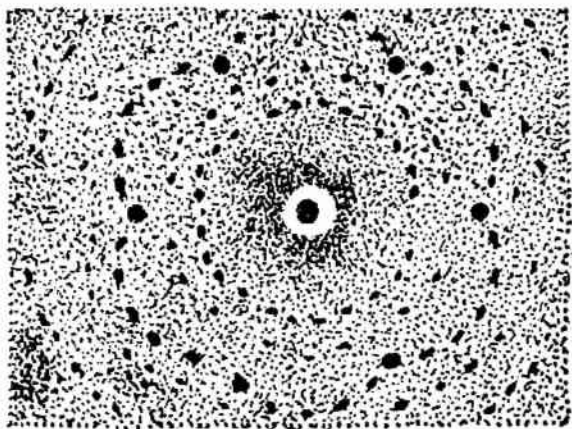
Қайд қилиб ўтамизки, Лауэ формулалари бўйича ҳисоблаш билан Вульф-Брэгг формуласи бўйича ҳисоблаш бирдари натижага олиб келади.

Рентген нурларининг кристалллардан ҳосил буладиган дифракциясининг иккита асосий татбиқи бор. Ундан рентген нурларининг спектрал таркибини текширишда (рентген спектроскопия) ва кристаллларнинг тузилишини ўрганишда (рентгеноструктуравий анализ) фойдаланилади.

Текшириляётган рентген нурларининг маълум тузилишдаги кристалллардан ҳосил бўлаётган дифракцияси натижасида қандай йўналишларда максимумлар вужудга келишини аниқлаб, масалан, (26.8) формула бўйича тўлқин узунликларини

ҳисоблаб чиқариш мумкин. Дастлаб тўлқин узунликларини аниқлаш учун кубик системадаги кристаллар ишлатилган эди, уларнинг текисликлари орасидаги масофалар эса кристаллнинг зичлиги ва молекуляр оғирлигидан топилган эди.

Лауэ таклиф қилган структуравий анализ усулида туташ спектрли рентген нурланиши дастаси қўзғалмас монокристаллга туширилади. Етарли даражада зич атомлар билан қопланган катламларнинг ҳар бир системаси учун нурланиш таркибида

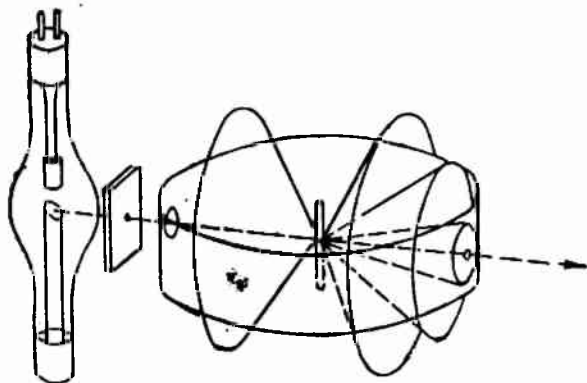


100- расм.

шундай тўлқин узунлиги топиладики, унинг учун (26. 8) шарг бажарилади. Шу сабабли кристалл орқасига қўйилган фото-пластинкада (кўринадиган қилинғач) қора доғчалар тўплами ҳосил бўлади. Доғчаларнинг ўзаро жойлашиши кристаллнинг симметриясини акс эттиради. Доғчалар орасидаги масофа ва уларнинг интенсивлиги бўйича атомларнинг кристаллда қандай жойлашганини ва улар орасидаги масофаларни топиш мумкин бўлади. 100- расмда бериллнинг (силикатлар группасидаги минерал) лауэграммаси келтирилган.

Дебай ва Шерер ишлаб чиққан структуравий анализ усулида монохроматик рентген нурланиши ва поликристал намуналаридан фойдаланилади. Текшириладиган модда майдаланиб, кукун ҳолига келтирилади ва ундан сим кўринишида намуна процессланади. Намуна цилиндрик камеранинг ўқи бўйлаб ўрнатилади, цилиндрининг ён сиртига эса фотоплёнка жойлаштирилади (101- расм). Жуда кўп сонли тартибсиз равишда ориентацияланган кристаллчалар орасида шундайлари ҳам кўп топиладики, улар учун (26. 8) шарг бажарилади, шунинг билан бирга, дифракцияланган нур ҳар хил кристаллчалар учун турли-туман текисликларда ётади. Нагижада атом қатламларининг ҳар бир системаси ва ҳар бир  $m$  учун биргина максимум йўналиши ҳосил бўлмай, бундай йўналишларнинг конуси ҳосил бўлади ва бу конуснинг ўқи тушаётган дасга йўналиши билан

устма-уст тушади (101- расм). Плёнкада ҳосил бўладиган манзара (дебаеграмма) 102- расмда тасвирланган кўринишда бўлади. Симметрик жойлашган чизиқларнинг ҳар бир жуфти  $m$  нинг



101- расм.

бирор қийматида (26.8) шартни қаноатлантирувчи дифракцион максимумлардан бирига тўғри келади. Рентгенограммани расширофка қилиш кристаллнинг тузилишини аниқлаш имконини беради.



102- расм.

## 27-§. Объективнинг ажрата олиш кучи

Доиравий тешикдан ҳосил бўлаётган Фраунгофер дифракцияси вақтида экранда вужудга келадиган манзара марказий ёруғ доғ ва уни ўраб олган кетма-кет қорамтир ва ёруғ ҳалқалар кўринишида бўлади (103-расм). Тегишли ҳисоблашлар кўрсатадики, биринчи минимум дифракцион манзаранинг марказидан

$$\varphi_{\min} = \arcsin 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (27.1)$$

бурчак масофада бўлади, бу ерда  $D$  – тешикнинг диаметри [эслатиб ўтамизки, тирқиш учун бу масофа  $\arcsin(\lambda/b)$  га тенг]. Агар  $D \gg \lambda$  бўлса, (27.1) формулани қуйидагича содалаштириш мумкин:

$$\varphi_{\min} = 1,22 \frac{\lambda}{D}. \quad (27.2)$$

Тешикдан ўтган ёруғлик оқимининг кўп қисми (84% га яқини) марказий ёруғ доғ соҳасига тушади. Биринчи макси-

мумнинг интенсивлиги марказий максимум интенсивлигининг ҳаммаси бўлиб 1,74% ини, иккинчи максимумнинг интенсивлиги эса — 0,41% ини ташкил қилади. Қолган максимумларнинг интенсивлиги янада кичик. Шунинг учун биринчи яқинлашишда дифракцион манзарани бурчак радиуси (27.2) формула билан аниқланадиган биргина ёруғ доғдан иборат деб ҳисоблаш мумкин. Бу доғ аслида чексиз узоқлашган нуқтавий ёруғлик манбаининг тасвиридир (тешикка ясси ёруғлик тўлқини тушади).

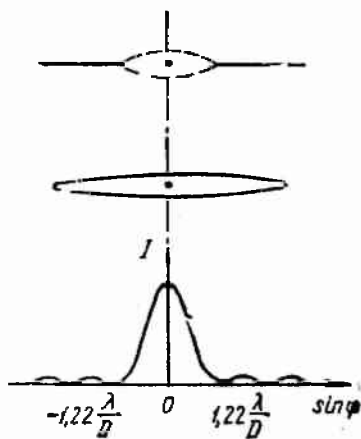
Дифракцион манзара тешик билан линза орасидаги масофага боғлиқ эмас. Жумладан, тешикнинг четлари билан линзанинг четлари устма-уст тушганда ҳам у ўшандайлигича қолади. Бундан, энг мукамал линза ҳам идеал оптикавий тасвир бера олмайди, деган хулоса келиб чиқади. Ёруғликнинг тўлқин табиати туфайли нуқтанинг линза ҳосил қиладиган тасвири доғча кўринишида бўлиб, дифракцион манзаранинг марказий максимумидан иборат бўлади. Бу доғчанинг бурчак ўлчови линза гардишининг  $D$  диаметри ортан сари камаяди.

Икки нуқта орасидаги бурчак масофа жуда кичик бўлганда уларнинг бирор оптикавий асбоб ёрдамида ҳосил қилинадиган тасвирлари бир-бирининг устига тушади ва битта ёруғ доғ ҳосил қилади. Демак, иккита жуда яқин нуқталарни асбоб айрим-айрим ҳолда ажратиб қабул қилмайди; бу ҳолда асбоб уларни ажратмайди, деган ибора ҳам ишлатилади. Шу сабабли, тасвир ўз ўлчамлари бўйича қанчалик катта бўлмасин, унда тегишли тафсилотлар кўринмайди. Биз 14-параграфда, микроскоп ҳосил қиладиган катталаштиришнинг чегараси ёруғликнинг тўлқин табиати томонидан қўйилади деганда худди мана шўни кўзда тутган эдик.

Оптикавий асбоб икки нуқтани бир-бирдан ажратиб кўрсатиш мумкин бўлган энг кичик бурчак масофани  $\delta\psi$  орқали белгилаймиз  $\delta\psi$  га тесқари бўлган катталиқ асбобнинг ажрата олиш кучи деб аталади:

$$R = \frac{1}{\delta\psi}. \quad (27.3)$$

Дурбин ёки фотоаппарат объективининг жуда узоқдаги буюмларга қаралаётгандаги ёки фотосурати олинаётгандаги ажрата олиш кучини топамиз. Бу ҳолда буюмнинг ҳар бир



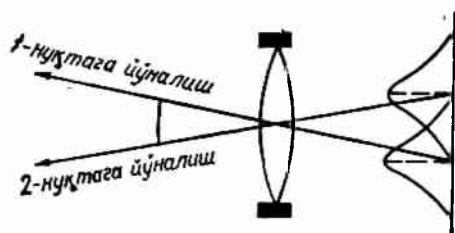
103- расм.

нуқтасидан объективга келаётган нурларни ўзаро параллел деб ҳисоблаш ва (27.2) формуладан фойдаланиш мумкин. Рэлей критерийига мувофиқ, иккита бир-бирига яқин нуқта ажратиб кўрсатилиши учун битта нуқта марказий дифракцион максимумининг ўргаси иккинчи нуқта марказий максимумининг четига (яъни биринчи минимумига) тўғри келиши керак (бу ҳолга ҳам татбиқ қилиш мумкин бўлган 93-б расмга қаранг). 104-расмдан кўринадики, мана шу шартнинг амалга ошиши учун, нуқталар орасидаги бурчак масофа  $\delta\psi$  марказий максимумнинг (27.2) бурчак радиусига тенг бўлиши керак. Бинобарин,

$$\delta\psi = 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

ёки

$$R = \frac{D}{1,22\lambda} \quad (27.4)$$



104- расм.

бунда  $D$  — объектив гардишининг (ёки кириш қорачиғининг) диаметри.

(27.4) формуладан келиб чиқадики, объектив диаметри қанча катта бўлса, унинг ажрата олиш кучи ҳам шунча катта бўлади.

Кўз қорачиғининг диаметри нормал ёритилиш вақтида тахминан 2 мм бўлади.

Бу қийматни (27.4) форму-

лага қўйиб ва  $\lambda = 0,5 \text{ мк} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ мм}$  деб олиб, қуйидаги мағижани оламиз:

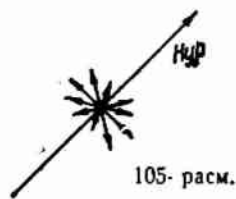
$$\delta\psi = 1,22 \frac{0,5 \cdot 10^{-3}}{2} = 0,305 \cdot 10^{-3} \text{ рад} \approx 1'$$

Шундай қилиб, кўзимиз ажратиб қабул қилиши мумкин бўлган нуқталар орасидаги минимал бурчак масофа бир бурчак минутига тенгдир. Шуниси қизиқки, кўз тўр пардасидаги қўшни ёруғлик сезгир элементлар орасидаги масофа ана шу бурчак масофага мос келади.

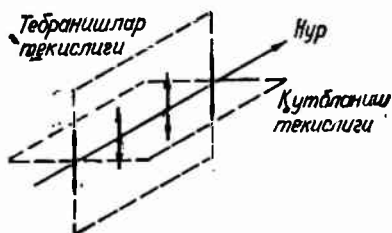
## ЎРУҒЛИКНИНГ ҚУТБЛАНИШИ

### 28-§. Табиий ва қутбланган ўруғлик

Бизга маълумки (II том, 110-параграфга қаранг), электромагнит тўлқинлар кўндаланг тўлқинлардир. Шунинг билан бирга ўруғлик тўлқинларида одатда тарқалиш йўналишига (нурга) нисбатан асимметриялик бўлмайди. Буига табиий ўруғлик таркибида нурга перпендикуляр бўлган ҳамма йўналишлар бўйича содир бўлаётган тебранишлар мавжудлиги сабаб бўлади (105-расм). 17 параграфда ўруғлик тўлқини айрим атомлар тарқатаётган жуда кўп тўлқин тизмаларидан иборат бўлиши кўрсатиб ўтилган эди. Ҳар бир тизманинг тебраниш текислиги тасодифий равишда ориентацияланган бўлади. Шунинг учун натижавий тўлқин таркибида турли йўналишлардаги тебранишлар бир хил эҳтимолликда бўлади.



Табиий ўруғликда турли йўналишдаги тебранишлар бир-бирини жуда тез ва тартибсиз равишда алмаштириб туради. Тебранишларининг йўналиши бирор тарзда тартибланган ўруғлик қутбланган ўруғлик деб аталади. Агар ўруғлик векторининг тебранишлари фақат битта текисликда юз бераётган бўлса (106-расм), бундай ўруғликни ясси (ёки тўғри чизиқли) қутбланган деб юритилади. Ўруғлик вектори (яъни электр майдон кучланганлиги вектори  $E$ ) тебранаётган текисликни тебраниш текислиги деб атаймиз. Тарихий сабабларга кўра  $E$  вектор тебранаётган текислик эмас, балки унга перпендикуляр текислик қутбланиш текислиги деб аталган. Бу тарзда, аниқланган қутбланиш текислиги тебраниш текислигичалик яққол эмасдир. Шу

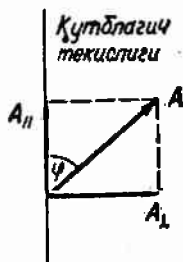


106- расм.

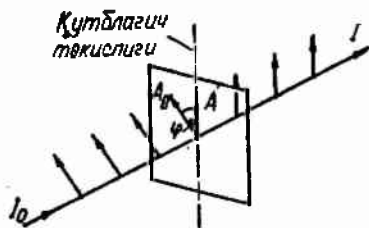


сабабли бундан кейин „қутбланиш текислиги“ терминидан фойдаланмаймиз.

Ясси қутбланган ёруғликни табиий ёруғликдан поляризаторлар (қутблагичлар) деб аталувчи асбоблар ёрдамида олиш мумкин. Бу асбоблар поляризатор текислиги деб аталадиган текисликка параллел тебранишларни бемалол ўтказиб, бу текисликка перпендикуляр тебранишларни бутунлай ушлаб қолади. А амплитуданинг поляризатор текислиги билан  $\varphi$  бурчак ҳосил қилувчи текисликда юз бераётган тебранишини иккита  $A_1 = A \cos \varphi$  ва  $A_2 = A \sin \varphi$  тебранишларга ажратиш мумкин (107-расм; нур расм текислигига перпендикуляр). Бу тебранишларнинг биринчиси асбоб орқали ўтиб кетади, иккинчиси ушланиб қолади. Ўтган тўяқиннинг интенсивлиги  $A_1^2 = A^2 \cos^2 \varphi$  миқдорга пропорционал, яъни  $1/\cos^2 \varphi$



107- расм.



108- расм.

миқдорга тенг; бу ерда  $I$  — амплитудаси  $A$  бўлган тебранишнинг интенсивлиги. Демак, поляризатор текислигига параллел тебраниш ўзи билан интенсивликнинг  $\cos^2 \varphi$  га тенг қисмини олиб боради. Табиий ёруғликда  $\varphi$  нинг ҳамма қийматлари бир хил эҳтимолликдадир. Шунинг учун ёруғликнинг поляризатор орқали ўтган қисми  $\cos^2 \varphi$  нинг ўртача қиймати, яъни  $1/2$  га тенг бўлади. Поляризатор табиий нур йўналиши атрофида айланганда ўтган ёруғлик интенсивлиги бирдай қолаверади, фақат асбобдан чиқаётган ёруғлик тебраниш текислигининг ориентациясигина ўзгаради.

Поляризаторга амплитудаси  $A_0$  ва интенсивлиги  $I_0$  бўлган ясси қутбланган ёруғлик тушаётган бўлсин (108-расм). Асбоб орқали тебранишнинг  $A = A_0 \cos \varphi$  амплитудали ташкил этувчиси ўтади, бунда  $\varphi$  — тушаётган ёруғликнинг тебраниш текислиги билан поляризатор текислиги орасидаги бурчак. Демак, ўтган ёруғликнинг  $I$  интенсивлиги

$$I = I_0 \cos^2 \varphi \quad (28.1)$$

ифода билан аниқланади.

Бу (28.1) муносабат Малюс қонуни деб юритилади.

Табиий нурнинг йўлига текисликлари ўзаро  $\varphi$  бурчак ҳосил қиладиган икки поляризатор қўямиз. Биринчи поляризатордан чиққан ясси қутбланган ёруғликнинг  $I_0$  интенсивлиги табиий ёруғлик  $I_{\text{таб}}$  интенсивлигининг ярмига тенг бўлади. Малюс қонунига кўра иккинчи поляризатордан интенсивлиги  $I_0 \cos^2 \varphi$  бўлган ёруғлик чиқади. Шундай қилиб, икки поляризатор орқали ўтган ёруғликнинг интенсивлиги қуйидагига тенг:

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{таб}} \cdot \cos^2 \varphi. \quad (28.2)$$

Максимал интенсивлик  $1/2 I_{\text{таб}}$  га тенг бўлиб, у  $\varphi = 0$  бўлганда (поляризаторлар параллел бўлганда) ҳосил бўлади.  $\varphi = \pi/2$  бўлганда интенсивлик нолга тенг—тўғри бурчак остида кесилган поляризаторлар ёруғликни ўтказмайди.

Ёруғликнинг таркибида бирор йўналишдаги тебранишлар бошқа йўналишлардаги тебранишларга нисбатан кўп бўлса, бундай ёруғлик қисман қутбланган деб юритилади. Бундай ёруғликни табиий ва ясси қутбланган ёруғликларнинг аралашмаси деб қараш мумкин. Агар қисман қутбланган ёруғлик поляризатор орқали ўтказилаётган бўлса ва асбоб нур йўналиши атрофида айлантирилса, ўтган ёруғликнинг интенсивлиги  $I_{\text{max}}$  билан  $I_{\text{min}}$  қийматлар оралиғида ўзгариб туради, шунинг билан бирга бу қийматларнинг биридан иккинчисига ўтиш  $\varphi = \pi/2$  бурчакка бурилиш билан амалга ошади (бир марта тўла айланишда икки марта максимал ва икки марта минимал қийматга эришилади).

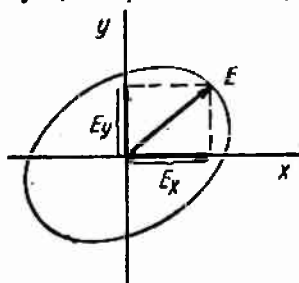
$$P = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} \quad (28.3)$$

ифода қутбланиш даражаси деб аталади.

Ясси қутбланган ёруғлик учун  $I_{\text{min}} = 0$  ва  $P = 1$ ; табиий ёруғлик учун  $I_{\text{max}} = I_{\text{min}}$  ва  $P = 0$ .

Тебраниш текисликлари ўзаро перпендикуляр бўлган иккита ясси қутбланган когерент ёруғлик тўлқинларини олиб қараймиз. Тўлқинлардан бирида тебранишлар  $x$  ўқи бўйича (109-расм), иккинчисида эса,  $y$  ўқи бўйича бўлсин ( $x$  ва  $y$  ўқлари нурга перпендикуляр текисликда ётади). Бу тўлқинлар ёруғлик векторларининг тегишли ўқлардаги проекциялари қуйидаги қонун бўйича ўзгаради:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A_1 \cos \omega t, \\ E_y &= A_2 \cos(\omega t + \alpha). \end{aligned} \right\} \quad (28.4)$$



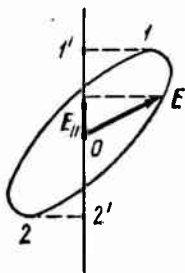
109-расм.

$E_x$  ва  $E_y$  катталиклар натижавий  $E$  ёруғлик вектори учининг координаталаридир (109-расмга қаранг). Механикавий тебранишлар ҳақидаги таълимотдан бизга маълумки (1 том, 71-параграфга қаранг), бир хил частотали иккита ўзаро перпендикуляр гармоник тебранишлар қўшилганда умумий ҳолда эллипс бўйича ҳаракатни ҳосил қилади (хусусий ҳолларда тўғри чизиқ бўйича ёки айлана бўйича ҳаракат ҳосил бўлиши мумкин). Худди шунингдек, координаталари (28.4) бўлган нуқта, яъни  $E$  векторнинг учи эллипс бўйича ҳаракатланади. Демак, тебраниш текисликлари ўзаро перпендикуляр бўлган ва ясси қутбланган иккита когерент ёруғлик тўлқинлари бир-бирининг устига тушганда шундай тўлқин ҳосил қиладики, унда ёруғлик вектори ( $E$  вектор) вақт ўтиши билан ўзгариб, унинг учи эллипс чизади. Бундай ёруғлик эллиптик қутбланган ёруғлик деб аталади. Фазалар фарқи  $\alpha$  нинг қиймати  $\pi$  га каррали бўлганда эллипс тўғри чизиққа айланади ва ясси қутбланган ёруғлик ҳосил бўлади. Фазалар фарқи тоқ сон марта олинган  $\pi/2$  га тенг бўлганда ва қўшилувчи тўлқинлар амплитудалари тенг бўлганда эллипс айланадан иборат бўлади. Бу ҳолда доира бўйича қутбланган ёруғлик ҳосил бўлади.

Шу нарсага диққатни жалб қиламизки, қисман қутбланган ва табиий ёруғликларни ҳам тебраниш текисликлари ўзаро перпендикуляр бўлган иккита ясси қутбланган тўлқинларнинг устма-уст тушиши деб қараш мумкин. Лекин бу тўлқинлар когерент эмас, (28,4) даги  $\alpha$  нинг қиймати доим ўзгариб туради, шу сабабли натижавий  $E$  векторнинг йўналиши тартибсиз равишда ўзгаради. Табиий ёруғлик учун қўшилувчи тўлқинларнинг амплитудалари бир хил бўлиши керак, қисман қутбланган ёруғлик учун эса — ҳар хил бўлиши керак.

$E$  векторнинг қайси томонга айланишига қараб ўнг ва чап эллиптик ва доиравий қутбланишлар бўлади. Агар нурнинг қарама-қарши йўналиши нисбатан  $E$  вектор соат стрелкаси бўйича айланса, қутбланиш ўнг деб аталади, акс ҳолда — чап қутбланиш деб аталади.

Эллиптик қутбланган ёруғлик поляризаторга тушаётган бўлсин. Асбоб орқали  $E$  векторнинг поляризатор текислиги йўналиши бўйича ташкил этувчиси  $E_{\parallel}$  ўтади (110-расм). Бу ташкил этувчининг максимал қийматлари 1 ва 2 нуқталарда рўй беради. Демак, асбобдан чиққан ясси қутбланган ёруғликнинг амплитудаси  $\theta 1'$  кесманинг узунлигига тенг. Поляризаторни нур йўналиш атрофида айлантириб, интенсивликнинг  $I_{\max}$  дан (поляризаторнинг текислиги эллипсининг катга ярим ўқи билан устма-уст тушган ҳолда)  $I_{\min}$  гача (поляризаторнинг текислиги



110- расм.

эллипснинг кичик ярим ўқи билан устма-уст тушган ҳолда) ўзгаришини кузагамиз. Поляризатор айлантирилганда ёруғлик интенсивлигининг худди мана шундай ўзгариши қисман қутбланган ёруғлик учун ҳам кузатилади. Доира бўйича қутбланган ёруғлик учун эса, поляризатор айланганда (худди табиий ёруғлик учун бўлганидек) асбоб орқали ўтган ёруғликнинг интенсивлиги ўзгармайди.

### 29-§. Ёруғликнинг қайтишда ва синишда қутбланиши

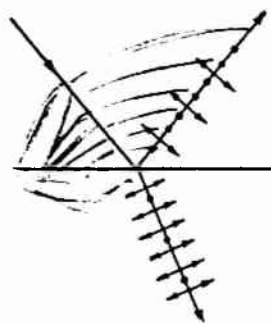
Агар ёруғликнинг иккита диэлектрикни ажратиб турувчи чегарага (масалан, шиша пластинка сиртига) тушиш бурчаги нолга тенг бўлмаса, қайтган ва синган нурлар қисман қутбланган бўлади<sup>1)</sup>. Қайтган нурда тушиш текислигига перпендикуляр тебранишлар кўпроқ бўлади (111-расмда бу тебранишлар нуқталар билан белгиланган), синган нурда эса, тушиш текислигига параллел тебранишлар кўпроқ бўлади (расмда улар икки томонли стрелкалар орқали тасвирланган). Қутбланиш даражаси тушиш бурчагига боғлиқ. Агар тушиш бурчаги

$$\operatorname{tg} i_B = n_{12} \quad (29.1)$$

шартни қаноатлантирса (бунда  $n_{12}$  — иккинчи муҳитнинг биринчи муҳитга нисбатан синдириш кўрсаткичи), қайтган нур тўла қутбланган бўлади (у фақат тушиш текислигига перпендикуляр тебранишлардангина иборат бўлади). Тушиш бурчаги  $i_B$  га тенг бўлганда синган нурнинг қутбланиш даражаси энг катта қийматига эришади, бироқ бу нур фақат қисман қутбланганлиги ича қолади.

(29.1) муносабат Брюстер қонуни номи билан юритилади.  $i_B$  бурчак Брюстер бурчаги ёки тўла қутбланиш бурчаги деб аталади. Ёруғлик Брюстер бурчаги остида тушганда қайтган ва синган нурлар ўзаро перпендикуляр бўлишини текшириб кўриш қийин эмас.

Қайтган ва синган нурларнинг турли тушиш бурчаклари учун қутбланиш даражалари, диэлектриклар, чегарасидаги шартларни ҳисобга олган ҳолда Максвелл тенгламаларини ечиш йўли билан топилади. Диэлектриклар чегарасидаги шартларга қуйидагилар киради: чегаранинг икки томонидаги  $E$  ва



111-расм

<sup>1)</sup> Электр ўтказувчи сиртдан (масалан, металл сиртидан) қайтганда эллиптик қутбланган ёруғлик ҳосил бўлади.

Н векторлар тангенциал ташкил этувчиларининг тенглиги (бир томонда тушувчи ва қайтган гўлқинлар учун тегишли векторларнинг йиғиндисини олиш керак, иккинчи томонда эса, тегишли векторни синган гўлқин учун олиш керак) ҳамда D ва В векторлар нормал ташкил этувчиларининг тенглиги [III том (17.1), (17.3), (45.1) ва (45.3) формулаларга қаранг]. Натижада қуйидаги формулалар ҳосил бўлади:

$$\left. \begin{aligned} (A_1')_{\perp} &= -(A_1)_{\perp} \frac{\sin(i_1 - i_2)}{\sin(i_1 + i_2)}, \\ (A_2)_{\perp} &= (A_1)_{\perp} \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2)}, \\ (A_1')_{\parallel} &= (A_1)_{\parallel} \frac{\operatorname{tg}(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}(i_1 + i_2)}, \\ (A_2)_{\parallel} &= (A_1)_{\parallel} \frac{2 \sin^2 i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2) \cos(i_1 - i_2)}. \end{aligned} \right\} (29.2)$$

бу ерда  $(A_1)_{\perp}$ ,  $(A_1')_{\perp}$  ва  $(A_2)_{\perp}$  — тегишли равишда тушувчи қайтган ва синган нурлар тушиш текислигига перпендикуляр ташкил этувчиларининг амплитудаларидир<sup>1)</sup>;  $(A_1)_{\parallel}$ ,  $(A_1')_{\parallel}$  ва  $(A_2)_{\parallel}$  — тушиш текислигига параллел ташкил этувчилар учун худди ўша катталиклардир;  $i_1$  — тушиш бурчаги,  $i_2$  — синиш бурчаги.

Ёруғлик тебранишлари амплитудалари худди шундай формулалар Френель томонидан, ёруғликни эфирда тарқалувчи эластик тўлқинлардан иборат деб қараш асосида олинган эди. Шунинг учун (29.2) муносабатларни Френель формуллари деб юритилади.

(29.2) формулаларнинг учинчисидан келиб чиқадики,  $i_1 + i_2 = \pi/2$  бўлганда (бу Брюстер бурчагига мос келади) қайтган нур учун тушиш текислигига параллел ташкил этувчининг амплитудаси нолга айланади. Шундай қилиб, Френель формулаларидан Брюстер қонучи бевосита келиб чиқади.

Тушиш бурчаги кичик бўлганда (29.2) формулалардаги синусларни ва тангенсларни бурчакларнинг ўзи билан алмаштириш мумкин, косинусларни эса 1 га тенг деб ҳисоблаш мумкин. Бундан ташқари бу ҳолда  $i_1 = n_{12} i_2$  деб олиш мумкин (бу синиш қонунидан, синусларни бурчаклар билан алмаштиригач, келиб чиқади). Натижада кичик бурчаклар учун Френель формулалари қуйидаги кўринишни олади:

<sup>1)</sup> Аниқроғи — проекцияларнинг максимал қийматлари. Биринчи формуладаги минус ишора оптикавий зичроқ муҳитдан қайтишда фазанинг  $\pi$  га сакрашини ифодалайди (16-параграфга қаранг).

$$\left. \begin{aligned} (A_1)_\perp &= - (A_1)_\parallel \frac{l_1 - l_2}{l_1 + l_2} = - (A_1)_\parallel \frac{n_{12} - 1}{n_{12} + 1}, \\ (A_2)_\perp &= (A_1)_\parallel \frac{2l_2}{l_1 + l_2} = (A_1)_\parallel \frac{2}{n_{12} + 1}, \\ (A')_\parallel &= (A_1)_\parallel \frac{l_1 - l_2}{l_1 + l_2} = (A_1)_\parallel \frac{n_{12} - 1}{n_{12} + 1}, \\ (A_2)_\parallel &= (A_1)_\parallel \frac{2l_2}{l_1 + l_2} = (A_1)_\parallel \frac{2}{n_{12} + 1}. \end{aligned} \right\} \quad (29.3)$$

(29.3) тенгламаларни квадратга ошириб ва ҳосил бўлган қийматларни тегишли муҳитнинг синдириш кўрсаткичига кўпайтириб, кичик тушиш бурчаклари учун тушувчи, қайтган ва синган нурлар интенсивликларининг нисбатини оламиниз [(16.8) формулага қаранг]. Бунда, масалан, қайтган ёруғликнинг  $I_1$  интенсивлигини иккала ташкил этувчиларининг  $(I_1)_\perp$  ва  $(I_1)_\parallel$  интенсивликлари йиғиндисини сифатида ҳисоблаш мумкин, чунки табиий ёруғликда бу ташкил этувчилар когерент эмас [когерент бўлмаган тўлқинлар устма-уст тушганда уларнинг амплитудалари эмас, интенсивликлари қўшилади (17.1) формулага қаранг]. Натижада

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= I_1 \left( \frac{n_{12} - 1}{n_{12} + 1} \right)^2, \\ I_2 &= n_{12} I_1 \left( \frac{2}{n_{12} + 1} \right)^2, \end{aligned} \right\} \quad (29.4)$$

ҳосил бўлади.

Қайтган ёруғлик  $I_1$  интенсивлигининг тушувчи ёруғлик  $I_2$  интенсивлигига нисбатини олиб, беришган сиртнинг  $\rho$  қайтариш коэффициентини оламиниз. (29.4) билан мувофиқ равишда

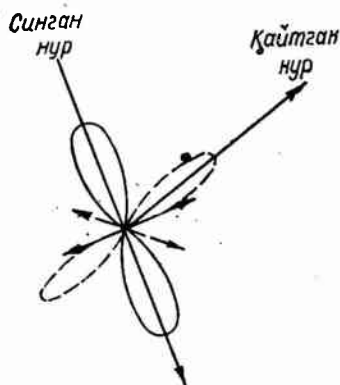
$$\rho = \left( \frac{n_{12} - 1}{n_{12} + 1} \right)^2, \quad (29.5)$$

[(16.13) формула билан солиштиринг].

Қайтган ва синган нурларнинг қутбланишига олиб келадиган ҳодисаларнинг физикавий моҳияти қуйидагидан иборат. Соддалик учун, ёруғликнинг қайтиши ва синиши диэлектрик билан вакуум чегарасида юз беряпти, деб фараз қилайлик. Тушаётган ёруғлик тўлқини диэлектрик ичига кириб, атомлар таркибидаги электр зарядларини мажбурий тебранишлар бажаришга олиб келади. Тебранувчи зарядлар элктромагнит тўлқинлар тарқатади (II том, 114-параграфга қаранг), бу тўлқинларни биз иккиламчи тўлқинлар деб атаймиз. Диэлектрикнинг ташқарисида иккиламчи тўлқинлар устма-уст тушиб, қайтган тўлқинни ҳосил қилади. Диэлектрикнинг ичида иккиламчи тўлқинлар тушувчи (бирламчи) тўлқин билан қўшилади. Бирламчи ва иккиламчи тўлқинлар қўшилишидан ҳосил бўлган нагизавий тўлқин синган тўлқинни беради. Зарядларнинг маж-

бурий тебранишлари мана шу натижавий тулқиннинг **E** вектори йўналишида содир бўлади.

Иккиламчи тулқинни тарқатувчи зарядлардан бирини олиб қараймиз. Бу заряднинг тебранишини иккита тебранишга ажратамиз, у тебранишлардан бири тушиш текислигида юз беради (112-расмда бу тебраниш икки томонли туташ стрелка билан тасвирланган), иккинчиси эса, бу текисликка перпендикуляр йўналишда юз беради (у икки томонли пунктир стрелка билан тасвирланган).



112- расм.

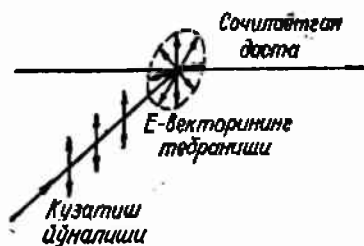
Тебранишларнинг ҳар бирига ясси қутбланган иккиламчи тулқин мос келади. Тебранувчи заряднинг нурланиши йўналишли бўлади (II том, 246-расмга қаранг). Заряд тебранишлар йўналишига перпендикуляр йўналишларда энг кўп нурланади; тебранишлар йўналишида заряд нурланмайди. 112- расмдаги туташ ва пунктир барглар тегишли тебранишлар йўналишларининг диаграммаларини тасвирлайди. Расмдан кўринадики, қайтган нур йўналишида тебраниш текислиги тушиш текислигига перпендикуляр бўлган тулқин интенсивлиги (пунктир барг) **E** вектори тушиш текислигида тебранишларнинг

интенсивлигидан (туташ барг) кўп марта каттадир. Бинобарин, қайтган нурда тушиш текислигига перпендикуляр тебранишлар бошқа йўналишлардаги тебранишлардан устун келади — қайтган нур қисман қутбланган бўлади. Ёруғлик Брюстер бурчаги остида тушаётганда заряднинг тушиш текислигига параллел тебранишлари йўналиши (икки томонли туташ стрелка) қайтган нурнинг йўналиши билан устма-уст тушади ва тегишли қутбланиш йўналишидаги тулқиннинг тарқалиш интенсивлиги нолга айланади — қайтган нур тўла қутбланган бўлиб қолади.

Тушаётган табиий нурда турли йўналишлардаги тебранишларнинг интенсивликлари бир хил. Бу тебранишларнинг энергияси қайтган ва синган тулқинлар орасида тақсимланади. Шу сабабли, агар қайтган нурда бирор йўналишдаги тебранишлар интенсивлиги катта бўлса, энергиянинг сақланиш қонунига кўра, синган нурда бошқа йўналишдаги тебранишлар интенсивлиги катта бўлиши керак. Бундан, синган нур қисман қутбланган бўлади, деган хулоса келиб чиқади.

Ёруғлик тулқин узунлигидан кўп марта кичик зарралардан ёруғликнинг сочилиш вақтида ҳам қутбланиш юз беради. Социлаётган ёруғлик дастаси зарраларда зарядларнинг шундай тебранишларини туғдирадики, уларнинг йўналиши дастага пер-

пендикуляр текисликда ётади (113-расм). Иккиламчи тўлқинда  $E$  векторнинг тебранишлари зарядлар орқали ўтадиган текисликда содир бўлади (II том, 245-расмга қаранг). Шу сабабли зарралардан дастага перпендикуляр йўналишда сочилаётган ёруғлик бутунлай қутбланган бўлади. Даста билан  $\pi/2$  дан фарқли бурчак ташкил қилувчи йўналишларда сочилаётган ёруғлик фақат қисман қутбланган бўлади.



113- расм.

### 30- §. Иккиланма нур синдиришдаги қутбланиш

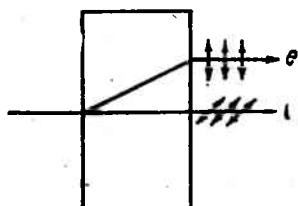
Ёруғлик баъзи кристаллардан ўтганда ёруғлик нури икки-та нурга ажралади. Бу, иккиланма нур синдириш деб ном олган ҳодиса исланд шпати (кальций карбонат тузининг кўринишларидан бири,  $\text{CaCO}_3$ —гексагонал системасидаги кристаллар) учун 1670 йилда Эразм Бартоломин томонидан кузатишга эришилган. Иккиланма нур синдириш вақтида нурлардан бири одатдаги синиш қонунига бўйсунди ва тушувчи нур ҳамда нормаль билан бир текисликда ётади. Бу нур оддий нур деб аталади ва чизмаларда  $o$  ҳарфи билан белгиланади. Нурларнинг иккинчиси ғайриоддий нур деб аталади уни одатда  $e$  ҳарфи билан белгиланади ва унинг учун  $\sin i_1/\sin i_2$  нисбат тушиш бурчагининг ўзгариши билан ўзгаради. Ҳатто ёруғлик нормаль бўйича тушганда ҳам ғайриоддий нур, умуман айтганда, дастлабки йўлидан оғади (114-расм). Бундан ташқари, ғайриоддий нур одатда, синдирувчи сиртнинг нормали ҳамда тушувчи нур билан бир текисликда ётмайди.

Иккиланма нур синдириш ҳодисаси, кубик системага кирувчи кристаллардан ташқари, ҳамма тиниқ кристалларда кузатилади. Бир ўқли деб аталадиган кристалларда шундай йўналиш мавжуд бўладики, бу йўналиш бўйича оддий ва ғайриоддий нурлар ажралмаган ҳолда «а бир хил тезлик билан тарқалади». Бу йўналиш кристаллнинг оптикавий ўқи деб аталади. Шунинг кўзда тутиш керакки, оптикавий ўқ кристаллнинг бирор нуқтасидан ўтувчи тўғри чизиқ эмас, балки кристалл ичидаги маълум бир йўналишдир. Шу йўналишга параллел ҳар қандай тўғри чизиқ кристаллнинг оптикавий ўқи бўлади.

Оптикавий ўқ орқали ўтувчи ҳар қандай текислик кристаллнинг бош кесими ёки бош текислиги дейилади. Одатда ёруғлик нури орқали ўтувчи бош кесимдан фойдаланилади.



Оддий ва ғайриоддий нурларни, масалан, шиша кўзгу ёрдамида текшириш шуни кўрсатадики, иккала нур ҳам ўзаро перпендикуляр текисликларда тўла қутблангандир (114-расмга қаранг). Оддий нурнинг тебранишлар текислиги кристаллнинг бош қисмига перпендикуляр Ғайриоддий нурда эса ёруғлик вектори бош кесим билан устма-уст тушувчи текисликда тебранади.



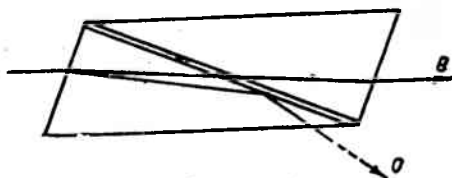
114- расм.

Кристаллдан чиққанда бу икки нур бир-биридан фақат қутбланишининг йўналиши билангина фарқланади ва „оддий“ ҳамда „ғайриоддий“ нур деган номлар фақат кристаллнинг ичидагина маънога эга.

Баъзи кристалларда нурлардан бири иккинчисига қараганда кўпроқ ютилади. Бу ҳодиса дихроизм деб аталади. Кўзга кўринадиган нурларда жуда кучли дихроизм турмалин кристаллида кузатилади.

Унда оддий нур 1 мм узунликда деярли бутунлай ютилади. Худди шундай хусусият поляриондда ҳам бор. Полярионд целлулоид плёнкасидан иборат бўлиб, унга жуда кўп бир хил ориентацияланган хинин йодит сульфат кристаллчалари киритилган бўлади (бу кристалларда нурлардан бири тахминан 0,1 мм да ютилади). Демак, полярионд поляризатор сифатида ишлатилиши мумкин.

Николь призмаси (ёки қисқача тўғридан-тўғри николь) деб аталадиган поляризатор жуда кенг тарқалгандир. У исланд шпати призмасидан иборат бўлиб, диагонали бўйича



115- расм.

кесилган ва Канада бальзами<sup>1)</sup> билан ёпиштирилган бўлади (115- расм). Канада бальзамининг синдириш кўрсаткичи  $n$  кристаллдаги оддий ва ғайриоддий нурлар синдириш кўрсаткичлари  $n_o$  ва  $n_e$  орасида ётади ( $n_o > n > n_e$ ). Тушиш бурчаги шундайки, оддий нур бальзам қатламда тўла ички қайтишга учрайди ва четга оғади, ғайриоддий нур эса, бу қатламдан бемалол ўтиб, призмадан ташқарига чиқади.

Бир ўқли (исланд шпати, турмалин, кварц каби) кристаллардан ташқари, икки ўқли кристаллар (масалан, слюда,

<sup>1)</sup> Канада бальзами деб Канада оқ қарағайдан олинадиган смоласимон моддага айтилади. Бу модданинг синдириш кўрсаткичи шишанинг синдириш кўрсаткичига яқин, шунинг учун канада бальзами оптикавий асбоблардаги шиша қисмларини ёпиштириш учун ишлатилади.

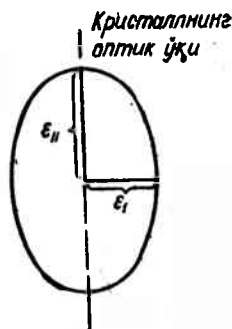
гипс) борки, уларда ёруғлик икки нурга ажралмайдиган иккита йўналиш мавжуд бўлади. Бундай кристалларда иккала нур ҳам ғайриоддий бўлиб, улар учун синдириш кўрсаткичлари кристалл ичидаги йўналишга боғлиқ бўлади.

Иккиланма нур синдиришга кристалларнинг анизотропияси сабаб бўлади. Кубик системага мансуб бўлмаган кристалларда диэлектрик синдирувчанлик  $\epsilon$  ҳам йўналишга боғлиқ бўлади. Бир ўқли кристалларда оптикавий ўқ йўналишида ва унга перпендикуляр йўналишларда  $\epsilon$  турлича  $\epsilon_1$  ва  $\epsilon_2$  қийматларга эга бўлади. Бошқа йўналишларда  $\epsilon$  нинг қийматлари ўша қийматлар орасида бўлади. Агар бир ўқли кристаллда ҳар хил йўналишлар учун  $\epsilon$  нинг қийматларини бирор нуқтадан шу йўналишлар бўйича чизилган кесмалар билан тасвирласак, кесмаларнинг учлари шундай айланма эллипсоид сиртида жойлашадики, унинг симметрия ўқи кристаллнинг оптикавий ўқи билан устма-уст тушади. Шу эллипсоиднинг кристалл бош текислиги бўйича ўтказилган кесими 116-расмда кўрсатилган. 16-параграфда

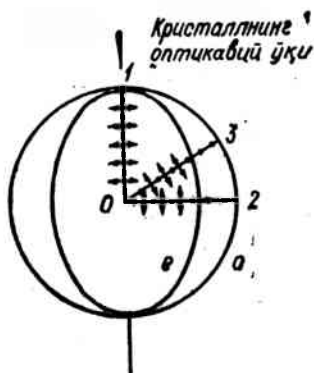
$$n = \sqrt{\epsilon}$$

экани кўрсатилган эди [(16.6) формулага қаранг]. Бинобарин,  $\epsilon$  нинг анизотропиясидан келиб чиқадикки,  $E$  векторининг тебранишлари турли йўналишларда бўлган электромагнит тўлқинларга синдириш кўрсаткичи  $n$  нинг турли қийматлари тўғри келади. Шу сабабли ёруғлик тўлқинларининг кристаллдаги тезлиги ёруғлик вектори  $E$  тебранишларининг йўналишига боғлиқ бўлади.

Юқорида айтиб ўтилган эдики, оддий нурда ёруғлик векторининг тебранишлари кристаллнинг бош кесимига перпендикуляр йўналишда содир бўлади (117-расмда бу тебранишлар тегишли нурлар устида нуқталар билан тасвирланган). Шунинг учун оддий нурнинг исталган йўналишида (расмда учта йўналиш кўрсатилган: 1, 2 ва 3).  $E$  вектор кристаллнинг оптикавий ўқи билан тўғри бурчак ҳосил қилади ва ёруғлик тўлқинининг тезлиги бир хил бўлиб,  $v_0 = c/\sqrt{\epsilon_1}$  га тенг бўлади. Оддий нурнинг тезлигини ҳар хил йўналишлар бўйича чизилган кесмалар билан тасвирлаб, сферик сирт ҳосил қила-



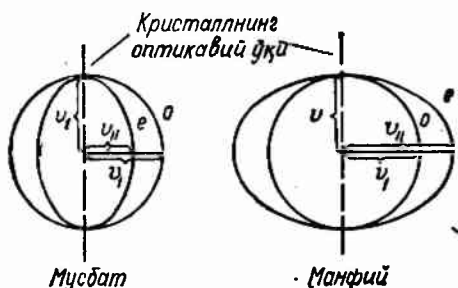
116- расм.



117- расм.

миз. 117-расмда бу сиртнинг расм текислиги бўйича кесмаси тасвирланган. Расмдагидек манзара исталган бош кесимда, яъни кристаллнинг оптикавий ўқи орқали ўтувчи исталган текисликда кузатилади. Кристаллнинг  $O$  нуқтасида ёруғлиқнинг нуқтавий манбаи жойлашган деб фараз қилайлик. У ҳолда биз ясаган сфера оддий нурларнинг кристалл ичидаги тўлқин сирти бўлади.

Ғайриоддий нурдаги тебранишлар бош кесимда содир бўлади. Шу сабабли ҳар хил нурлар учун  $E$  вектор тебранишларининг йўналишлари оптикавий ўқ билан ҳар хил  $\alpha$  бурчак ҳосил қилади (117-расмда бу йўналишлар икки томонли стрелкалар билан тасвирланган). 1 нур учун бу бурчак  $\alpha = \pi/2$ , натижада тезлик  $v_0 = c/\sqrt{\epsilon_1}$  бўлади, 2 нур учун  $\alpha = 0$  ва тезлик  $v_e = c/\sqrt{\epsilon_2}$  бўлади; 3 нур учун тезлиқнинг қиймати бу қийматлар орасида бўлади. Шундай қилиб, ғайриоддий нурларнинг тўлқин сирти айланма эллипсоиддан иборат бўлади. Кристаллнинг оптикавий ўқи билан кесишиш нуқталарида сфера ва эллипсоид ўзаро уринади.  $n_0 = c/v_0$  катталиқ оддий нурнинг



118- расм.

синдириш кўрсаткичи деб аталади,  $n_e = c/v_e$  катталиқ эса, ғайриоддий нурнинг синдириш кўрсаткичи дейилади. Демак,  $n_e$  деганда ғайриоддий нурнинг кристалл оптикавий ўқиға перпендикуляр йўналишда тарқалиши учун олинган синдириш кўрсаткичи кўзда тутилади.

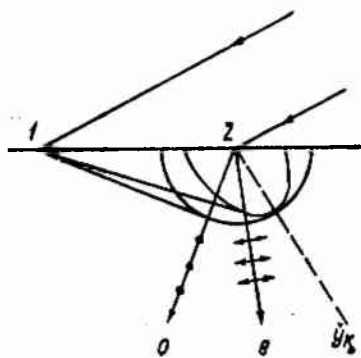
$v_0$  ва  $v_e$  тезликлардан қайси бири катта эканлигига қараб, мусбат ва манфий бир ўқли кристаллар бўлинади (118-расм). Мусбат кристалларда  $v_e < v_0$  (бу,  $n_e > n_0$  демакдир). Манфий кристалларда  $v_e > v_0$  ( $n_e < n_0$ ). Қандай кристаллар мусбат ва қандайлари манфий дейилишини эсда сақлаш осон. Мусбат кристалларда тезликлар эллипсоиди вертикал йўналишда чўзилган бўлиб, бу „+“ ишорадаги вертикал чизиқчаға мос келади; манфий кристалларда эса, эллипсоид горизонтал чизиқча, яъни „-“ ишора билан ассоциацияланган ҳолда горизонтал йўналишда чўзилган бўлади.

Тўлқин сиртларнинг кўринишини билган ҳолда, Гюйгенс принципи ёрдамида оддий ва ғайриоддий нурларнинг кристалл

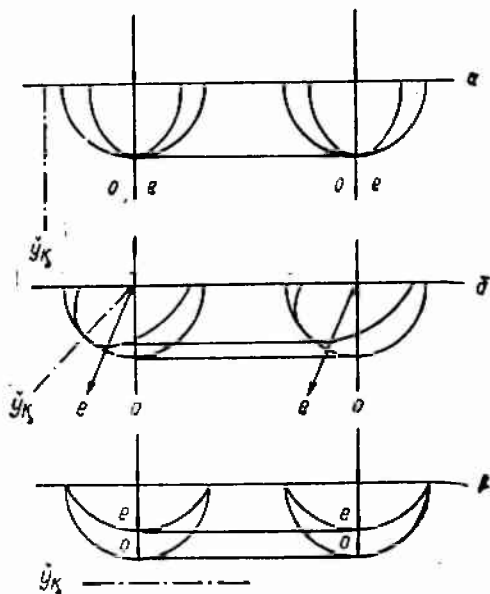
ичидаги йўналишларини аниқлаш мумкин. 119-расмда оддий ва ғайриоддий нурлар учун маркази кристалл сиртидаги 2 нуқтада бўлган тўлқин сиртлар чизилган. Чизма тўлқин fronti 1 нуқтага етган вақт momenti учун чизилган. Равшанки, ҳамма иккиламчи тўлқинларнинг ўрамлари (марказлари 1 ва 2 нуқталар оралиғида ётган тўлқинлар расмда кўрсатилмаган) оддий нурлар учун ҳам, ғайриоддий нурлар учун ҳам текисликлардан иборат бўлади. 2 нуқтадан чиқувчи синган нур  $o$  ёки  $e$  ўрамнинг тегишли тўлқин сирт билан уриниш нуқтаси орқали ўтади.

Юқорида ёруғликнинг изотроп муҳитларда тарқалиши текширилганда ёруғлик тўлқинининг энергияси тарқаладиган йўналиш (яъни нур) тўлқин сиртининг нормали билан устма-уст тушишини кўрган эдик. 119-расмдан кўринадики, бу ҳол оддий нур  $o$  учун кузатилади

Бироқ ғайриоддий нур  $e$  тегишли тўлқин сирт нормалидан сезиларли даражада оғади. Шундай қилиб, анизотроп муҳитлар учун нур тушунчасини аниқлаштириш зарурияти туғилади: нур деганда ёруғлик энергияси кўчиб борадиган йўналишни тушунмоқ керак.



119- расм.



120- расм.

120-расмда кристалл сиртига ёруғликнинг нормаль бўйича тушиши учун учта ҳол тасвирланган бўлиб, улар бир-биридан кристалл оптикавий ўқининг йўналиши билан фарқланади. *a* ҳолда *o* ва *e* нурлар оптикавий ўқ бўйича тарқалади ва шу сабабли улар ажралмайди. 120-*b* расмдан кўринадики, ёруғлик синдирувчи сиртга ҳатто нормаль бўйича тушганда ҳам, ғайриоддий нур бу сиртнинг нормалидан оғиб кетиши мумкин (114-расм билан солиштиринг). 120-*в* расмда кристаллнинг оптикавий ўқи синдирувчи сиртга параллел. Бу ҳолда ёруғлик нормаль бўйича тушаётганда оддий *o* ва ғайриоддий *e* нурлар битта йўналиш бўйича кетади, лекин улар ҳар хил тезлик билан тарқаладилар, бунинг натижасида уларнинг фазалари орасида тобора ўсиб борувчи фарқ ҳосил бўлади. Оддий ва ғайриоддий нурларнинг қутбланиш характери 120-расмда кўрсатилмаган. У худди 119-расмда тасвирланган нурлардагидек бўлади.

### 31-§. Қутбланган нурлар интерференцияси. Эллиптик қутбланиш

Ўзаро перпендикуляр йўналишларда қутбланган иккита когерент нурлар устма-уст тушганда одатдаги интенсивликнинг навбатма-навбат келадиган максимум ва минимумларидан иборат бўлган интерференцион манзара мутлақо кузатилмайди. Бир-бирига таъсир қилувчи нурлардаги тебранишлар бир хил йўналишга бўлгандагина интерференция вужудга келади. Дастлаб ўзаро перпендикуляр йўналишларда қутбланган икки нурдаги тебранишларнинг йўналишларини бир текисликка тушириш мумкин. Бунинг учун уларни шундай ўрнатилган қутбловчи қурилма орқали ўтказиш керакки, қурилманинг текислиги нурлардан бирортасини ҳам тебраниш текислиги билан устма-уст тушмасин.

Кристалл пластинкадан чиқувчи оддий ва ғайриоддий нурлар устма-уст тушганда нима бўлишини кўриб чиқайлик. Ёруғлик кристаллнинг оптикавий ўққа параллел ёғига нормаль бўйича тушганда оддий ва ғайриоддий нурлар ажралмаган ҳолда, лекин турлича тезлик билан тарқалади. Шунга биноан улар орасида қуйидаги йўллар айирмаси

$$\Delta = (n_o - n_e) d, \quad (31.1)$$

ёки фазалар фарқи

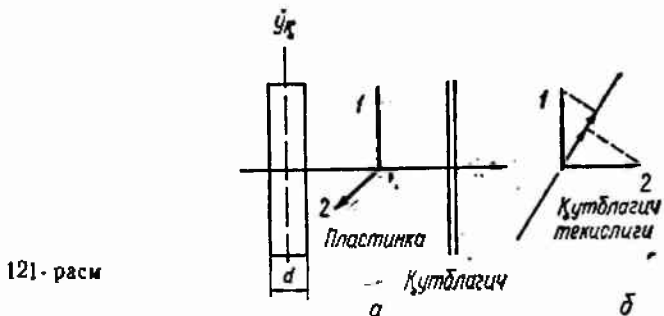
$$\delta = \frac{(n_o - n_e) d}{\lambda_0} 2\pi \quad (31.2)$$

вужудга келади; бунда *d*—нурларнинг кристалл ичида юрган йўли,  $\lambda_0$ —вакуумдаги тўлқин узунлиги [(17.3) ва (17.4) формулаларга қаранг].

Шундай қилиб, оптикавий ўққа параллел кесимлар ёрдамида кристаллдан кесиб олинган *d* қалинликдаги пластинка

орқали табиий ёруғлик ўтказилса (121-а расм), пластинкадан ўзаро перпендикуляр текисликларда қутбланган иккита 1 ва 2 нурлар чиқади<sup>1)</sup> ва улар орасида (31.2) фаза фарқи мавжуд бўлади. Бу нурларнинг йўлига қандайдир поляризатор (қутблагич) масалан, поляроид ёки николю қўямиз. Поляризатордан ўтгач, ҳикка нурнинг тебранишлари бир текисликда ётади. Уларнинг амплитудалари 1 ва 2 нурлар амплитудаларининг поляризатор текислиги йўналишидаги ташкил этувчиларига тенг бўлади (121-б расм).

Модомики, бу икки нур битта манбадан чиқувчи ёруғликни иккига ажратиш йўли билан ҳосил қилинаётган экан, улар



121- расм

ўзаро интерференциялашиши керак эди ва кристаллнинг қалинлиги шундай бўлсаки, нурлар орасида вужудга келадиган (31.1) йўллар айирмаси, масалан,  $\lambda_0/2$  га тенг бўлса, поляризатордан чиқаётган нурлар интенсивлиги (поляризатор текислигининг маълум бир ориентацияси учун) нолга тенг бўлиши керак эди.

Бироқ, тажриба шуни кўрсатадики, агар 1 ва 2 нурлар кристаллдан табиий ёруғликнинг ўтиши ҳисобига вужудга келса, улар интерференция ҳосил қилмайди, яъни ўзаро когерент бўлмайди. Бунинг сабабини осонгина тушунтириш мумкин. Гарчи оддий ва ғайриоддий нурлар битта ёруғлик манбадан ҳосил бўлаётган бўлса-да, улар асосан айрим атомлар сочаётган ҳар хил тўлқин тизмаларга тегишли тебранишлардан иборат бўлади. Тўлқинларнинг ана шундай тизмаларидан биттасига тўғри келувчи тебранишлар тасодифий ориентирланган текисликда амалга ошади. Оддий нурдаги тебранишлар асосан, тебраниш текисликлари фазода бирор йўналишга яқин бўлган тизмалардан вужудга келса, ғайриоддий нурдаги тебранишлар тебраниш текисликлари бошқа йўналишга, биринчи йўналишга перпендикуляр йўналишга яқин бўлган тизмалардан вужудга келади. Айрим тизмалар ўзаро когерент бўлмагани сабабли

<sup>1)</sup> Кристалл ичида 1 нур ғайриоддий нур эди ва  $e$  ҳарфи билан белгиланиши мумкин эди 2 нур эса оддий нур эди ( $o$ ). Кристаллдан чиққач бу нурлар оддий ва ғайриоддий нурлар деб аталиш ҳуқуқини шуқотади.

табий ёруғликдан ҳосил бўлаётган оддий ва ғайриоддий нурлар, демак, 1 ва 2 нурлар ҳам ўзаро когерент бўлмай чиқади.

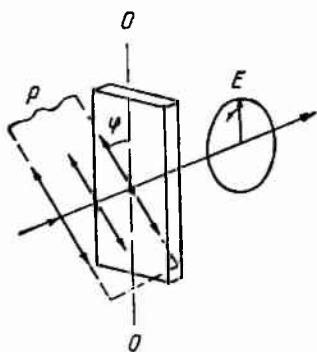
Агар 121-расмда тасвирланган кристалл пластинкага ясси қутбланган ёруғлик тушаётган бўлса, аҳвол бутунлай бошқача бўлади. Бу ҳолда ҳар бир тизмадаги тебранишлар оддий ва ғайриоддий нурлар орасида маълум бир пропорция билан тақсимланади (бу пропорция пластинка оптикавий ўқининг тушувчи нурдаги тебранишлар текислигига нисбатан ориентациясига боғлиқ бўлади). Натижада  $o$  ва  $e$  нурлар ва, демак, 1 ва 2 нурлар когерент бўлади.

28-параграфда кўрсатилган эдики, иккита ясси қутбланган когерент ёруғлик тўлқинларининг тебраниш текисликлари ўзаро перпендикуляр бўлса, улар устма-уст тушганда, умуман айтганда, эллиптик қутбланган ёруғлик беради. Хусусий ҳолларда

доира бўйича қутбланган ёки ясси қутбланган ёруғлик ҳосил бўлиши ҳам мумкин. Бу уч имкониятдан қайси бирининг амалга ошиши кристалл пластинканинг қалинлигига ва  $n_o$  ҳамда  $n_e$  синдириш кўрсаткичларига, шунингдек 1 ва 2 нурлар амплитудаларининг нисбатига боғлиқ.

Оптикавий ўқига нисбатан параллел кесилган пластинка учун  $(n_o - n_e)d = \lambda_0/4$  бўлса, бундай пластинка чорак тўлқинли пластинка деб аталади; агар пластинка учун  $(n_o - n_e)d = \lambda_0/2$  бўлса, бундай пластинка ярим тўлқинли пластинка деб аталади ва ҳоказо<sup>1)</sup>.

Ясси қутбланган ёруғликни чорак тўлқинли пластинкадан ўтказамиз (122-расм). Пластинка шундай жойлаштирилсаки, натижада тушувчи нурдаги тебранишларнинг  $P$  текислиги билан пластинканинг  $O$  ўқи орасидаги  $\varphi$  бурчак  $45^\circ$  га тенг бўлса, пластинкадан чиқувчи иккала нурларнинг амплитудалари бир хил бўлади (дихроизм йўқ деб фараз қилинади). Бу нурлардаги тебранишлар бирига нисбатан фаза бўйича  $\pi/2$  га силжиган бўлади. Демак, пластинкадан чиққан ёруғлик доира бўйича қутбланган бўлади.  $\varphi$  бурчакнинг қиймати бошқача бўлганда пластинкадан чиқувчи нурларнинг амплитудалари бир хил бўлмайди. Шунинг учун бу нурлар устма-уст тушганда шундай эллипс бўйича қутбланган ёруғлик ҳосил қиладики, у эллипснинг ўқларидан



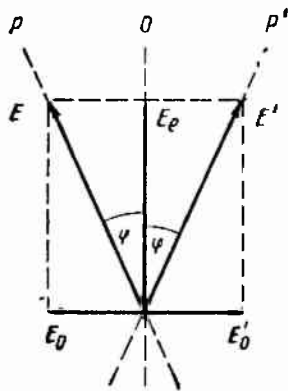
122-расм.

<sup>1)</sup> Агар пластинка учун  $(n_o - n_e)d = (k + 1/4)\lambda_0$  бўлса ( $k$  — бутун сон), бундай пластинка худди чорак тўлқинли пластинка каби ишлайди; шунингдек, агар пластинка учун  $(n_o - n_e)d = (k + 1/2)\lambda_0$  бўлса, бундай пластинка ярим тўлқинли пластинка каби ишлайди.

бири пластинканинг  $O$  ўқи билан бир хил йўналишда бўлади.  $\varphi$  бурчак  $0$  га ёки  $\pi/2$  га тенг бўлганда пластинкада фақат битта нур тарқалади (биринчи ҳолда ғайриоддий нур, иккинчи ҳолда эса, оддий нур) ва пластинкадан чиқишда ёруғлик ясси қутбланганлигича қолиб, унинг тебраниш текислиги  $P$  текислик билан устма-уст тушади.

Агар эллиптик қутбланган (ёки доира бўйича қутбланган) ёруғликнинг йўлига чорак тўлқинли пластинка шундай жойлаштирилсаки, унинг оптикавий ўқи эллипснинг ярим уқларидан бири бўйича йўналтирилса, бундай пластинка қўшимча равишда  $\pi/2$  га тенг фаза фарқи ҳосил қилади. Натижада, биргаликда эллипс бўйича қутбланган тўлқинни берадиган иккита ясси қутбланган тўлқинларнинг фаза фарқи  $0$  га ёки  $\pi$  га тенг бўлиб қолади ва уларнинг суперпозицияси ясси қутбланган тўлқин ҳосил қилади. Бинобарин, чорак тўлқинли пластинкани тегишлича айлантириб, эллиптик қутбланган ёруғликни ясси қутбланган ёруғликка айлантириш мумкин экан. Эллиптик қутбланган ёруғликни қисман қутбланган ёруғликдан, ёки доира бўйича қутбланган ёруғликни табиий ёруғликдан ажратиш имконини берадиган усул мана шунга асослангандир. Текширилаётган ёруғлик чорак тўлқинли пластинка ва унинг орқасига жойлаштирилган поляризатор орқали ўтказилади. Агар текширилаётган ёруғлик эллиптик қутбланган (ёки доира бўйича қутбланган) бўлса, пластинкани ва поляризаторни нур йўналиши атрофида айлантириш билан кўриш соҳасининг бутунлай қоронғиланишига эришиш мумкин. Агар ёруғлик қисман қутбланган (ёки табиий) бўлса, пластинка ва поляризаторнинг ҳеч қандай вазиятида ҳам текширилаётган нурнинг бутунлай йўқолишига эришиш мумкин бўлмайди.

Ясси қутбланган ёруғликнинг ярим тўлқинли пластинка орқали ўтишини қараб чиқайлик. Тушаётган нурдаги  $P$  текисликда содир бўлаётган  $E$  тебраниш кристаллга киришда оддий нурнинг  $E_0$  тебранишини ва ғайриоддий нурнинг  $E_e$  тебранишини уйғогади (125-расм).  $E_0$  ва  $E_e$  тебранишлар орасидаги фаза фарқи пластинка орқали ўтиш вақти ичида  $\pi$  га ўзгаради. Шу сабабли пластинкадан чиқишда оддий ва ғайриоддий нурлар орасидаги фазавий муносабат  $E_e$  ва  $E_0$  векторларнинг ўзаро жойлашишига мос бўлади (пластинкага киришда бу муносабат  $E_e$  ва  $E_0$  векторларнинг ўзаро жойлашишига мос эди). Демак, пластинкадан чиққан ёруғлик  $P'$  текисликда қутбланган бўлади.  $P$  ва  $P'$  текисликлар пластинканинг  $O$  оптикавий ўқига нисбатан симметрик жойлашгандир. Шун-



123- расм.

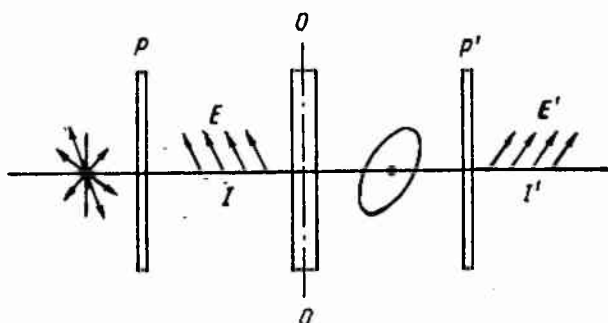


дай қилиб, ярим тўлқинли пластинка ўзи орқали ўтган ёруғликнинг тебраниш текислигини  $2\varphi$  бурчакка буради, бунда  $\varphi$ —тушувчи нурдаги тебранишлар текислиги билан пластинка ўқи орасидаги бурчак.

Бутун сонли тўлқинлар пластинкаси ўзи орқали ўтган ясси қутбланган ёруғликни ўзгартирмаслигини текшириб кўриш қийин эмас.

### 32-§. Кристалл пластинка икки поляризатор орасида

Бир ўқли кристаллдан унинг  $O$  оптикавий ўқига параллел қилиб кесиб олинган пластинкани иккита  $P$  ва  $P'$  поляризаторлар орасига жойлаштирамиз (124-расм).  $P$  поляризатордан



124-расм.

интенсивлиги  $I$  бўлган ясси қутбланган ёруғлик чиқади. Пластинка орқали ўтиб, ёруғлик умумий ҳолда эллипс бўйича қутбланган бўлиб қолади.  $P'$  поляризатордан чиқишда ёруғлик яна ясси қутбланган бўлиб қолади<sup>1)</sup>. Унинг  $I'$  интенсивлиги  $P$  ва  $P'$  поляризаторлар текисликларининг ҳайда пластинка оптикавий ўқининг ўзаро ориентациясига, шунингдек оддий ва ғайриоддий нурлар пластинка орқали ўтганда улар орасида вужудга келадиган фаза фарқи  $\delta$  га боғлиқ бўлади.

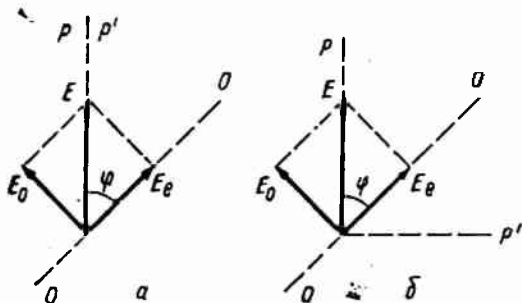
Иккита хусусий ҳолни кўриб чиқамиз: а) иккала поляризатор ўзаро параллел (125-а расм) ва б)  $P$  ва  $P'$  поляризаторлар ўзаро перпендикуляр (125-б расм).  $P$  поляризаторнинг текислиги билан кристалл пластинканинг  $OO'$  ўқи орасидаги бурчакни  $\varphi$  ҳарфи билан белгилаймиз.  $P$  поляризатордан чиққан ёруғлик тебраниши  $P$  текисликда ётувчи  $E$  вектор билан тасвирланади. Пластинкага киришда  $E_e$  тебраниш иккита тебраниши, яъни оптикавий ўққа перпендикуляр  $E_o$  тебраниши (оддий нур) ва ўққа параллел  $E_e$  тебраниши (ғайриоддий нур) уйғотади. Бу тебранишлар когерент бўлади; пластинка орқали ўтиб, улар шундай  $\delta$  фаза фарқи ҳосил қиладиларки,

<sup>1)</sup> Нурнинг йўли бўйича иккинчи бўлиб гурган  $P'$  поляризаторни анализатор деб ҳам аталади.

у пластинканинг қалинлиги ҳамда оддий ва ғайриоддий нурлар синдириш кўрсаткичларининг айирмаси билан аниқланади. Бу тебранишларнинг амплитудалари  $E$  векторнинг мос йўналишлардаги проекцияларига тенг:

$$E_o = E \sin \varphi, \quad E_e = E \cos \varphi.$$

$P'$  поляризатор орқали  $E_o$  ва  $E_e$  тебранишларнинг  $P'$  текислик бўйича ташкил этувчилари ўтади. Биринчи ҳолда 125-а



125- расм.

расмга қаранг) бу ташкил этувчиларнинг амплитудалари қуйидагиларга тенг:

$$\begin{aligned} E'_{o\parallel} &= E_o \sin \varphi = E \sin^2 \varphi, \\ E'_{e\parallel} &= E_e \cos \varphi = E \cos^2 \varphi. \end{aligned} \quad (32.1)$$

Агар  $\varphi = 45^\circ$  деб ҳисобласак (125- расм шу ҳол учун чизилган), бу (32.1) амплитудалар ўзаро бир хил бўлиб, қуйидагига тенг бўлади:

$$E'_{o\parallel} = E'_{e\parallel} = \frac{1}{2} E. \quad (32.2)$$

$E'_{o\parallel}$  ва  $E'_{e\parallel}$  тебранишлар ўзаро интерференциялашади. Нагжвий тебранишнинг  $E'_{\parallel}$  амплитудаси, интерференциялашувчи тебранишларнинг амплитудалари билан

$$E'^2_{\parallel} = E'^2_{o\parallel} + E'^2_{e\parallel} + 2E'_{o\parallel} E'_{e\parallel} \cos \delta$$

муносабат орқали боғланган. Бу ерга (32.2) амплитудаларнинг қийматларини келтириб қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз<sup>1)</sup>.

$$\begin{aligned} E'^2_{\parallel} &= \frac{1}{4} E^2 + \frac{1}{4} E^2 + 2 \frac{1}{4} E^2 \cos \delta = \frac{1}{2} E^2 (1 + \cos \delta) = \\ &= \frac{1}{2} E^2 \left[ 1 + \left( 1 - 2 \sin^2 \frac{\delta}{2} \right) \right] = E^2 \cos^2 \frac{\delta}{2}. \end{aligned}$$

Интенсивликлар тегишли амплитудаларнинг квадратларига пропорционалдир. Шунинг учун ҳам қуйидагича ёзиш мумкин:

$$I'_{\parallel} = I \cos^2 \frac{\delta}{2}, \quad (32.3)$$

<sup>1)</sup> Биз  $\cos \delta = 1 - 2 \sin^2 (\delta/2)$  формуладан фойдаландик.

бунда  $I$  — поляризатор  $P$  орқали ўтган ёруғликнинг интенсивлиги  $I_1$  — ёруғликнинг поляризатор  $P'$  дан чиқишдаги интенсивлиги бўлиб, бу вақтда  $P$  ва  $P'$  поляризаторлар ўзаро параллел бўлиши шарт.  $\delta$  — оддий ва ғайриоддий нурларнинг кристалл пластинка ичидан ўтишда ҳосил бўлган фаза фарқи.

Иккинчи ҳолда (125-б расм)  $P'$  поляризатордан чиқишда ҳосил бўладиган  $E_{o1}$  ва  $E_{e1}$  амплитудаларнинг катталиги худди (32.2) амплитудаларнинг катталиги каби бўлади. Бу факт 125-а ва б расмларни бевосита солиштиришдан келиб чиқади. Аммо биринчи ҳолдан фарқи шуки,  $E_o$  ва  $E_e$  векторларнинг  $P'$  йўналишдаги проекциялари ҳар хил ишорали бўлади. Бунинг маъноси шуки, биринчи ҳолдаги  $\delta$  фаза фарқига қўшимча равишда  $\pi$  фаза фарқи ҳосил бўлади. Демак, поляризаторлар ўзаро перпендикуляр бўлганда системадан чиқиш вақтидаги интенсивликни топиш учун (32.3) формулада  $\delta$  ўрнига  $\pi + \delta$  ни қўшиш керак бўлади. Натижада

$$I_1 = I \cos^2 \frac{\pi + \delta}{2} = I \sin^2 \frac{\delta}{2} \quad (32.4)$$

ҳосил бўлади.

(32.3) ва (32.4) формулалардан келиб чиқади

$$\delta = 2k\pi \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (32.5)$$

бўлганда  $I_1$  интенсивлик  $I$  интенсивликка тенг бўлади,  $I_1$  интенсивлик эса нолга айланади.

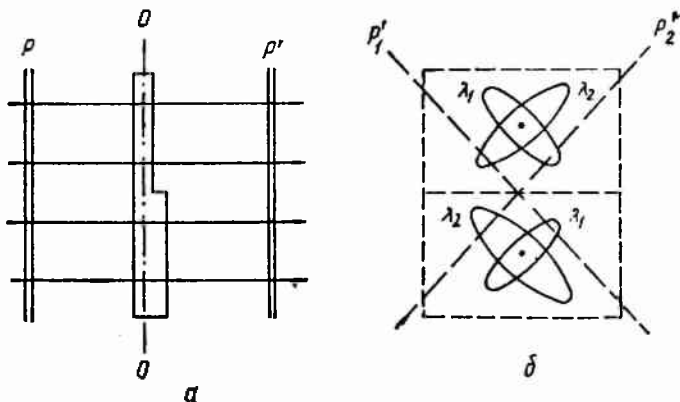
$$\delta = (2k + 1)\pi \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (32.6)$$

қийматларда эса  $I_1$  интенсивлик нолга тенг бўлиб,  $I_1$  интенсивлик эса  $I$  қийматга эришади.

Синдириш кўрсаткичлари орасидаги  $n_o - n_e$  айирма ёруғликнинг  $\lambda_0$  тўлқин узунлигига боғлиқ. Ундан ташқари,  $\lambda_0$  бевосита  $\delta$  учун ёзилган (31.2) ифоданинг таркибига киради. Фараз қилайлик,  $P$  поляризаторга тушаётган ёруғлик шундай икки  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  тўлқин узунликлари билан сочилувчи нурлардан иборат бўлсинки,  $\lambda_1$  учун  $\delta$  (32.5) шартни,  $\lambda_2$  учун эса, (32.6) шартни қаноатлантирсин. Бу ҳолда поляризаторлар ўзаро параллел бўлганда пластинка ва  $P'$  поляризатор орқали  $\lambda_1$  тўлқин узунликдаги ёруғлик монесиз ўтиб кетади ва  $\lambda_2$  тўлқин узунликдаги ёруғлик бутунлай тўсиб қолинади, Поляризаторлар ўзаро перпендикуляр бўлганда  $\lambda_2$  тўлқин узунликдаги ёруғлик монесиз ўтиб,  $\lambda_1$  тўлқин узунликдаги ёруғлик бутунлай тўсиб қолинади. Бинобарин, поляризаторларнинг маълум бир жойлашишида система орқали ўтган ёруғликнинг ранги  $\lambda_1$  тўлқин узунлигига мос бўлса, поляризаторларнинг иккинчи хил жойлашишида эса,  $\lambda_2$  тўлқин узунлигига мос бўлади. Бундай икки ранг қўшимча ранглар деб аталади. Поляризаторлардан бири айлантирилганда ёруғликнинг ранги узлуксиз равишда ўзгариб, ҳар бир чорак айланишда битта қўшимча рангдан ик-

кинчисига ўтиб тўради.  $\varphi$  бурчак  $\pi/4$  дан фарқли бўлганда (лекин 0 га ёки  $\pi/2$  га тенг бўлмаганда) ҳам худди шундай манзара кузатилади, бироқ бу ҳолда ранглар очроқ бўлади.

Фаза фарқи  $\delta$  пластинканинг қалинлигига боғлиқ. Шу сабабли, агар иккиланма синдирувчи пластинканинг ҳар хил жойларидаги қалинлиги бир хил бўлмаса ва у пластинка поляризаторлар орасига жойлаштирилган бўлса,  $P'$  поляризатор томонидан кузатиладиган пластинканинг ҳар хил қалинликдаги жойлари ҳар хил рангга бўялгандек бўлиб кўринади  $P'$  поляризатор айлантилганда бу ранглар ўзгариб, ҳар бир ранг ўзига қўшимча бўлган рангга ўтади. Буни қуйидаги мисол ёрдамида тушунтирамиз. 126-а расмда поляризаторлар орасига



126- расм

жойлаштирилган пластинка тасвирланган бўлиб, унинг пастки ярми юқориги ярмига қараганда қалинроқ. Пластинка орқали ўтаётган ёруғлик фақат икки  $\lambda$  ва  $\lambda_2$  тўлқин узунликларидagi нурлардангина иборат, деб фараз қилайлик. 126 б расмда  $P'$  поляризатор томонидан кўринадиган „манзара“ берилган Кристалл пластинкадан чиқишда нурланишнинг ҳар бир ташкил этувчиси умуман айтганда, эллипс бўйича қутбланган бўлади. Бу эллипсларнинг ориентацияси ҳамда эксцентриситети  $\lambda_1$  ва  $\lambda_2$  тўлқин узунликлари учун, шунингдек пластинканинг турли яримлари учун ҳар хил бўлади [эслатиб ўтамизки, эллипс ярим ўқларининг нисбати ва эллипснинг координата ўқларига нисбатан ориентацияси қўшилувчи ўзаро перпендикуляр тебранишларнинг фаза фарқига боғлиқ бўлади (I том, 71-параграфга қаранг); бу ҳолда координата ўқлари вазифасини пластинканинг оптиканий ўқи ва унга перпендикуляр ўқ бажаради].  $P'$  поляризаторнинг текислиги  $P'_1$  ҳолатга келтирилганда  $P'$  орқали ўтган нурланишнинг пластинканинг юқори ярмига тўғри келадиган қисмида  $\lambda_1$  тўлқин узунлиги устун келади, пастки ярмига тўғри келадиган қисмида эса,  $\lambda_2$  тўлқин узунлиги устун келади. Шунинг учун иккала ярми икки хил рангда бў-

лади.  $P'$  поляризатор  $P_2$  ҳолатга келтирилганда юқори ярмининг ранги  $\lambda_2$  тўлқин узунлигидаги нурланиш билан аниқланади, пастки ярмининг ранги эса,  $\lambda_1$  тўлқин узунлигидаги нурланиш билан аниқланади. Шундай қилиб,  $P'$  поляризатор  $90^\circ$  бурчакка айлантирилганда пластинканинг иккала ярми  $g\ddot{u}\ddot{e}$  ўз рангларини алмаштиргандек бўлади. Равшайки, пластинкадаги иккала қисм қалинликларининг маълум нисбатидагина мана шундай ҳол рўй беради.

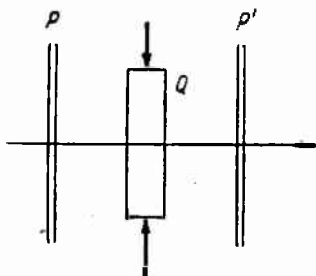
### 33-§. Сунъий иккиланма нур синдириш

Иккиланма нур синдириш тиниқ изотроп жисмларда ва кубик системадаги кристалларда ҳар хил таъсирлар остида вужудга келиши мумкин. Жумладан, жисмларнинг механикавий деформацияланишида вужудга келади. Оддий ва ғайриоддий нурлар синдириш кўрсаткичларининг айирмаси вужудга келган оптиказий анизотропиянинг ўлчови бўлиши мумкин. Тажирибалар кўрсатадики, бу айирма жисмнинг берилган нуқтасидаги  $\sigma$  кучланишга [яъни юза бирлигига тўғри келадиган кучга; I том (45 З) формулага қаранг] пропорционал:

$$n_o - n_e = k\sigma; \quad (33.1)$$

бунда  $k$  — модданинг хоссаларига боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффициенти.

Шишадан ясалган  $Q$  пластинкани ўзаро перпендикуляр  $P$  ва  $P'$  поляризаторлар орасига жойлаштирамиз (127-расм). Шиша деформацияланмаган ҳолда бундай система ёруғлик ўтказмайди.



127- расм.

Агар шишани деформацияласак (масалан, бирор ўқ бўйича сиқсак), система орқали ёруғлик ўга бошлайди, шунинг билан бирга, система орқали ўтган нурларда кузатиладиган манзара ранг-баранг полосалар билан қопланган бўлади. Бундай полосаларнинг ҳар бири пластинканинг бир хил деформацияланган жойларига тўғри келади. Демак, полосалар жойлашишининг харак-

терига қараб пластинка ичидаги кучланишларнинг тарқалиши қақида мулоҳаза юритиш мумкин.

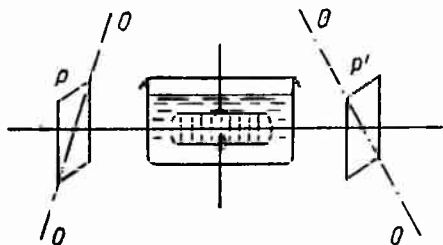
Кучланишларни текширишнинг оптиказий усули мана шу сунъий иккиланма нур синдиришга асослангандир. Тиниқ изотроп материалдан (масалан, целлулоид ёки плексигласдан) ясалган бирор деталнинг ёки конструкциянинг модели ўзаро перпендикуляр поляризаторлар орасига жойлаштирилади. Ўша деталь ёки конструкцияга таъсир қилиши лозим бўлган кучларга ўхшаш кучлар билан моделга таъсир қилинади. Бу вақт-

да система орқали ўтаётган оқ ёруғликда кузатиладиган манзара кучланишларнинг тарқалишини аниқлаш ва уларнинг катталигини баҳолаш имконини беради.

Қолдиқ кучланишлар ҳам сунъий оптикавий анизотропия ҳосил қилади. Шунинг учун оптикавий усул шишадан ясалган маҳсулотларда зарарли кучланишларнинг бор-йўқлигини текшириш учун ишлатилади. Бракларни ажратишнинг бундай усули жуда ҳам сезгир бўлади.

1875 йилда Керр суюқликларда (аморф қаттиқ жисмларда ҳам) электр майдон таъсирида иккиланма нур синдириш вужудга келишини кашф қилди. Бу ҳодисани Керр эффекти деб аталган. 1930 йилда Керр эффекти газларда ҳам кузатилди.

128-расмда Керр эффектини суюқликларда кузатиш учун ишлатиладиган қурилманинг схемаси тасвирланган. Қурилма.



128- расм.

ўзаро перпендикуляр  $P$  ва  $P'$  поляризаторлар орасига жойлаштирилган Керр ячейкасидан иборат. Керр ячейкаси ичига суюқлик солинган герметик ванначадан иборат бўлиб, унга конденсатор пластинкалари киритилган бўлади. Пластинкаларга кучланиш юборилганда улар орасида амалда бир жинсли электр майдон вужудга келади. Бу майдон таъсирида суюқлик ўзида шундай бир ўқли кристалл хоссаларини вужудга келтирадики, унинг оптикавий ўқи майдон бўйича ориентацияланган бўлади.  $n_o$  ва  $n_e$  синдириш кўрсаткичларининг айирмаси майдон кучланганлиги  $E$  нинг квадратига пропорционал бўлади:

$$n_o - n_e = kE^2. \quad (33.2)$$

$l$  узунликдаги йўл давомида оддий ва ғайриоддий нурлар орасида қуйидаги йўллар айирмаси

$$\Delta = (n_o - n_e) l = klE^2,$$

ёки қуйидаги фаза фарқи

$$\delta = \frac{\Delta}{\lambda_0} 2\pi = 2\pi \frac{k}{\lambda_0} lE^2$$

ҳосил бўлади.

Мана шу энг охирги ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш қабул қилинган:

$$\delta = 2\pi B l E^2, \quad (33.3)$$

бундаги  $B$  — модда учун хос катталиқ бўлиб, Керр доимийси деб ағалади. Керр доимийси модданинг температура-сига ва ёруғликнинг  $\lambda_0$  тўлқин узунлигига боғлиқ.

(33.2) ва (33.3) ифодаларга майдон кучланганлигининг квадрати киради. Шунинг учун майдоннинг йўналиши ўзгарганда ( $n_o - n_e$ ) айирманинг ҳамда  $\delta$  фаза фарқининг ишораси ўзгармайди.

Маълум суюқликлар ичида нитробензолнинг ( $C_6H_5NO_2$ ) Керр доимийси энг каттадир. Унинг учун  $B = 2,2 \cdot 10^{-10}$  см/с<sup>2</sup>.  $l = 10$  см ва  $E = 10000$  в/см бўлганда (33.3) формула бўйича нитробензол учун  $\delta = 0,44\pi \approx \pi/2$  келиб чиқади.

Керр эффектига суюқлик молекулаларининг оптикавий анизотропияси сабаб бўлади, яъни молекулаларнинг турли йўналишлар бўйича турлича қутбланиши сабаб бўлади. Электр майдон бўлмаганда молекулалар тартибсиз ориентацияланган бўлади, шу сабабли суюқликда умумий анизотропия бўлмайди. Электр майдон таъсир қилганда молекулалар шундай буриладики, натижада уларнинг ё диполь электр моментлари (қугбий молекулаларда) ёки энг кўп қутбланиш йўналишлари (қутбий бўлмаган молекулаларда) майдон йўналиши бўйича ориентацияланиб қолади. Бунинг натижасида суюқлик анизотроп бўлиб қолади. Электр майдоннинг ориентацияловчи таъсирига молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати қаршилик кўрсатади. Бу тажриба вақтида температуранинг кўтарилиши билан Керр доимийси  $B$  нинг камая боришига сабаб бўлади.

Энг кўп молекулаларнинг ориентацияси ҳосил бўлиши учун (электр майдон таъсир эта бошлагач), ёки унинг бугунлай йўқолиб кетиши учун (электр майдоннинг таъсири тўхтатилгач)  $10^{-10}$  секундга яқин вақт ўтади. Шундай қилиб, ўзаро перпендикуляр поляризаторлар орасига жойлаштирилган Керр ячейкаси (128-расмга қаранг) амалда инерциясиз ёруғлик затвори вазифасини бажара олади. Конденсатор пластинкаларида кучланиш бўлмаганда затвор ёпиқ бўлади. Кучланиш уланганда затвор биринчи поляризаторга тушаётган ёруғликнинг кўп қисмини ўтказиб юборади. Лаборатория шароитида ёруғлик тезлигини ўлчаш учун шундай затворлардан фойдаланиш 4-параграфда айтиб ўтилган эди.

### 34-§. Қутбланиш текислигининг айланиши

**Табий айланиш.** Ясси қутбланган ёруғлик баъзи моддалар орқали ўтганда ёруғлик вектори тебраниш текислигининг айланиши кузатилади, ёки бошқача қилиб айтганда, қутбланиш текислигининг айланиши кузатилади. Бундай хоссага эга бўлган моддалар оптикавий актив моддалар деб юритилади. Кристалл жисмлар (масалан, кварц, киноварь), соф суюқликлар (скипидар, никотин) ва оптикавий актив моддаларнинг ноактив эритувчилардаги эритмалари (қанд, вино кислотаси ва бошқаларнинг сувдаги эритмаси) шулар қаторига киради.

Кристалл моддалар, масалан, кварц, ёруғлик кристаллнинг оптикавий ўқи бўйлаб тарқалаётган ҳолда қутбланиш текислигини кўпроқ айлантиради. Айланиш бурчаги  $\varphi$  нурнинг кристалл ичида босиб ўтган  $l$  йўлига пропорционал:

$$\varphi = \alpha l. \quad (34.1)$$

$\alpha$ —коэффициент айланиш доимийси деб аталади. Уни ҳар миллиметрга тўғри келадиган бурчак градуслари билан ифодалаш қабул қилинган. Айланиш доимийси тўлқин узунлигига боғлиқ (айлантириш хусусиятининг дисперсияси). Масалан, кварц учун сариқ нурларда ( $\lambda_0 = 0,5890 \text{ мк}$ )  $\alpha = 21,7 \text{ град/мм}$ , бинафша нурларда эса ( $\lambda_0 = 0,4017 \text{ мк}$ ),  $\alpha = 48,9 \text{ град/мм}$ .

Эритмаларда қутбланиш текислигининг айланиш бурчаги нурнинг эритмадаги  $l$  йўлига ва актив модданинг  $c$  концентрациясига пропорционалдир:

$$\varphi = [\alpha] cl, \quad (34.2)$$

бунда  $[\alpha]$  — солиш тирма айланиш доимийси деб аталадиган катталиқ.

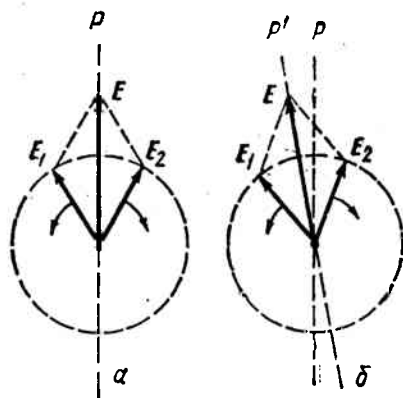
Қутбланиш текислиги айланишининг йўналишига қараб, оптикавий актив моддалар ўнгга ва чапга айлантирувчи моддаларга бўлинади. Агар нурга қарама-қарши йўналишда қараб турилса, ўнгга айлантирувчи моддаларда қутбланиш текислиги соат стрелкаси бўйича айланади, чапга айлантирувчи моддаларда эса, соат стрелкасига тескари айланади. Шундай қилиб, ўнгга айлантирувчи моддаларда нурнинг йўналиши ва айланишининг йўналиши чап винт системасини ташкил қилади, чапга айлантирувчи моддаларда эса, ўнг винт системасини ташкил қилади. Айланишнинг (нурга нисбатан) йўналиши оптикавий актив муҳитдаги нурнинг йўналишига боғлиқ эмас. Шунинг учун, агар кварц кристалли орқали оптикавий ўқ бўйича ўтган нурни кўзгудан қайтариб, кристалл орқали яна бир марта тескари йўналишда ўтишга мажбур эгилса, қутбланиш текислигининг дастлабки вазияти тикланади.

Френель қутбланиш текислигининг айланишини тушунтириш учун оптикавий актив моддаларда ўнг томонга ва чап томонга доира бўйича қутбланган нурлар ҳар хил тезлик билан тарақлади, деган фикрни таклиф қилди. Ясси қутбланган ёруғликни бир хил частотали ва бир хил амплитудали иккита, доира бўйича қутбланган, ўнг ва чап тўлқинларнинг суперпозицияси деб қараш мумкин. Дарҳақиқат, доира бўйича қутбланган  $E_1$  ва  $E_2$  ёруғлик векторларнинг геометрик йиғиндиси  $E$  ҳамisha битта  $P$  текисликда ётади (129-а расм). Агар иккала тўлқиннинг тарқалиш тезлиги бир хил бўлмай қолса,  $E_1$  ёки  $E_2$  векторлардан бири модда орқали ўтишда ўз айланиши бўйича иккинчисидан орқада қола бошлайди, бунинг натижа-



сида натижавий  $E$  вектор ётган  $P'$  текислик дастлабки  $P$  текисликка нисбатан бурилиб қолади (129-б расм).

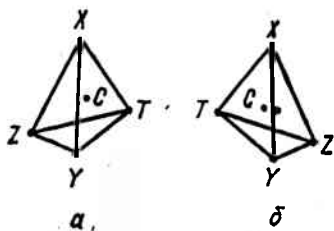
Доира бўйича қутбланиш йўналишлари ҳар хил бўлган ёруғликлар тезликлари орасидаги фарқ молекулалар асимметриясидан ёки кристаллда атомларнинг асимметрик жойлашишидан келиб чиқади.



129- расм.

$CT$  йўналишларнинг исталган биттаси учун ҳам ана шундай ҳол кузатилади. 130-б расмда тасвирланган молекула 130-а расмда тасвирланган молекуланинг кўзгудаги аксидир.  $X, Y, Z, T$  радикалларнинг  $\beta$  молекуладаги навбатланиши  $\alpha$  молекуладаги навбатланишига тескарисидир. Шунинг учун, агар  $\alpha$  молекулалардан иборат модда, масалан, ўнг томонга айлантирувчи бўлса,  $\beta$  молекулалардан иборат модда чап томонга айлантирувчи бўлади.

Ҳамма оптикавий актив моддалар икки хил кўринишда—ўнгга айлантирувчи ва чапга айлантирувчи моддалар кўринишида мавжуд бўлади. Шундай қилиб, ўнгга айлантирувчи ва чапга айлантирувчи кварцлар, ўнгга айлантирувчи ва чапга айлантирувчи қандлар ва ҳоказолар мавжуд. Бир кўринишдаги модданинг молекулалари ёки кристаллари иккинчи кўринишдаги модда молекулаларининг ёки кристалларининг кўзгудаги акси бўлади (кристалларнинг бундай икки кўриниши кристаллографияда энантиоморф кристаллар деб юритилади. Бу икки кўриниш бир-бирдан фақат қутбланиш текислиги айланишининг йўналишлари билангина фарқ қилади. Улар учун айланиш доимийсининг сон қиймати бир хил бўлади.



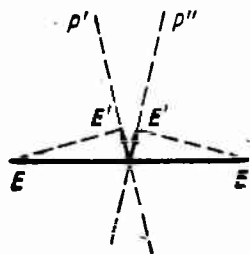
130- расм.

130-расмда асимметрик молекулага мисол келтирилган. Тетраэдрнинг марказида углерод атоми жойлашган, учларида бири-бирдан фарқланувчи атомлар ёки атом группалари (радикаллар) жойлашган бўлиб, улар  $X, Y, Z$  ва  $T$  ҳарфлар билан белгиланган. Агар 130-а расмда тасвирланган тетраэдрга  $CX$  йўналиши бўйича қаралса, соат стрелкаси бўйича айланишга  $ZYTZ$  тартиб мос келади, соат стрелкасига тесқари айланишга эса,  $ZTYZ$  тартиб мос келади.  $CY, CZ$  ва

агар ўзаро перпендикуляр поляризаторлар орасига оптикавий

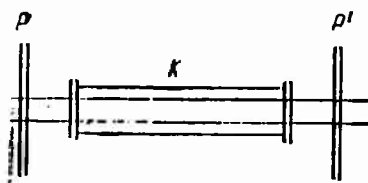
актив модда (кварц кристалли ёки ичига қанд эритмаси солинган шаффоф идиш) жойлаштирилса, кўриш соҳаси ёришади. Қайтадан қоронғилик ҳосил қилиш учун иккинчи поляризаторни (34.1) ёки (34.2) ифода билан аниқланувчи  $\varphi$  бурчакка бурнш керак бўлади. Берилган модданинг солиштирма айланиш доимийси  $[\alpha]$  ва  $l$  узунлик маълум бўлса,  $\varphi$  бурилиш бурчагини ўлчаб, (34.2) формула бўйича эритманинг  $c$  концентрациясини аниқлаш мумкин. Концентрацияни аниқлашнинг бундай усули турли моддаларни ишлаб чиқаришда, жумладан, қанд ишлаб чиқаришда кенг қўлланади (тегишли асбоб саҳариметр деб аталади).

Поляризаторни қоронғиликка тўғрилашни етарлича аниқликда амалга ошириб бўлмайди. Шу сабабли оддий поляризатор ўрнига ярим соя қурилмалари ишлатиладики, улар ёрдамида асбоб қоронғиликка эмас, балки кўриш соҳасининг иккала ярми бирдай ёритилган бўлишига тўғриланади. Энг содда ярим соя қурилмаси бир-бирининг ёнига ўрнатилган иккита поляризатордан иборат бўлиб, уларнинг  $P'$  ва  $P''$  текисликлари орасида кичкина ( $5^\circ$  га яқин) бурчак бўлади (131-расм). Агар тушувчи ёруғликнинг тебранишлар текислиги бу бурчакнинг биссектрисасига перпендикуляр бўлса, кўриш соҳасининг иккала ярми бирдай ёритилган бўлади. Тебранишлар текислигининг салгина бурилиши билан ёритилганликнинг тенглиги дарҳол бузилади. Икки қўшни соҳа ёритилганликлари тенглигининг бузилишини пайқашда кўз жуда ҳам сезгирдир. Шу сабабли қутбланиш текислигининг вазияти ярим соя тузилмаси ёрдамида, поляризаторни қоронғиликка тўғрилашга қараганда, анча аниқроқ белгиланиши мумкин.



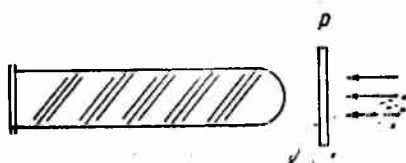
131- расм.

132- расмда энг содда сахариметрнинг схемаси тасвирланган.  $P$ —оддий поляризатор,  $P'$ —ярим соя қурилмаси,  $K$ —текширилаётган эритма солинадига идиш (кювета). Кўриш соҳасининг иккала ярми бир хил ёритилган бўлишига ярим соя қурилмаси икки марта—идишга эритма қуймасдан олдин ва қуйилгандан кейин сошлаб олинади. Тузилманинг иккала вазияти орасидаги бурчак эритманинг қутбланиш текислигини қанчага айлантиришини кўрсатади. Ярим соя қурилмасининг гардишига шкала чизилган бўлиб, даража чизиқчаларининг қаршисига бевосита концентрациянинг қийматларини кўрсатувчи белгилар қўйилган бўлади.



132- расм.

Н. А. Умов қутбланиш текислигининг айланишига асосланган жуда эффектли демонстрацион тажриба ўтказган (Умов винти). Узунлиги 0,5—1 м ва диаметри 10 см цилиндрик шиша идиш қанднинг концентрик эритмаси билан тўлдирилади ва герметик равишда жипс бекитилади. Агар идиш орқали унинг ўқи бўйича ясси қутбланган оқ ёруғлик ўтказилса, ён томондан қаралганда суюқлик идиш ўқи атрофида ўралган

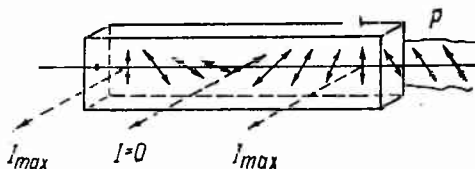


133- расм.

камалаксимон ранг-баранг ленталар билан тўлдирилгандек бўлиб кўринади (133-расм).  $P$  поляризатор айлантирилса, бутун манзара идиш ўқи бўйича силжийди.

Умов винтининг ашудга келиш сабабини тушуниш учун, ясси қутбланган монохроматик ёруғликнинг ясси деворли

идишга солинган қанд эритмаси орқали ўтишини қараб чиқамиз (134-расм). Ён томондан қарасак, сочилган ёруғликни кўрамиз. Агар қанд эритмаси қутбланиш текислигини айлантирмаса, эритма орқали ўтаётган ёруғлик тўлқини таъсири остида зарядларнинг мажбурий тебранишлари поляризаторнинг  $P$  текислиги билан устма-уст тушувчи текисликда содир бўлар эди.

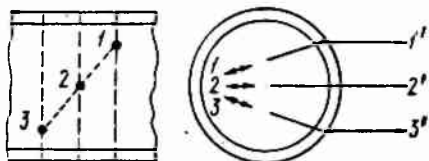


134- расм.

Электр диполь нурланишининг йўналган булиши туфайли (II том, 246-расмга қаранг), сочилган ёруғликнинг интенсивлиги  $P$  текисликка перпендикуляр йўналишда максимал бўлиб, бу текисликда ётувчи йўналишларда нолга тенг бўлади. Қанднинг оптикавий ақтивлиги шунга олиб келадики, ясси қутбланган ёруғлик идиш орқали ўта борган сари тебранишлар текислиги айлана боради. Шунинг учун зарядларнинг тебранишлари баъзи жойларда вертикал йўналишда содир бўлса (ён томондан қараганда бу жойлар ёруғ бўлади), бошқа бир жойларда горизонтал йўналишда содир бўлади (бу жойлар қоронғи бўлади). Шундай қилиб, ён томондан қараганда суюқлик идиш орқали ўтаётган ёруғлик нурига перпендикуляр ёруғ ва қоронғи қатламлар кетма-кетлигидан иборат бўлиб кўринади. Қўшни ёруғ (ёки қоронғи) қатламлар орасидаги масофага тенг йўлни босиб ўтганда қутбланиш текислиги  $180^\circ$  га айланади. Агар оқ ёруғлик ўтказилса, айлантириш хусусиятининг дисперсияси туфайли сочилган ёруғлик интенсивлигининг максимумлари

турли тўлқин узунликлари учун идишнинг турли кесимларига тўғри келади ва суюқлик камалаксимон ранг-баранг қатламларга ажралгандек бўлиб кўринади

Цилиндрик идишда сочилган нурларнинг шишадан ҳавога чиқиш вақтидаги синиши<sup>1)</sup> туфайли ранг-баранг қатламлар идиш ўқиға нисбатан оған бўлиб кўринади ва 133-расмда тасвирланган манзарани ҳосил қилади 135-б расмда идишнинг кўндаланг кесими берилган. Идишнинг юқори қисмидан, ўртасидан ва пастки қисмидан чиқиб кузатувчининг кўзига келувчи нурлар 1', 2' ва 3' орқали белгиланган. Зарядлар тебранишининг йўналиши икки ёқлама 2 стрелка каби бўлган кесимда идишнинг ўртаси қоронғи бўлиб кўринади (135-а расмда бу кесим ҳам 2 рақами орқали белгиланган). Идишнинг юқори қисми қоронғи бўлиб кўринадиган кесимда тебранишлар 1 йўналишда содир бўлади (135-а расмдаги 1 кесим). Ниҳоят, идишнинг пастки қисми қоронғи бўлиб кўринадиган кесимда зарядлар тебраниши 3 йўналиш бўйича содир бўлади (135-а расмдаги 3 кесим) 1 ва 3 кесимлар 2 кесимга нисбатан симметрик жойлашгандир. Кузатувчига 1, 2 ва 3 нуқталар равшанлиги бир хил нуқталар бўлиб (монохроматик ёруғликда), ёки ранги бир хил нуқталар бўлиб (оқ ёруғликда) кўринади.



135- расм.

Қутбланиш текислигининг магнит майдон таъсирида айланиши Оптикавий ноактив моддалар магнит майдони таъсирида қутбланиш текислигини айлантириш хусусиятини узида ҳосил қилади. Бу ҳодисани Фарадей кашф қилган эди (1846 й.), шунинг учун у баъзан Фарадей эффекти деб аталади. Бу ҳодиса фақат ёруғлик магнит майдони йўналиши бўйича (аниқроғи магнитланиш йўналиши бўйича) тарқалаётгандагина кузатилади. Шу сабабли, Фарадей эффектини кузатиш учун электромагнитнинг қутбий учликларида тешиклар тешиб, ўша тешиклар орқали ёруғлик нури ўтказилади. Текширилаётган модда электромагнитнинг қутблари орасига жойлаштирилади.

Қутбланиш текислигининг айланиш бурчаги  $\varphi$  ёруғликнинг модда ичида босиб ўтган  $l$  йўлига ва магнит майдонининг  $H$  кучланганлигига (аниқроғи, модданин магнитланишига) пропорционалдир:

$$\varphi = V l H. \quad (34.3)$$

$V$  коэффициент Верде доимийси ёки солиштирма магнитавий айланиш деб аталади. Бу  $V$  доимийси худди айланиш доимийси  $\alpha$  каби, тўлқин узунлигига боғлиқдир.

<sup>1)</sup> Эритма билан шиша орасидаги чегарада нурнинг синиши жуда кичик бўлади (нисбий синдириш кўрсаткичи бирга яқин бўлади).

Айланишнинг йўналиши магнит майдонининг йўналишига нисбатан аниқланади. Мусбат моддалар учун майдон йўналиши ва айланиш йўналиши ўнг винт системасини ҳосил қилади, манфий моддалар учун эса, чап винт системасини ҳосил қилади. Айланишнинг ишораси нурнинг йўналишига боғлиқ эмас. Бинобарин, агар нурни кўзгудан қайтариб, уни магнитланган модда орқали яна бир марта қарама-қарши йўналишда ўтишга мажбур этилса, қутбланиш текислигининг айланиши икки баробар қўпаяди.

Қутбланиш текислигининг магнит майдон таъсирида айланишига магнит майдон таъсирида электронлар орбиталарида вужудга келадиган прецессия сабаб бўлади (II том, 52- параграфга қаранг). Электронлар прецессияси натижасида турли йўналишларда доиравий қутбланган тўлқинларнинг тезликлари бир хил бўлмай қолади. Биз юқорида кўрган эликки, бу ҳол қутбланиш текислигининг айланишига олиб келади

Оптикавий актив моддалар магнит майдон таъсирида ўзида қутбланиш текислигини айлантириш хусусиятини қўшимча равишда ҳосил қилади. Бу хусусият уларнинг табиий хусусияти билан қўшилади.

---

## VI БОБ

### ҲАРАКАТДАГИ МУҲИТ ОПТИКАСИ ВА НИСБИЙЛИК НАЗАРИЯСИ

#### 35-§. Физо тажрибаси ва Майкельсон тажрибаси

Биз шу пайтгача ёруғлик тарқалишини қараётганда ёруғлик манбалари, қабул қилгичлар ва бошқа жисмларни ҳаракатсиз деб фараз қилган эдик. Ёруғликнинг тарқалишига ёруғлик тўлқинларининг манбаи ёки қабул қилгичининг ҳаракати қандай таъсир этишини билишга қизиқиш табиийдир. Бунда ҳаракат нимага нисбатан содир бўлаётганлигини кўрсатиш зарурияти туғилади. Биз акустикада (I том, 86-§ га қаранг) товуш тўлқинларининг манбалари ва қабул қилгичларнинг шу тўлқинлар тарқалаётган муҳитга нисбатан ҳаракатини қараб чиққан эдик. Маълум бўлишича, бундай ҳаракат акустик ҳодисаларнинг боришига таъсир кўрсатади (Допплер эффекти), демак, бу таъсирни сезиш мумкин.

Тўлқин назария ёруғликини даставвал дунё эфири деб аталган бирор муҳитда тарқалувчи эластик тўлқин деб қаради. Максвелл назарияси вуқудга келгандан сўнг эластик эфир ўрнини электромагнит тўлқинлари ва майдонларни элтувчи эфир эгаллади. Бу эфир ўзидан аввалги эластик эфир каби бутун дунёни эгаллаган ва ҳамма жисмлардан ўта оладиган алоҳида бир муҳит деб фараз қилинган. Эфир бирор муҳит бўлганлиги сабабли, жисмларнинг, масалан, ёруғлик манбалари ёки қабул қилгичларнинг бу муҳитга нисбатан ҳаракатларини сезишни назарда тутиш мумкин эди. Хусусан, Ернинг Қуёш атрофидаги ҳаракатига таъсир кўрсатувчи „Эфир шамоли“нинг мавжудлигини кутиш мумкин эди.

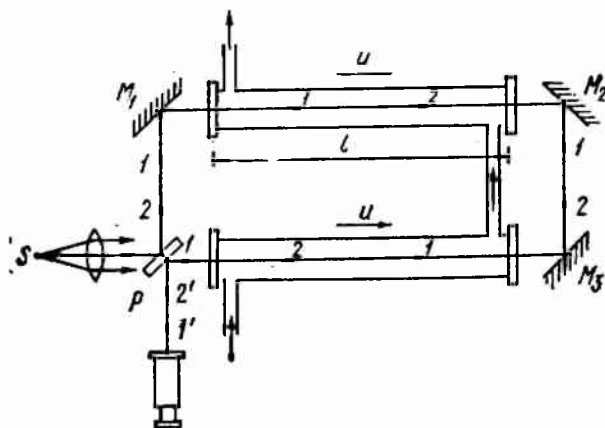
Жисмларнинг эфирга нисбатан ҳаракатини билиш абсолют саноқ системанинг пайдо бўлишига олиб келар ва ҳамма бошқа системаларнинг ҳаракатини эса шу системага нисбатан қараш мумкин бўлар эди. Биз механикада (I том, 17-§ га қаранг) Галилейнинг нисбийлик принципи билан танишган эдик. Бу принципга асосан ҳамма механикавий ҳодисалар турли инерциал саноқ системаларида бирдай ўтади<sup>1</sup>). Бундан келиб чи-

<sup>1</sup> Бошқача айтганда, механика тенгламалари бир инерциал саноқ системадан иккинчисига ўтганда координата ва вақт алмаштирилишларига нисбатан инвариантдир.

қаддики, ҳамма инерциал саноқ системалар механика нуқтан назаридан бугунлай тенг кучлидир. Эфирни сезиш (оптикавий ҳодисалар ёрдами билан) бошқа саноқ системаларига нисбатан устун ва алоҳида (эфир билан боғлиқ бўлган) абсолют саноқ системани ажратиш имкони туғилган бўлар эди. У вақтда бошқа системаларнинг ҳаракатини шу абсолют системага нисбатан қараб чиқиш мумкин бўлар эди.

Юқорида айтилганлардан маълум бўладикки, дунё эфирининг ҳаракатдаги жисмлар билан ўзаро таъсири масаласини аниқлаш катта аҳамиятга эга. Бу ерда уч хил имкониятни фараз қилиш мумкин: 1) ҳаракатдаги жисмлар эфирни асло қўзғата олмайди; 2) ҳаракатдаги жисмларга эфир қисман эргашиб,  $dv$  тезликка эга бўлади, бунда  $v$ —жисмнинг абсолют саноқ системага нисбатан тезлиги;  $\alpha$ —эргаштириш коэффициенти, у бирдан кичик катталик; 3) ҳаракатдаги жисмлар масалан, Ер худди ҳаракатдаги жисм сиргига тегиб турувчи газ қатламларини эргаштиргани каби эфирни тўлиқ эргаштиради (I том 60 §га қаранг). Лекин бундай имкониятнинг йўқлиги бир қанча тажриба далиллари, хусусан, ёруғлик аберрацияси ҳодисасининг мавжудлиги билан исбот қилинади. 4-§ да юлдузларнинг кўриниш ҳолатидан ўзгариб қолишини телескопнинг ёруғлик тўлқинларининг тарқалиши кузатилаётган саноқ системага (муҳитга) нисбатан ҳаракатланаётганлиги билан тушунтирилиши мумкинлигини кўргай эдик.

**Физо тажрибаси.** Физо 1851 йилда эфирнинг ҳаракатдаги жисмларга эргашиб ёки эргашмаслик масаласини аниқлаш



136- расм.

мақсадида қуйидаги тажрибани ўтказди.  $S$  манбадан келаётган параллел нурлар дастасини кумушланган яримшаффоф  $P$  пластинка 1 ва 2 сонлари билан белгиланган икки дастага ажратган (136-расм). Нур дасталари  $M_1$ ,  $M_2$  ва  $M_3$  кўзгулардан қайтиб ва умуман бир хил  $L$  йўлни ўгиб, яна  $P$  пластинкага тушади.  $P$  дан 1 дастанинг қисман ўтиши, 2 дастанинг қисман

қайтиши натижасида иккита когерент  $1'$  ва  $2'$  дасталари вужудга келиб, кўриш трубагининг фокал текислигида йўл-йўл кўринишидаги интерференцион манзарани ҳосил қилган  $1$  ва  $2$  нур дасталари йўлига иккита труба жойлаштирилган бўлиб, улардан расмла стрелка билан кўрсатилган йўналишда  $u$  тезлик билан сув оқизилиши мумкин бўлган.  $2$  нур ҳар иккала трубадаги сувнинг оқимиға қарши,  $1$  нур эса сувнинг оқими бўйлаб тарқалади.

Сув тинч ҳолатда бўлганда  $1$  ва  $2$  нурлар  $L$  масофани бир хил вақтда ўтади. Агар сув ўз ҳаракатида эфирни қисман бўлса ҳам ўзига эргаштирса, трубалардан сув оқизилганда  $2$  нур оқимға қарши томонға тарқалаётгани сабабли, оқим бўйлаб тарқалаётган  $1$  нурға нисбатан  $L$  масофани кўпроқ вақтда босиб ўтади. Натижада нурлар орасида маълум йўл фарқи пайдо бўлиб, интерференцион манзара силжийди. Бизни қизиқтираётган йўл фарқи нурларнинг фақат сувдаги ҳаракатида пайдо бўлади. Бу йўл  $2l$  узунликка эга. Ёруғликнинг сувда эфирға нисбатан тезлигини  $v$  ҳарфи билан белгилайлик. Эфир сувға эргашмаган вақтда ёруғликнинг қурилмага нисбатан тезлиги  $v$  га тенг бўлади. Сув ўз ҳаракатида эфирни қисман эргаштиради ва эфирға қурилмага нисбатан  $du$  ( $u$  — сувнинг тезлиги,  $a$  — эргаштириш коэффициентини) тезликни беради деб фарз қилайлик. Шунда  $1$  нурнинг қурилмага нисбатан тезлиги  $v + au$  га,  $2$  нурнинг тезлиги эса  $v - au$  га тенг бўлади.  $1$  нур  $2l$  масофани  $t_1 = 2l/(v + au)$ ,  $2$  нур  $t_2 = 2l/(v - au)$  вақтда босиб ўтади. Шундай қилиб, трубалардан сув оқизилганда интерференцион манзаранинг силжиган йўллар сони<sup>1)</sup>:

$$\Delta N = \frac{c(t_2 - t_1)}{\lambda_0} = \frac{c}{\lambda_0} \left( \frac{2l}{v - au} - \frac{2l}{v + au} \right) = \frac{4clau}{\lambda_0(v^2 - a^2u^2)}$$

га тенг бўлади.

Физо интерференцион йўлларнинг ҳақиқатан силжишини сезган. Силжишдан аниқланган эргаштириш коэффициентининг қиймати

$$a = 1 - \frac{1}{n^2} \quad (35.1)$$

га тенг бўлган, бу ерда  $n$  — сувнинг синдириш кўрсаткичи.

Шундай қилиб, Физо тажрибаси, эфир (агар у мавжуд бўлса) ҳаракатдаги сувға фақат қисман эргаша олишини кўрсатди.

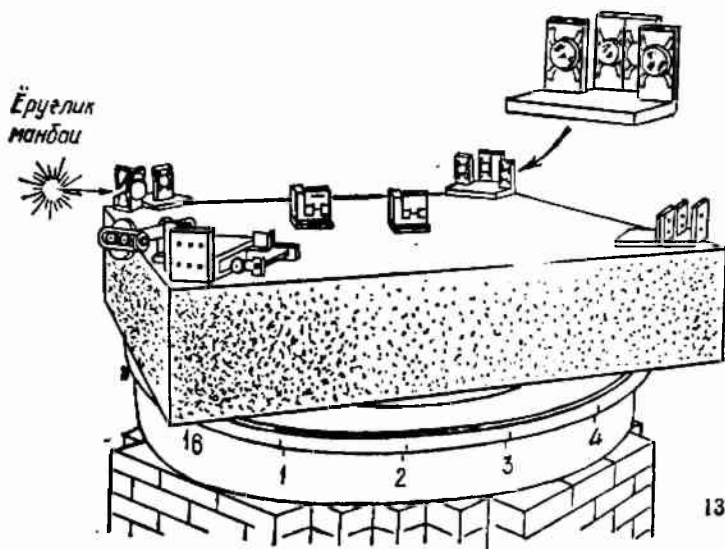
**Майкельсон тажрибаси.** 1881 йилда Майкельсон Ернинг эфир (эфир шамоли) га нисбатан тезлигини аниқлаш мақсадида узининг оламшумул тажрибасини ўтказди. 1887 йилда у ўз

<sup>1)</sup> Оптикавий йўл  $nl$  ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:  $nl = \left(\frac{c}{v}\right)l = ct$ ,

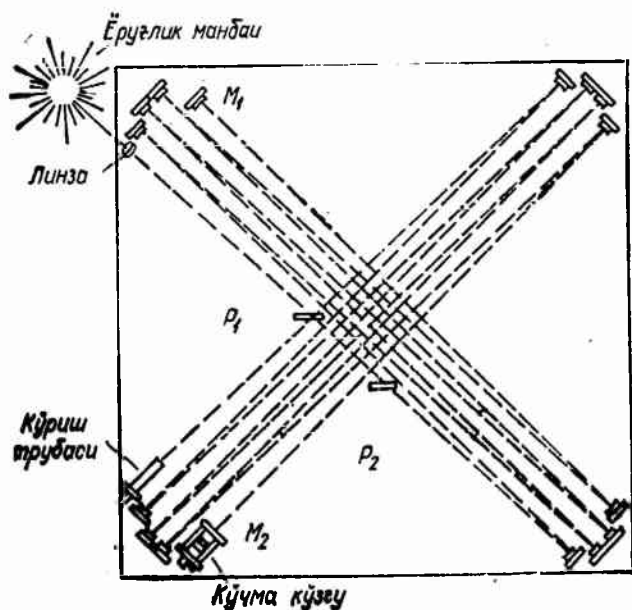
бу ерда  $t$  — нурнинг синдириш кўрсаткичи  $n$  бўлган муҳитда  $l$  масофани босиб ўтиши учун кетган вақт. У ҳолда оптикавий йўл фарқи  $\Delta = n_2l_2 - n_1l_1 = c(t_2 - t_1)$  кўринишда ифодаланади.



тажрибасини Морли билан биргаликда бирмунча мукамаллашган асбобда такрор амалга оширди. Майкельсон—Морли қурилмаси 137-расмда тасвирланган. Ичига симоб қуйилган ҳалқасимон чўян тарнов гиштан қурилган асосга урнатилган. Симоб устида ҳалқа шаклидаги ёғоч қурилма сузади. Ёғоч



137-расм.



138-расм.

қурилмага квадрат шаклидаги массив тош плита ўрнатилган. Бундай қурилма асбобнинг вертикал ўқи атрофида плитани жула текис, турткиларсиз буришга имкон беради. Плитага Майкельсон интерферометри (53-расмга қаранг) ўрнатилган бўлиб, уни ҳар иккала нур ҳам яримшаффоф пластинкага қайтишдан олдин плитанинг диагонали бўйлаб, шу йўлни бир неча марта у ва бу томонга босиб ўтадиган қилиб ўзгартирилган. Нур юриш йўлининг схемаси 138-расмда кўрсатилган. Бу расмдаги белгилар 53-расмдаги белгилар билан бир хил.

Тажриба қуйидаги тасаввурларга асосланган. Интерферометрнинг  $PM_2$  елкаси (139-расм) Ернинг эфирга нисбатан ҳаракат йўналиши билан мос тушсин.

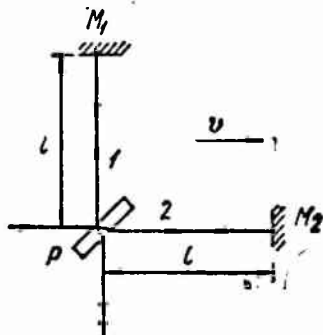
У вақтда 1 нурнинг  $M_1$  кўзгуга бориб яна орқага қайтиши учун кетган вақт, 2 нурнинг  $PM_2P$  йўлини босиб ўтиши учун кетган вақтдан фарқ қилади. Натижада, ҳатто ҳар иккала елканинг узунлиги ўзаро тенг бўлган тақдирда ҳам, 1 ва 2 нурлар орасида маълум бир йўл фарқи ҳосил бўлади. Агар асбоб  $90^\circ$  га бурилса, елкалар ўрин алмашади ва йўл фарқи ўз ишорасини ўзгартиради. Бу ҳол интерференцион манзарани шундай силжишига олиб келиши керакки, бу силжиш ҳисоблашларнинг кўрсатишича, бемалол сезиларли бўлиши мумкин эди.

Интерференцион манзарани кўтилаётган силжишини ҳисоблаб чиқиш учун 1 ва 2 нурларнинг ҳар бири босиб ўтган йўллар учун кетган вақтларни топиш лозим. Агар эфир Ернинг ҳаракатига эргашмаса ва ёруғликнинг эфирга нисбатан тезлиги  $c$  га тенг бўлса (ҳавонинг нур синдириш кўрсаткичи амалда бирга тенг), ёруғликнинг асбобга нисбатан тезлиги  $PM_2$  йўналиш учун  $c - v$ ,  $M_2P$  йўналиш учун эса  $c + v$  га тенг бўлади. Демак, 2 нурга кетган вақт қуйидаги ифодадан аниқланади:

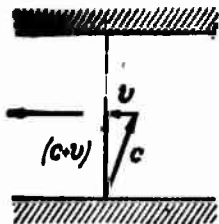
$$t_2 = \frac{l}{c - v} + \frac{l}{c + v} = \frac{2lc}{c^2 - v^2} = \frac{2l}{c} \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx \frac{2l}{c} \left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (35.2)$$

(Ернинг орбитаси бўйлаб ҳаракат тезлиги  $30 \text{ км/сек}$  га тенг. Шунинг учун  $v^2/c^2 = 10^{-8} \ll 1$ ).

$t_1$  вақтин ҳисоблашга киришишдан олдин механикадан қуйидаги мисолни кўриб чиқамиз. Фараз қилайлик, сувга нисбатан  $c$  тезлик билан ҳаракатланаётган катер қиргоқларга нисбатан мутлақо тик йўналишда  $v$  тезлик билан оқаяётган дарёни кесиб



139-расм.



140- расм.

Ўтиши лозим бўлсин (140-расм). Катер берилган йўналишда ҳаракатланиши учун унинг с тезлиги сувга нисбатан расмда кўрсатилгандай йўналган бўлиши лозим. Шунинг учун катернинг қирғоққа нисбатан тезлиги  $s + v = \sqrt{c^2 - v^2}$  га тенг бўлади. Майкельсон тажрибасида 1 нурнинг асбобга нисбатан тезлиги шунинг айнан ўзи бўлади. Демак, 1 нур учун вақт:

$$t_1 = \frac{2l}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{2l}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \approx \frac{2l}{c} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (35.3)$$

га тенг<sup>1)</sup>.

$t_1$  ва  $t_2$  ларнинг (35.3) ва (35.2) даги қийматларини  $\Delta = c(t_2 - t_1)$  ифодага қўйиб (165-бетдаги сноскага қаранг), 1 ва 2 нурларнинг йўл фарқи учун:

$$\Delta = 2l \left[ \left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right) - \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right) \right] = l \frac{v^2}{c^2}$$

ифодага эга бўламиз.

Асбобни  $90^\circ$  бурилса, йўл фарқи ўз ишорасини ўзгартиради. Демак, интерференцион манзара силжиган полосалар сони

$$\Delta N = \frac{2\Delta}{\lambda_0} = 2 \frac{l}{\lambda_0} \frac{v^2}{c^2} \quad (35.4)$$

га тенг бўлади.

Майкельсон—Морли қурилмасида  $l$  елканинг узунлиги (нурнинг кўп марта қайтишларини ҳисобга олганда) 11 м, улар фойдаланган ёруғликнинг тўлқин узунлиги 0,59 мк ( $0,59 \cdot 10^{-6}$  м) бўлган. Бу қийматларни (35.4) формулага қўйилса

$$\Delta N = \frac{2 \cdot 11}{0,59 \cdot 10^{-6}} 10^{-8} = 0,37 \approx 0,4 \text{ йўл}$$

келиб чиқади.

Асбоб 0,01 тартибдаги силжишни ҳам сезишга имкон беради. Лекин интерференцион манзаранинг ҳеч қандай силжиши сезилмаган. Горизонт текислиги ўлчаш вақтида Ернинг орбитал тезлик векторига перпендикуляр бўлиб қолмаслиги учун тажриба куннинг турли хил вақтларида ўтказилган. Кейинчалик тажриба жуда кўп марта йилнинг турли хил фаслларида ҳам ўтказилган (Ернинг орбитал тезлик вектори бир йилда фазода  $360^\circ$  га бурилади). Шунда ҳам бир хил салбий натижа олинган. Эфир шамолини сезиш мумкин бўлмаган. Дунё эфири аниқланмаганича қолган.

<sup>1)</sup> Биз  $x$  нинг кичик қийматлари учун ўринли бўлган  $\sqrt{1-x} \approx 1 - \left(\frac{1}{2}\right)x$  ва  $1/(1-x) \approx 1+x$  формулалардан фойдаландик.

Майкельсон тажрибасининг салбий натижасини дунё эфири гипотезасидан кечмай туриб тушунтиришга бир қанча уринишлар ҳам булди. Лекин ҳамма бу уринишлар асоссиз бўлди. Ҳамма тажриба далилларини, шу қаторда Майкельсон тажрибаси натижаларининг ҳам 1905 йилда Эйнштейн атрофлича, қарама-қаршиликсиз тушунтириб берди. Бунинг учун Эйнштейнга ўша пайтгача мавжуд бўлиб келган фазо ва вақт ҳақидаги тасавурларни тубдан ўзгартиришга тўғри келди.

### 36-§. Махсус нисбийлик назарияси

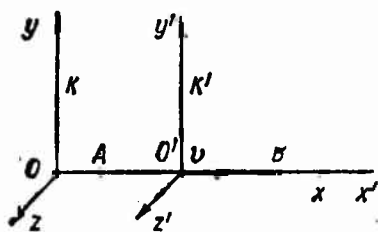
Эйнштейн алоҳида абсолют саноқ системаси вазифасини ўташи мумкин бўлган муҳит—дунё эфири мавжуд эмас деган хулосага келди. Шунга асосан Эйнштейн Галилейнинг механикавий нисбийлик принципини ҳамма физикавий ҳодисаларга татбиқ қилди. Эйнштейннинг нисбийлик принципига асосан, *табиатнинг ҳамма қонунлари бир инерциал саноқ системадан иккинчисига ўтишга нисбатан инвариантдир* (махсус нисбийлик назариясида фақат инерциал саноқ системалари билан иш кўрилади). Кейинчалик Эйнштейн тажриба далилларига мувофиқ, *ёруғлик тезлиги бўшлиқда ҳамма инерциал саноқ системаларда бир хил ва ёруғлик манбаи ҳамда қабул қилгичларнинг ҳаракатига боғлиқ эмас* деган постулатни яратди.

Нисбийлик принципи ва ёруғлик тезлигининг ўзгармаслик принципи ўз мазмуни билан фазо ва вақтнинг физикавий назарияси ҳисобланиб, махсус нисбийлик назариясининг асосини ташкил қилади.

Классик механикада фазо ва вақт бир-бирларига боғлиқ бўлмаган ҳолда қараларди. Ньютон абсолют фазо ва абсолют вақт мавжуд деб ҳисобларди. У абсолют фазони ташқи бирор нарсага боғлиқ бўлмаган, буюмларнинг доим бир хил ва ҳаракатсиз қолувчи маконидир деб таърифлади. Вақт ҳақида Ньютон қуйидагича ёзган: „Абсолют, ҳақиқий ёқ математик вақт ўз-ўзидан ички табиати билан бирор ташқи нарсага боғлиқ бўлмай, текис ўтади“. Шунга мувофиқ, бирор саноқ системада бир вақтда содир бўлувчи икки ҳодисанинг бошқа қолган саноқ системаларида ҳам бир хил вақтда содир бўлиши мутлақо ўринлидир, деб ҳисобланарди. Лекин бу кейинги тасдиқноманинг ёруғлик тезлигининг ўзгармаслик принципига қарама-қарши эканлигига ишонч ҳосил қилиши қийин эмас.

Иккита инерциал саноқ системаларини олиб, уларни  $K$  ва  $K'$  лар билан белгилайлик (141-расм).  $K'$  система  $K$  системага нисбатан  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин,  $x$  ва  $x'$  ўқларни  $v$  вектор бўйлаб йўналтирайлик  $y$  ва  $y'$  ҳамда  $z$  ва  $z'$  ўқларини эса узаро параллел деб ҳисоблайлик. Иккала системада ҳам битта процессни, яъни  $K'$  системанини  $O'$  координата бошида турувчи жисмининг ёруғлик сигналинини тарқатиши ва

бу сигналнинг  $A$  ва  $B$  жисмларга етиб боришини кўриб чиқайлик. Сигнал манбаи ҳамда  $A$  ва  $B$  жисмлар  $K'$  системага нисбатан тинч ҳолатда турибди. Ундан ташқари бу системада ўлчанган  $O'A$  ва  $O'B$  оралиқлари ҳам ўзаро тенг. Демак, сигнал  $K'$  системада  $A$  ва  $B$  жисмларга бир хил вақт моментларида етиб боради, чунки ёруғлик тезлиги ҳамма йўналишда



141- расм.

бир хил ва  $c$  га тенг. Худди шу процессни  $K$  санақ системасида кўриб чиқайлик. Ёруғлик бу системага нисбатан ҳам, шунингдек ҳамма йўналишда  $c$  тезлик билан тарқалади.  $A$  жисм ёруғлик нурига қараб ҳаракат қиладди,  $B$  жисм эса нурга етиб өлиши керак. Шунинг учун нур  $A$  жисмга  $B$  жисмга қараганда олдинроқ етиб келади. Шундай қилиб,  $K'$  системада бир хил вақтли

бўлган ҳодиса  $K$  системада турли хил вақтли бўлиб чиқди. Бундан кўринадики, турли хил системаларда вақт турлича ўтади.

Эйнштейн икки ҳодисанинг бир вақтлилигини тасдиқлаш, ҳар қандай бошқа физикавий тасдиқномалар каби, экспериментал текширишга муҳтож деб кўрсатди. Бирор санақ системадаги ҳодисани тавсифлаш учун, унинг қаерда ва қачон содир бўлаётганлигини курсатиш лозим. Агар фазонинг бирор ҳодиса содир бўлаётган еридаги ҳар бир нуқтанинг координаталарини кўрсатувчи белги ҳамда вақт моментини кўрсатувчи соатларни жойлаштириш мумкин бўлса, бу масалани ҳал қилиш имкони бўлар эди. Координата белгиларини бирлик масштаб ёрдамида қўйиб чиқиш мумкин. Соатлар сифатида даврий қайтариловчи процессни юзага келтираётган исталган системани олиш мумкин. Фазонинг турли нуқталаридаги икки ҳодисанинг содир бўлиш вақтларини солиштириш учун, бу нуқталарда турган соатларнинг синхрон юраётганликларига ишонч ҳосил қилиш лозим.

Соатларни бирга қўйиб, кўрсатишларини солиштирилгандан сўнг уларни фазонинг белгиланган нуқталарга олиб бориб қўйиш билан синхронизацияни амалга ошириши мумкиндай туюлади. Лекин бундай усул нотўғри, чунки биз соатларни бир ердан иккинчи ерга кўчириш уларнинг юришига қандай таъсир кўрсатишини билмаймиз. Шунинг учун соатларнинг аввал ўз ўринларига олиб бориб қўйиб, сўнг уларнинг кўрсатишларини солиштириб кўриш лозим. Буни соатларнинг бирдан иккинчисига ёруғлик сигнални юбориш йўли билан бажариш мумкин<sup>1)</sup>  $A$  нуқтадан  $t_1$  моментда ( $A$  даги соат бўйича) ёруғлик

<sup>1)</sup> Радиосигналлар бўйича соатларни текшириш аслида шундай синхронлаштиришнинг узидир.

сигнали  $B$  нуқтага қўйилган кўзгуга юборилиб, ундан қайтиб яна  $A$  нуқтага  $t_2$  моментда етиб келади деб фараз қилайлик. Агар сигналнинг  $B$  нуқтага етиб бориш momentiдаги соатнинг кўрсатиш вақти  $t$  ( $t_1 + t_2$ )/2 га тенг бўлса,  $B$  даги соатни  $A$  даги соат билан синхрон деб ҳисоблаш лозим. Бундай солиштиришни  $K$  системанинг турли нуқталарига ўрнатилган ҳамма соатлар учун ўтказиш зарур. Агар  $A$  ва  $B$  нуқталардаги соатлар бўйича ҳисобланган вақтлар тенг бўлса, шу нуқталардаги ҳодисаларни  $K$  системада бир вақда ўтди дейиш мумкин.

$K'$  системадаги ва шунингдек, исталган бошқа инерциал саноқ системадаги ҳамма соатлар ҳам шунга ўхшаш синхронлаштирилади. Синхронлаштиришни амалга оширишда тезлиги ҳамма инерциал саноқ системаларда бир хил бўлган ёруғлик сигналдан фойдаланилади. Шунинг учун ҳам соатларнинг юришини синхронлаштиришда фақат ёруғлик сигналдан фойдаланилади. Маълумки, ёруғлик тезлиги энг катта чегаравий тезлик ҳисобланади. Ҳеч қандай сигнал ва ҳеч қандай бир жисмнинг иккинчи жисмга таъсири ёруғлик тезлигидан катта тезлик билан тарқала олмайди. Ёруғлик тезлигининг ҳамма саноқ системаларида бир хил бўлиши юқоридаги ҳол билан тушунтирилади. Нисбийлик принципига асосан табиат қонунлагини ҳамма системаларда бир хил бўлиши лозим. Сигналнинг тезлиги чегаравий қийматдан катта бўла олмаслиги ҳақидаги далил ҳам табиат қонунидир. Шунинг учун чегаравий тезлик қиймати ҳамма саноқ системаларида бир хил бўлиши лозим.

### 37-§. Лоренц алмаштиришлари

Яна  $K$  ва  $K'$  инерциал саноқ системаларини кўриб чиқамиз ( $K'$  система  $K$  га нисбатан  $v$  тезлик билан ҳаракатланади). Координата ўқларини 141-расмда кўрсатилгандай қилиб йўналтирамиз. Бирор ҳодисага  $K$  системада  $x, y, z, t$  координата ва вақт қийматлари,  $K'$  системада эса —  $x', y', z', t'$  қийматлари мос келсин. Классик физикада вақт иккала системада бирдай ўтади, яъни  $t = t'$  деб ҳисобланади. Агар  $t = t' = 0$  моментда иккала системанинг координата бошлари устма-уст тушган бўлса, ҳодисанинг иккала системадаги координаталари орасида қуйидаги муносабат мавжуд бўлади:

$$\left. \begin{aligned} x &= x' + vt' = x' + vt; \\ y &= y'; \\ z &= z'; \\ t &= t'. \end{aligned} \right\} \quad (37.1)$$

(87.1) тенгламалар тўплами Галилей алмаштириш лари<sup>1)</sup> номи билан юритилади. Улардан классик механиканинг тезликларини қўшиш қонуни келиб чиқади, яъни:

$$u_x = u'_x + v; \quad u_y = u'_y; \quad u_z = u'_z. \quad (37.2)$$

Бу қонун ёруғлик тезлигининг ўзгармаслик принципига мос эмаслигини кўриш қийин эмас. Ҳақиқатдан ҳам, агар ёруғлик сигнали  $K'$  системада  $c$  ( $u'_x = c$ ) тезлик билан тарқалаётган бўлса, у ҳолда (37.2) га асосан  $K$  системада сигнал тезлиги  $u_x = c + v$  га тенг бўлади, яъни  $c$  дан орғиб кетади. Демак, Галилей алмаштиришларини бошқа формулалар билан алмаштириш лозим. Бу формулаларни топиш қийин эмас.

Фазо бир жинсли бўлганидан алмаштириш формулалари координата бошини кўчириш (яъни  $x$  ни  $x + v$  ва  $x$ , к. га алмаштириш) билан ўзгармаслиги лозим, деган хулоса чиқади. Бу шартни фақат чизиқли алмаштиришларгина қаноатлантиради. Координата ўқларини 141-расмда кўрсатилгандай, танланганда,  $y = 0$  текислик  $y' = 0$  текислик билан  $z = 0$  текислик эса  $z' = 0$  текислик билан устма-уст тушади. Демак,  $y$  ва  $y'$  координаталари фақат

$$y = \epsilon y'$$

муносабат билан боғланган бўлиши мумкин.  $K$  ва  $K'$  системаларнинг тўлиқ тенг кучлилиги сабабли, биринчи ҳолдаги  $\epsilon$  нинг ўзи иштирок этган  $y' = \epsilon y$  муносабат уринли бўлади. Иккала муносабатни ўзаро кўпайтириб  $\epsilon^2 = 1$  га эга бўламиз. Бундан  $\epsilon = \pm 1$  бўлади. Мусбат ишора бир томонга йўналган  $y$  ва  $y'$  ўқларига, манфий ишора эса қарама-қарши йўналган ўқларга тегишлидир. Ўқларни бир хил йўналтириб,

$$y = y' \quad (37.3)$$

га эга бўламиз. Худди шундай мулоҳазалардан

$$z = z' \quad (37.4)$$

ни ҳосил қиламиз.

$x$  ва  $t$  лар учун алмаштириш формуласини топайлик.  $K$  системанинг координата боши  $K$  системада  $x = 0$ ,  $K'$  системада эса  $x' = -vt'$  га эга. Демак,  $x' + vt'$  нолга тенг бўлганда  $x$  координата ҳам нолга тенглашади. Бунинг учун чизиқли алмаштиниш қуйидаги кўринишга эга бўлиши лозим:

$$x = \gamma(x' + vt').$$

Шунга ўхшаш  $K'$  системанинг координата боши  $K'$  системада  $x' = 0$  координатага,  $K$  системасида  $x = vt$  координатага эга бўлади.

<sup>1)</sup> I том, 17-§ га қаранг.

Бундан:

$$x' = \gamma(x - vt) \quad (37.6)$$

эканлиги келиб чиқади.

$K$  ва  $K'$  системаларнинг тўлиқ тенг кучлилигидан ҳар иккала тенгламада ҳам фақат биргина пропорционаллик коэффициентининг ўзи иштирок этиши келиб чиқади (бу формуларда  $v$  нинг ишораси ҳар хиллиги системаларнинг бир-бирларига нисбатан қарама-қарши йўналишда ҳаракатланаётганлиги натижасидир; агар  $K'$  система  $K$  га нисбатан ўнгга қараб ҳаракат қилса,  $K$  система  $K'$  га нисбатан чапга қараб ҳаракатланади).

Ҳодисанинг  $K'$  системада маълум бўлган  $x'$  координата ва  $t'$  вақтлар ёрдамида  $K$  системадаги  $x$  координатасини (37.5) формула орқали аниқлаш мумкин. Ҳодисанинг  $K$  системадаги  $t$  вақтни аниқлаш учун (37.5) ва (37.6) тенгламалардан  $x$  ни йўқотиб, ҳосил бўлган ифодани  $t$  га нисбатан ечилади. Натижада:

$$t = \gamma \left[ t' + \frac{x'}{v} \left( 1 - \frac{1}{\gamma^2} \right) \right] \quad (37.7)$$

ҳосил бўлади.

Пропорционаллик коэффициенти  $\gamma$  ни топиш учун ёруғлик тезлигининг ўзгармаслилик принциpidан фойдаланамиз. Вақт  $t = t' = 0$  бўлган пайтда (иккала системада вақт координата бошлари устма-уст тушган пайтдан бошлаб ҳисобланади)  $x$  ўқи йўналишида  $x = a$  координатали нуқтада турган экранда чақнаш ҳосил қиладиган ёруғлик сигнали берилади деб фараз қилайлик. Бу ҳодиса (чақнаш)  $K$  системада  $x = a$ ,  $t = b$ .  $K'$  системада эса  $x' = a'$ ,  $t' = b'$  координаталар билан белгиланади. Ҳодиса координаталарини  $a = cb$ ,  $a' = cb'$  лигидан фойдаланиб, иккала системада қуйидаги

$$x = cb, \quad t = b \quad \text{ва} \quad x' = cb', \quad t' = b'.$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бу қийматларни (37.5) ва (37.6) формулаларга қўйиб:

$$\begin{aligned} cb &= \gamma(cb' + vb') = \gamma(c + v)b'; \\ cb' &= \gamma(cb - vb) = \gamma(c - v)b \end{aligned} \quad (37.8)$$

га эга бўламиз. Иккала тенгламани ўзаро кўпайтирсак,

$$c^2 = \gamma^2(c^2 - v^2)$$

муносабат келиб чиқади. Бундан

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (37.9)$$



Бу қийматни (37.5) ва (37.7) га қўйилса,  $x$  ва  $t$  ларнинг энг сўнги кўринишдаги формуласи ҳосил бўлади. Уларга (37.3) ва (37.4) формулаларни қўшиб, қуйидаги тенгламалар/ тўпламига эга бўламиз.

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \\ y &= y', \\ z &= z', \\ t &= \frac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \end{aligned} \right| \quad (37.10)$$

$K'$  системада ўлчанган координата ва вақтдан (37.10) формула ёрдамида  $K$  системадаги координата ва вақтга (қисқача  $K'$  системадан  $K$  системага) ўтилади. Агар (37.10) тенгламаларни штрихланган миқдорларга нисбатан ечилса,  $K$  системадан  $K'$  системага ўтиш учун керак бўлган алмаштириш формуллари ҳосил бўлади:

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \\ y' &= y, \\ z' &= z, \\ t' &= \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \end{aligned} \right| \quad (37.11)$$

$K$  ва  $K'$  системаларнинг тенг кучга эгаллигини назарда тутилганда (37.11) формуланинг (37.10) формуладан фақат  $v$  нинг олдидаги ишора билан фарқ қилиши кутилгандагидек келиб чиқди (37.10) ва (37.11) формулалар Лоренц<sup>1)</sup> алмаштиришлари деб юритилади. Лоренц алмаштиришлари  $v \ll c$  бўлган ҳолда Галилей алмаштиришлари (37.1) га ўтишини кўриш қийин эмас. Шундай қилиб Галилей алмаштиришлари ёруғлик тезлигига нисбатан анча кичик бўлган тезликлар учун ўз қийматини сақлаб қолади.  $v > c$  бўлган ҳолларда  $x$ ,  $t$ ,  $x'$  ва  $t'$  лар учун (37.10) ва (37.11) ифодалар мавҳум бўлиб қолади. Бу ҳол ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигидан катта бўлган тезликнинг йўқлигига мос келади. Ҳатто  $c$  тезлик билан ҳаракат қилаётган санок системадан фойдаланиш мумкин эмас, чунки  $v = c$  бўлганда  $x$  ва  $t$  ларнинг формулаларидаги махраж nolга тенг бўлиб қолади.

### 38-§. Лоренц алмаштиришидан келиб чиқадиган натижалар

Лоренц алмаштиришларидан классик механика нуқтаи назарига мос бўлмаган қатор натижалар келиб чиқади.

Турли саноқ системаларидаги ҳодисаларнинг бир вақт-лилиги.  $K$  системада координаталари  $x_1$  ва  $x_2$  бўлган нуқталарда бир хил  $t_1 = t_2 = b$  пайтда иккита ҳодиса юз берди деб фараз қилайлик. Бу ҳодисаларга (37.11) формулаларга асосан  $K'$  системада

$$x_1' = \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad x_2' = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

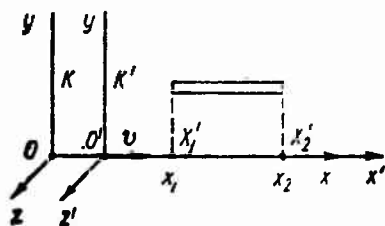
координаталар ва

$$t_1' = \frac{b - \frac{v}{c^2} x_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad t_2' = \frac{b - \frac{v}{c^2} x_2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

вақт моментлари мос келади.

Ёзилган формулалардан кўринадикки, ҳодисалар  $K$  системада фазонинг айнан бир ( $x_1 = x_2$ ) ерида содир бўлса,  $K'$  системада ҳам фазонинг айнан бир ( $x_1' = x_2'$ ) ерида ва бир вақтнинг ўзида ( $t_1' = t_2'$ ) содир бўлади. Агар  $K$  системада ҳодисалар фазонинг турли нуқталарида содир бўлган ( $x_1 \neq x_2$ ) бўлса,  $K'$  системада ҳам улар худди шундай фазонинг турли нуқталарида бўлади ( $x_1' \neq x_2'$ ). Лекин бир вақтли бўлмайди ( $t_1' \neq t_2'$ ). ( $t_2' - t_1'$ ) айирманинг ишораси  $v(x_1 - x_2)$  ифоданинг ишорасига боғлиқ; демак, турли  $K'$  системаларда (турли  $v$  ларда)  $t_2' - t_1'$  айирма ҳам миқдор жиҳатидан, ҳам ишораси билан фарқ қилиши мумкин. Буни баъзи бир системаларда 1 ҳодиса 2 ҳодисадан олдин, бошқа системаларда эса 2 ҳодиса 1 дан олдин юз беради деб тушуниш лозим. Айтилганлар фақат сабабий боғланишда бўлмаган ҳодисаларга тегишлидир. Сабабий боғланишда бўлган ҳодисалар (масалан, ўқ отиш ва ўқнинг нишонга тегиши ҳеч қайси саноқ системада бир вақтли бўлмайди ва ҳамма системада ҳам сабаб бўлувчи ҳодиса натижадан олдин содир бўлади. Бу ҳақида кейинги параграфда батафсилроқ тўхтаб ўгилади.

Турли системаларда жисмлар узунлиги.  $K'$  саноқ системага нисбатан тинч турган ва  $x$  ўқи бўйлаб жойлаштирилган стерженни кўриб чиқайлик (142-расм). Унинг бу системадаги узунлиги  $l_0 = x_2 - x_1$ ; бу



142-расм

ерда  $x_1'$  ва  $x_2'$  — стержень учларининг  $t'$  вақт бўйича ўзгармайдиган координаталари. Стержень  $K$  системага нисбатан  $v$  тезлик билан ҳаракат қилади. Бу системада стерженнинг узунлигини аниқлаш учун стержень учларининг  $x_1$  ва  $x_2$  координаталарини бир вақт  $t_1 = t_2 = b$  да белгилаш лозим. Уларнинг  $l = x_2 - x_1$  айирмаси стерженнинг  $K$  системада ўлчанган узунлигини беради.  $l_0$  ва  $l$  лар орасидаги муносабатни топиш учун Лоренц алмаштиришлари формулаларидан  $x$ ,  $x'$  ва  $t$  иштирок этган формулани, яъни (37.11) формулалардан биринчисини олиш лозим. Бу формулага асосан

$$x_1' = \frac{x_1 - vb}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad x_2' = \frac{x_2 - vb}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

бундан

$$x_2' - x_1' = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

ёки

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (38.1)$$

Шундай қилиб, бирор системага нисбатан ҳаракатланаётган стерженнинг шу системада ўлчанган  $l$  узунлиги унинг бошқа системага нисбатан тинч турган ҳолатидаги  $l_0$  узунлигидан кичик бўлар экан.

Агар  $l_0 = x_2 - x_1$  узунликдаги стержень  $K$  системага нисбаган тинч турган бўлса,  $K'$  системадаги узунлигини аниқлаш учун айнан бир момент  $t_1' = t_2' = b$  стержень учларининг  $x_1'$  ва  $x_2'$  координатларини белгилаш лозим.  $K'$  системага нисбатан  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган стерженнинг узунлиги  $l = x_2' - x_1'$  га тенг. (37.10) тенгламаларнинг биринчисидан фойдаланиб, яна (38.1) муносабатга келамиз

Шуни таъкидлаш керакки,  $y$  ва  $z$  ўқлар йўналишида стержень ўлчамлари ҳамма санок системаларида бир хил бўлади.

Шундай қилиб, ҳаракатланувчи жисмларнинг ҳаракат тезлиги қанча катталашиб борса, уларнинг ўлчамлари ҳаракат йўналишлари бўйича шунча қисқариб боради. Бу ҳодиса Лоренц (ёки Фитцджеральд) қисқартириши деб аталади. Шу нарса қизиқки, кўз билан (ёки фотографияда) ҳатто ёруғлик тезлигига яқин бўлган тезликда ҳаракатланаётган жисмларнинг шаклини ўзгарганини сезиш мумкин эмас. Бунинг сабаби жуда оддий тушунтирилади. Бирор жисмни кўз билан кузатиб ёки фотографияси олинаётганда жисмнинг турли қисмларидан кўз қорачиғига ёки фотопластинкага бир вақтда етиб келаётган ёруғлик импульсларинингизна сеза оламиз. Бу импульслар бир вақтда чиқарилмайди. Жисмнинг анча берида турган қисмларига нисбатан унинг узоқроқда турган қисмла-

ридан импульслар эртароқ чиққан бўлади. Демак, агар жисм ҳаракатланаётган бўлса, кўз қорачиғида ёки фотографияда жисмнинг ноаниқ тасвири ҳосил бўлади. Ҳисоблаш шуни кўр сатадики, юқорида айтилган ноаниқликнинг натижаси сифатида Лоренц қисқартириши<sup>1)</sup> йўқолади. Демак, жисмлар ноаниқ бўлиб кўринмасдан, фақат тункарилган бўлиб кўринади. Демак, сферик шаклдаги жисм жуда катта тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса ҳам сферик шаклда бўлиб кўринаверади.

Турли системаларда ҳодисаларнинг давом этиш вақти.  $K'$  системага нисбатан ҳаракатсиз турган нуқтада  $\Delta t_0 = t'_2 - t'_1$  вақт давом этган ҳодиса содир бўлди деб фараз қилайлик. Бу системада ҳодисанинг бошланиш вақтида  $t'_1$  вақт моменти,  $x'_1 = a$  координата ва ҳодисанинг тугаш вақтига  $t'_2$  вақт моменти ҳамда  $x'_2 = a$  координата мос келади. Ҳодиса содир бўлаётган нуқта  $K$  системага нисбатан ҳаракатда бўлади.  $K$  системада (37.10) формулаларга асосан ҳодисанинг бошланиши ва охирига

$$t_1 = \frac{t'_1 + \frac{v}{c^2} a}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad t_2 = \frac{t'_2 + \frac{v}{c^2} a}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

вақт моментлари тўғри келади. Бундан

$$t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

$t_2 - t_1 = \Delta t$ , белги киритсак,

$$\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (38.2)$$

ҳосил бўлади.

Бу формулада  $\Delta t_0$  — ҳодисанинг процесс содир бўлаётган жисм билан биргаликда бир хил тезликда ҳаракатланаётган системадаги соатлар бўйича ўлчанган давом этиш вақти (бу системада жисм тинч турибди). Бошқача айтганда,  $\Delta t_0$  жисм билан биргаликда ҳаракатланаётган соат бўйича аниқланган.  $\Delta t$  вақт интервали жисмнинг  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётганлигини кўрсатиб турувчи системадаги соат бўйича ўлчанган. Бошқача айтганда,  $\Delta t$  жисмга нисбатан  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган соат бўйича аниқланган. (38.2) дан кўринадики, жисмга нисбатан тинч турган соат бўйича ўлчанган  $\Delta t_0$  вақт интервали жисмга нисбатан ҳаракатланаётган соат бўйича ўлчанган  $\Delta t$  вақт интервалига қараганда кичик бўлар экан.

<sup>1)</sup> Агар Лоренц қисқартириши бўлмаса, катта тезлик билан ҳаракатланаётган жисмлар ҳаракат йўналиши бўйлаб чўзилиб кўринган бўлар эди.

Процесснинг  $K$  системада содир бўлишини қараб туриб  $\Delta t$  ни ҳодисанинг тинч турган соат бўйича ўлчанган давом этиш вақти  $\Delta t_0$  ни  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган соат бўйича ўлчанган давом этиш вақти деб аниқлаш мумкин. (38.2) га асосан  $\Delta t_0 < \Delta t$  шунинг учун ҳаракатдаги соат тинч тургандаги соатга нисбатан секинроқ юради дейиш мумкин (бу ерда соатларнинг ҳаракат тезликларидан бошқа ҳамма жусусиятлари бир хил деб ҳисобланади).

Жисм билан бирга ҳаракатланаётган соат бўйича ўлчанган  $\Delta t_0$  вақт шу жисмнинг ўз вақти деб аталади (38.2) дан кўринадики, жисмнинг ўз вақти доим жисмга нисбатан ҳаракатланаётган соат бўйича ўлчанган вақтга нисбатан кичик бўлади. Жисмнинг ўз вақтини инвариант (яъни ҳамма санок системаларида бир хил) эканлигини кўрсатиш мумкин.

(38.2) муносабат экспериментда бевосита тасдиқланган. Космик нурлар таркибида (94-§ ни қаранг,  $\mu^+$ - ва  $\mu^-$ - мезонлар деб аталувчи зарралар бўлади. Бу зарралар барқарор бўлмай, ўз-ўзларидан парчаланиб позитрон (ёки электрон) ва иккита нейтронга ажралади.  $\mu$ - мезонларнинг тинч турган (ёки кичик тезликда ҳаракатланаётган) вақтларида ўлчанган ўртача яшаш вақтлари  $2 \cdot 10^{-6}$  сек га тенг.  $\mu$ - мезонлар ҳатто ёруғлик теълиги билан ҳаракат қилганларида ҳам, фақат 600 м атрофида йўл босиб ўтган бўлар эди. Кузатишлар шуни кўрсатадики,  $\mu$ - мезонлар 20—30 км баландликда космик нурларда ҳосил бўлиб, жуда кўп миқдорда Ер сиртига етиб келишга ҳам улгуради. Бу ҳол  $2 \cdot 10^{-6}$  сек  $\mu$ - мезоннинг ўз яшаш вақти, яъни  $\mu$ - мезон билан ҳаракатланаётган соат бўйича ўлчанган вақт эканлиги билан тушунтирилади. Ер билан боғлиқ бўлган экспериментатор соати бўйича ўлчанган вақт анчагина катта бўлар экан. [(38.2) формулага қаранг; мезоннинг  $v$  тезлиги  $c$  га яқин]. Шунинг учун бу экспериментатор учун мезоннинг 600 м дан анчагина ортиқ бўлган масофани босиб ўтишини кузатиш ҳеч қандай ажабланарли эмас. Мезон билан бирга ҳаракатланаётган кузатувчи нуқтаи назаридан қараганда мезоннинг Ер сиртигача босиб ўтган масофаси 600 м гача камаяди [(38.1) формулага қаранг]. Шундай қилиб, мезон бу масофани  $2 \cdot 10^{-6}$  сек да ўтишга улгуради.

### 39-§. Интервал

Ҳар қандай ҳодисани қаерда ва қачон содир бўлганини  $x$ ,  $y$ ,  $z$  координаталар ва  $t$  вақт билан характерлаш мумкин. Демак, ҳодисани тўртта:  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ,  $t$  сонлар орқали таққослаш мумкин. Фаразий тўрт ўлчовли фазо тушунчасини киритиб, координата ўқларига фазо ва вақт координаталарини жойлаштирайлик. Бу фазода ҳодиса дунё нуқтаси деб аталувчи нуқта билан тасвирланади. Ҳар қандай (ҳатто ҳаракатсиз турган)

заррага тўрт ўлчовли фазода дунё чизиги деб аталувчи чизиқ тўғри келади (у тийч турган зарра учун  $t$  ўқига параллел бўлган тўғри чизиқдан иборат бўлади).

Бир ҳодиса  $x_1, y_1, z_1, t_1$  ва иккинчиси эса  $x_2, y_2, z_2, t_2$  координаталарга эга бўлсин. Қуйидаги

$$s_{12} = \sqrt{c^2(t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2} \quad (39.1)$$

катталиқ ҳодисалар орасидаги интервал деб юритилади. Одатдаги уч ўлчовли фазода иккала ҳодиса содир бўлаётган нуқталар орасидаги масофани

$$l_{12} = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}$$

билан ва  $t_2 - t_1$  вақт айирмасини  $t_{12}$  билан белгилаб, интервал учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$s_{12} = \sqrt{c^2 t_{12}^2 - l_{12}^2}. \quad (39.2)$$

Берилган иккита ҳодиса орасидаги интервал катталигининг ҳамма инерциал системаларда бир хил бўлишига ишонч ҳосил қилиш қийин эмас. Ҳисоблашларни соддалаштириш мақсадида интервал квадратини  $K$  системада қуйидаги куринишда ёзамиз:

$$\Delta s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2,$$

бунда,  $\Delta t = t_2 - t_1$ ,  $\Delta x = x_2 - x_1$  ва ҳ. к.

$K'$  системада ўша ҳодисаларнинг ўзи орасидаги интервал

$$\Delta s'^2 = c^2 \Delta t'^2 - \Delta x'^2 - \Delta y'^2 - \Delta z'^2 \quad (39.3)$$

га тенг.

(37.11) формулаларга мувофиқ

$$\Delta x' = \frac{\Delta x - v \Delta t}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad \Delta y' = \Delta y; \quad \Delta z' = \Delta z; \quad \Delta t' = \frac{\Delta t - \frac{v}{c^2} \Delta x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Бу қийматларни (39.3) формулага қуйиб, унча қийин бўлмаган алмаштиришлардан сўнг  $\Delta s'^2 = c^2 \Delta t'^2 - \Delta x'^2 - \Delta y'^2 - \Delta z'^2$  га, яъни

$$\Delta s'^2 = \Delta s^2$$

га эга бўламиз.

Шундай қилиб, (39.1) билан ифодаланган интервал бир инерциал санок системасидан бошқасига ўтишга нисбатан инвариант ҳисобланади. Бундан олдинги параграфда  $t_{12}$  вақт оралиғи ва  $l_{12}$  масофа инвариант бўлмаслигини кўрган эдик. Демак, бир системадан иккинчисига ўтганда  $s_{12}^2 = c^2 t_{12}^2 - l_{12}^2$  ифодани ташкил этувчи ҳар бир қўшилувчи ўзгаради лекин  $s_{12}^2$  катталиқнинг ўзи эса ўзгармасдан қолади.

Биринчи ҳодиса  $x_1, y_1, z_1$  координагали нуқтадан  $t_1$  вақт моментида юборилган ёруғлик сигнали ва иккинчи ҳодиса бу сигнални  $x_2, y_2, z_2$  нуқтада  $t_2$  вақт моментида қабул қилиниши булсин. Сигнал  $c$  тезлик билан тарқалади; демак, нуқталар орасидаги масофа  $l_{12} = ct_{12}$ . Бундан ҳодисалар орасидаги  $s_{12}$  интервалнинг нолга тенг эканлиги келиб чиқади [(39.2) га қаранг]. Агар ҳодиса содир бўлган нуқталар орасидаги  $l_{12}$  масофа  $ct_{12}$  дан катта ( $l_{12} > ct_{12}$ ) бўлса, кузатилаётган ҳодисалар бир-бирларига ҳеч қандай таъсир кўрсата олмайди ( $c$  дан катта тезлик билан тарқаладиган таъсирнинг ўзи мавжуд эмас), яъни бир-бирлари билан сабабий боғланган бўла олмайди. (39.2) дан маълум бўлишича, бу ҳолда  $s_{12}$  интервал мавҳум бўлади. Мавҳум интерваллар фазовий ўхшаш интерваллар деб ағалади. Бундай интерваллар билан ажратилган ҳодисалар ҳеч қандай саноқ системада фазовий ўхшашликда була олмайди. Ҳақиқатдан ҳам, ҳодисаларнинг фазонинг бир еридан урин олиши учун  $l_{12}$  нолга тенг бўлиши лозим. Лекин (39.2) да илдиз остидаги ифода мусбат бўлиб, интервал эса ҳақиқий бўлиб қолади. Интервалнинг инвариантлиги муносабати билан у ҳамма саноқ системаларида мавҳумлигича қолиши лозим. Фазовий ўхшаш интервал билан ажралиб турувчи ҳодисалар учун доим шундай саноқ системани топиш мумкинки, бу системада улар бир вақтнинг ўзида ( $t_{12} = 0$ ) содир бўла олсин.

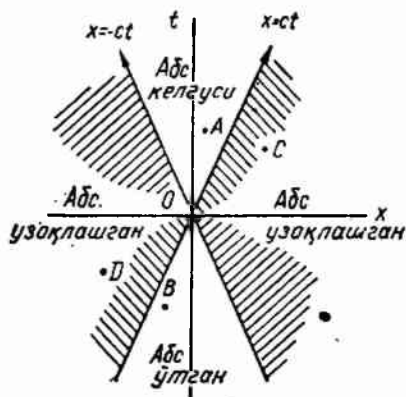
Ҳақиқий интерваллар ўхшаш вақтли интерваллар деб юритилади. Улар учун  $l_{12} < ct_{12}$  шарғ бажарилади. Демак, ўхшаш вақтли интерваллар билан ажраб турган ҳодисалар бир-бирлари билан сабабий боғланишда бўлишлари мумкин. Бундай ҳодисаларнинг бир вақтда содир бўлиши учун мавжуд бўлган саноқ системалари йўқ [ $t_{12} = 0$  бўлганда (39.2) даги илдиз остидаги ифода манфий бўлиб, интервал эса мавҳум бўлиб қолади], лекин шундай саноқ система мавжудки, унда ҳодисалар фазонинг фақат биргина ( $l_{12} = 0$ ) нуқтасида содир бўла олади. Бирор ҳодисанинг дунё нуқтаси  $O$  ни вақт ва координатанинг саноқ боши деб олайлик. Бу нуқта орқали тўрт ўлчовли фазода ўзаро перпендикуляр бўлган  $x, y, z, t$  ўқларини ўтказамиз<sup>1)</sup>. 143-расмда  $x, t$  текислиги олинган бўлиб,  $y$  текислик учун  $v = z = 0$   $c$  тезликка эга бўлган зарранинг уч ўлчовли фазода  $x$  ўқи бўйлаб ҳаракати  $x = \pm ct$  тўғри чизиқлар билан тасвирланади. Зарранинг тезлиги  $c$  дан катта бўла олмайди. Шунинг учун ўз ҳаракати давомида  $O$  дунё нуқтаси орқали ўтаётган ҳамма зарраларнинг дунё чизиқлари штрихланмаган соҳа оралиғида ётади. Тўрт ўлчовли фазода бу соҳага ўқи  $t$  бўлган конус мос келади. Конус ясовчилар ёруғлик сиг-

<sup>1)</sup> Икки ўлчовли фазода текисликда) фақат иккита ўзаро перпендикуляр ўқ, уч ўлчовли фазода учта ва тўрт ўлчовли фазода эса тўртта ўзаро перпендикуляр ўқларни ўтказиш мумкин.

налларининг дунё чизиқларини ташкил қилади. Шунинг учун бу конус ёруғлик конуси деб аталади.

143-расмда абсолют келгуси деб аталган соҳанинг исталган дунё нуқтаси  $A$  учун  $c^2t^2 - x^2 > 0$  бўлади. Демак,  $O$  ва  $A$  ҳодисалар орасидаги  $s_{OA}$  интервал ўхшаш вақтли бўлиб, биз 143-расмда танлаган санақ системада  $t_A = t_{OA} > 0$

бўлади. Агар биз танлаган системага нисбатан узлуксиз равишда ўзгарувчи  $v$  тезликка эга бўлган санақ система олинса,  $t_{OA}$  оралиғи ҳам узлуксиз равшан ўзгариб боради<sup>1)</sup>. Лекин бизнинг билишимизча, ҳеч бир санақ системада  $t_{OA}$  нолга тенг бўла олмайди (ўхшаш вақтли интервали билан ажратилган иккига ҳодиса ҳеч қайси санақ системада бир вақтда содир бўла олмайди). Демак,  $t_{OA} < 0$  бўладиган санақ система ҳам мавжуд эмас ( $t_{OA}$  манфий бўлиши учун  $v$  узлуксиз ўзгарганда, у сакраб ўзгариши лозим).



143- расм.

Шундай қилиб, ҳамма санақ системаларида  $A$  ҳодиса  $O$  ҳодисадан кейин юз беради. Абсолют ўтган соҳада ётувчи исталган дунё нуқтаси  $B$  учун ҳам  $c^2t^2 - x^2$  нолдан катта, яъни  $s_{OB}$  интервал ўхшаш вақтли, лекин  $t_B = t_{OB} < 0$ . Бу  $t_{BO} = -t_{OB} > 0$  демакдир. Ҳамма санақ системада  $B$  ҳодиса  $O$  ҳодисадан олдин содир бўлади.

Дунё нуқталари абсолют узоқлашган соҳаларда ётувчи исталган  $C$  ёки  $D$  ҳодисалари учун  $c^2t^2 - x^2 < 0$  бўлади. Демак,  $s_{OC}$  ва  $s_{OD}$  интерваллар фазовий ўхшаш. Истаган санақ системада  $O$  ва  $C$  ёки  $O$  ва  $D$  ҳодисалар фазонинг турли нуқталарида содир бўлаётгир десак, бу ҳодисалар учун бир вақтлик тушунчаси нисбий бўлади. Бир хил санақ системаларида  $C$  (ёки  $D$ ) ҳодиса  $O$  ҳодисага нисбатан кейинроқ, бошқаларида эса олдинроқ юз беради. Ниҳоят, битта санақ система мавжудки, унда  $C$  ҳодиса (ва яна бир донна санақ система мавжудки, унда  $D$  ҳодиса)  $O$  ҳодиса билан бир вақтда содир бўлади. Бундан очиқ кўринадики, ўтган параграф бошида (175-бет) гапирилаётган ҳодисалар фазовий ўхшаш интервал билан ажратилган экан.

<sup>1)</sup> Фақат  $s_{OA}$  интервал инвариант булиб, вақт оралиғи ва узунликлар инвариант эмас.



#### 40-§. Тезликларни қўшиш

Виз бу ерда моддий нуқта ҳаракатини қараб чиқамиз. Нуқтанинг ҳолати  $K$  системада ҳар бир  $t$  вақт momentiда  $x, y, z$  координаталар билан белгиланади. Нуқта тезлик векторининг  $K$  системага нисбатан  $x, y, z$  ўқларига проекцияси

$$u_x = \frac{dx}{dt}, \quad u_y = \frac{dy}{dt}, \quad u_z = \frac{dz}{dt}$$

ифодалардан иборат бўлади. Нуқтанинг ҳолати  $K$  системада ҳар бир  $t'$  вақт momentiда  $x', y', z'$  координаталар билан характерланади. Нуқта тезлик векторининг  $K'$  системага нисбатан  $x', y', z'$  ўқларига проекцияси

$$u'_x = \frac{dx'}{dt'}, \quad u'_y = \frac{dy'}{dt'}, \quad u'_z = \frac{dz'}{dt'}$$

ифодалар билан аниқланади.

(37.10) формулалардан

$$dx = \frac{dx' + v dt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad dy = dy', \quad dz = dz', \quad dt = \frac{dt' + \frac{v}{c^2} dx'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

келиб чиқади. Олдинги учта тенгликни тўртинчи тенгликка бўлиб, тезликлар учун бир системадан иккинчи системага ўтгандаги алмаштириш формуласига эга бўламиз:

$$\left. \begin{aligned} u_x &= \frac{u'_x + v}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}}, \\ u_y &= \frac{u'_y \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}}, \\ u_z &= \frac{u'_z \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}} \end{aligned} \right| \quad (40.1)$$

$v \ll c$  бўлган ҳолда (40.1) муносабат (37.2) га, яъни классик механиканинг тезликларни қўшиш формуласига ўтади

Агар жисм  $x$  ўққа параллел ҳаракат қилаётган бўлса, унинг  $K$  системага нисбатан  $u$  тезлиги  $u_x$  билан мос,  $K'$  системага

нисбатан  $u'$  тезлиги эса  $u_x'$  га мос тушади. Бу ҳолда тезликларни қўшиш қонуни қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{u'v}{c^2}} \quad (40.2)$$

$u'$  тезлик  $C$  га тенг деб фараз қилсак,  $u$  учун (40.2) формулага асосан қуйидаги қиймат келиб чиқади:

$$u = \frac{c + v}{1 + \frac{cv}{c^2}} = c.$$

Бу натижа ажабланарли эмас, чунки Лоренц алмаштириши асосида (демак, тезликларни қўшиш формуласи асосида ҳам) ёруғлик тезлиги ҳамма саноқ системаларида бир хил деган постулат ётади. (40.2) формулада  $u' = v = c$  деб олиб  $u$  учун яна  $c$  га тенг қийматга эга бўламиз. Шундай қилиб, агар қўшилувчи  $u'$  ва  $v$  тезликлари  $c$  дан ортиқ бўлмаса, натижавий  $u$  тезлик ҳам  $c$  дан ортиқ бўла олмайди.

Физо тажрибасининг натижаси (35-§ га қаранг) тезликларни қўшишнинг релятивистик қонуни асосида тушунтирилишига ишонч ҳосил қилиш қийин эмас. Физо асбоби билан  $K$  саноқ системасини, ҳаракатдаги сув билан  $K'$  системасини боғлайлик.  $U$  вақтда  $u'$  ёруғликнинг сувга нисбатан тезлиги бўлиб,  $\frac{c}{n}$  га тенг,  $v$  — сувнинг оқиш тезлиги бўлади (уни 35-§ да  $u$  ҳарфи билан белгиланган эди). (40.2) га асосан ёруғликнинг асбобга нисбатан тезлиги:

$$u = \frac{\frac{c}{n} + v}{1 + \frac{cv}{nc^2}} = \frac{\frac{c}{n} + v}{1 + \frac{v}{nc}}$$

Агар  $v \ll c$  бўлса, ҳосил бўлган ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$u = \frac{\frac{c}{n} + v}{1 + \frac{v}{nc}} \approx \left(\frac{c}{n} + v\right) \left(1 - \frac{v}{nc}\right) \approx \frac{c}{n} + v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

[биз  $(v/n)$  ( $v/c$ ) ҳадни ҳисобга олмадик]. Худди шу натижани тезликларни қўшишнинг классик формуласидан эфирнинг эрғашиш коэффициенти  $\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$  га, яъни Физо эришган қийматга тенг деб ҳам олиш мумкин эди

Шу ерда ёруғликнинг фақат вакуумдаги тезлиги ҳамма саноқ системаларида бир хиллигини айтиб ўтиш лозим. Ёруғ-

ликнинг моддадаги тезлиги турли санок системаларида турли хил. Ёруғлик тарқалаётган муҳит билан боғлиқ бўлган санок системада ёруғлик тезлиги  $\frac{c}{n}$  га тенг бўлади.

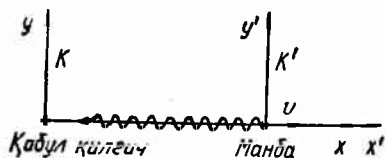
(37.11) формуладан  $K$  системадаги тезлик орқали  $K'$  системадаги тезликлар учун қуйидаги ифодани келтириб чиқариш қийин эмас:

$$\begin{aligned} u'_x &= \frac{u_x - v}{1 - \frac{vu_x}{c^2}}, \\ u'_y &= \frac{u_y \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{vu_x}{c^2}}, \\ u'_z &= \frac{u_z \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{vu_x}{c^2}}. \end{aligned} \quad (40.3)$$

Бу формулалар (40.1) формулалардан фақат  $v$  нинг олдидаги ишора билан фарқ қилади. Бундай натижани, албатта, олдиндан кўра билиш ҳам мумкин эди.

#### 41- §. Допплер эффекти

Акустикада Допплер эффекти натижасида юз берадиган частота ўзгариши манба ва қабул қилгичнинг товуш тўлқинларини тарқатувчи муҳитга нисбатан бўлган ҳаракат тезликлари орқали аниқланади [1 том, (86.3) формулага қаранг]. Ёруғлик тўлқинлари учун ҳам Допплер эффекти мавжуд. Лекин, электромагнит тўлқинларни ташувчи алоҳида бир муҳит мавжуд бўлмаганлиги туфайли, ёруғлик тўлқинлари частотасининг Допплер силжиши манба ва қабул қилгичларнинг фақат нисбий тезлиги орқали аниқланади.



144. расм.

Ёруғлик қабул қилгич билан  $K$  системанинг координата бошини манба билан эса  $K'$  системанинг координата бошини боғлайлик (144- расм). Одатдагидек  $x$  ва  $x'$  ўқларини  $K'$  система (яъни манба) нинг  $K$  системага (яъни қабул қилгичга) нисбатан ҳаракат тезлигининг  $v$  вектори бўйлаб йўналтирамиз. Манбани қабул қилгич

томонга таркатаётган ёруғлик ясси тўлқинларининг тенгламаси  $K'$  системада қуйидаги кўринишга эга бўлади<sup>1)</sup>:

$$E(x', t') = A' \cos \left[ \omega' \left( t' + \frac{x'}{c} \right) + \alpha' \right], \quad (41.1)$$

бу ерда  $\omega'$  — манба билан боғлиқ бўлган саноқ системасида ўлчанган тўлқин частотаси, яъни манбанинг тебранаётган частотаси. Умумийликни бузмаслик учун биз  $\alpha'$  бошланғич фазаи нолдан фарқли деб фараз қиламиз [(16.1) формулага ва ундан кейинги текстга қаранг]. Биз ҳамма саноқ системаларида бир хил бўлган  $c$  дан бошқа ҳамма катталикларни штрихли қилиб ёздик.

Нисбийлик принципига асосан табиат қонунлари ҳамма инерциал саноқ системаларида бир хил кўринишга эга бўлади. Демак, (41.1) кўринишдаги тўлқин  $K$  системада:

$$E(x, t) = A \cos \left[ \omega \left( t + \frac{x}{c} \right) + \alpha \right] \quad (41.2)$$

тенглама кўринишда ёзилади. Бу ерда  $\omega$  —  $K$  саноқ системада ўлчанган, яъни қабул қилгичда туриб ўлчанган частота.

Тўлқиннинг  $K$  системадаги тенгламасини (41.1) тенгламадан  $x'$  ва  $t'$  лардан  $x$  ва  $t$  ларга Лоренц алмаштиришлари орқали ўтиш билан келтириб чиқариш мумкин: (41.1) да  $x'$  ва  $t'$  ларни (37.11) га асосан алмаштириб:

$$E(x, t) = A' \cos \left[ \omega' \left( \frac{t - \frac{v}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \frac{x - vt}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) + \alpha' \right]$$

га эга бўламиз. Бу ифодани қуйидаги кўринишга осонлик билан келтириш мумкин:

$$E(x, t) = A' \cos \left[ \omega' \frac{1 - \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left( t + \frac{x}{c} \right) + \alpha' \right]. \quad (41.3)$$

<sup>1)</sup> Ифодада фаза учун плюс ишора олинган чунки тўлқин  $x$  нинг камай бориш томонга қараб тарқалади [I том, (78.5) формулага қаранг].

(41.3) тенглама (41.2) тенгламадаги тўлқиннинг ўзгинасини  $K$  системада, ифодалайди. Шунинг учун қуйидаги муносабатнинг бажарилиши шарт<sup>1)</sup>:

$$\omega = \omega' \frac{1 - \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \omega' \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}}$$

Доиравий  $\omega$  частотадан одатдаги  $\nu$  частотага ўтиб, манба системасидаги  $\nu'$  частотани  $\nu_0$  билан белгилаб:

$$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}} \quad (41.4)$$

ифодага эга бўламиз.

Манбанинг қабул қилгичга нисбатан  $v$  тезлиги алгебраик катталиқдир. Манба узоқлашганда  $v > 0$  ва (41.4) га мувофиқ  $\nu < \nu_0$  манба қабул қилгичга яқинлашганда эса  $v < 0$  ва  $\nu > \nu_0$  бўлади.

$v \ll c$  бўлган ҳол учун (41.4) формулани қуйидаги тахминий ҳолга келтириш мумкин:

$$\nu \approx \nu_0 \frac{1 - \frac{1}{2} \frac{v}{c}}{1 + \frac{1}{2} \frac{v}{c}} \approx \nu_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right),$$

бу ерда  $\frac{v}{c}$  тартибли аъзолар билан чегараланиб қуйидагига эга бўламиз:

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right). \quad (41.5)$$

(41.5) дан частотанинг нисбий ўзгаришини топиш мумкин.

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = - \frac{v}{c}, \quad (41.6)$$

бу ерда  $\Delta \nu$  деганда  $\nu - \nu_0$  тушунилади.

Биз қараб чиққан бўйлама эффектдан ташқари ёруғлик тўлқинлари учун нисбийлик назариясидан Допплернинг кўндаланг эффекти ҳам мавжудлиги келиб чиқади. Бу

1) (41.2) ва (41.3) тенгламаларни солиштириш  $\alpha = \alpha'$  ни беради. Демак, (41.1) да  $\alpha' = 0$  деб олиб, (41.2) да  $\alpha = 0$  деб ҳисоблаш лозим. Буни оддийгина тушунтириш мумкин: (37.11) алмаштириш формуласида  $K$  ва  $K'$  санок системаларида санок бошини шундай танлаб олиш назарда тутилганки,  $x' = 0$  ва  $t' = 0$  бўлганда  $x$  ва  $t$  ларнинг қийматлари ҳам нолга айланади.

эффeкт қабул қилғичга етиб келаетган частотанинг нисбий тезлик вектори қабул қилғич ва манбалардан ўтган тўғри чизикқа перпендикуляр йўналган (масалан, манба айлана бўйлаб ҳаракат қилиб, унинг марказида қабул қилғич турган) ҳол учун камайиб боришидан иборат<sup>1)</sup>. Бу ҳолда манба системасидаги  $\nu_0$  частота қабул қилғич системасидаги  $\nu$  частота билан қуйидаги муносабат орқали боғланган:

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx \nu \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (41.7)$$

Допплернинг кўндаланг эффeктида частотанинг нисбий ўзгариши

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \quad (41.8)$$

бўлиб,  $v/c$  нисбатнинг квадратига пропорционалдир, демак, бўйлама эффeктдагидан анча кичик (унинг учун частотанинг нисбий ўзгариши  $v/c$  нинг биринчи даражасига пропорционал).

Допплернинг кўндаланг эффeкти мавжудлигини 1938 йилда Айвс экспериментал исбот қилган. Айвс тажрибаларида катод нурларидаги водород атомларининг нурланиш частотасининг ўзгариши аниқланган (II том, 89-§ га қаранг). Атомлар тезлиги тахминан  $2 \cdot 10^8$  м/сек га тенг эди. Бу тажрибалар Лоренц алмаштиришларининг ўринли эканлигининг бевосита экспериментал тасдиқи ҳисобланади.

Умумий ҳолда нисбий тезлик векторини иккита ташкил этувчига ажратиш мумкин, уларнинг бири нурга параллел, иккинчиси эса унга перпендикуляр йўналган бўлади. Биринчи ташкил этувчи Допплернинг бўйлама ва иккинчиси эса кўндаланг эффeктини юзага келтиради.

Допплернинг бўйлама эффeктдан юлдузларнинг „радиал“ тезлигини аниқлашда фойдаланилади. Юлдузлар спектридаги чизикларнинг нисбий силжишни ўлчаб, (41.6) формуладан  $v$  ни аниқлаш мумкин.

Ёруғлик сочаётган газдаги молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати Допплер эффeкти туфайли спектр чизикларининг кенгайишига олиб келади. Иссиқлик ҳаракатининг хаотиклиги туфайли молекуланинг спектографага нисбатан тезлигининг ҳамма йўналишлари эҳтимоллиги бир хил. Шунинг учун асбобга келиб тушаётган нурланишда  $\nu_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right)$  дан бошлаб  $\nu_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right)$  гача бўлган интервалдаги частоталар иштирок этади. Бу ерда  $\nu_0$  молекуладан чиқаётган ёруғлик частотаси,  $v$  — иссиқлик ҳаракат тезлиги [(41.6) формулага қаранг]. Шундай қилиб, спек-

<sup>1)</sup> Товуш тўлқинлари: учун Допплернинг кўндаланг эффeкти мавжуд эмаслигини эслатиб ўтамиз

трал чизиқнинг асбобда ўлчанаётган кенглиги  $2v_0 \frac{v}{c}$  га тенг бўлади. Бу

$$\delta v_D = v_0 \frac{v}{c} \quad (41.9)$$

катталики спектрал чизиқнинг Допплер кенглиги деб аташ қабул қилинган<sup>1)</sup>.

Спектрал чизиқларнинг Допплерча кенгайиш катталигига қараб молекулаларнинг иссиқлик ҳаракат тезлиги, демак, ёруғлик сочувчи газ температураси ҳақида фикр юргизиш мумкин.

## 42-§. Релятивистик динамика

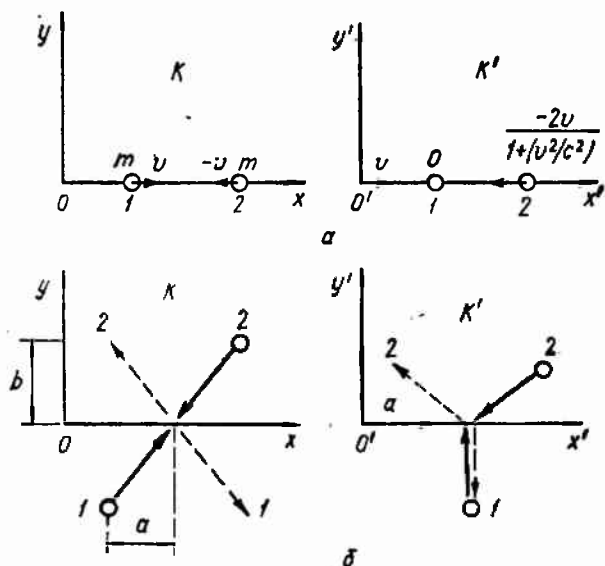
Эйнштейннинг нисбийлик принципи табиатнинг ҳамма қонунлари бир инерциал саноқ системадан иккинчисига ўтишга нисбатан инвариантдир деб тасдиқлайди. Бизга маълумки, Ньютон тенгламалари Галилей алмаштиришларига нисбатан инвариантдир (I том, 17-§ га қarang). Лекин бу тенгламалар Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант эмаслигига ишонч ҳосил қилиш қийин эмас. Шу мақсадда иккита бир хил шарларнинг абсолют ноэластик бўлган марказий урилишлари  $K$  ва  $K'$  инерциал системаларда қандай кўринишга эга булишини кўриб чиқайлик (145-а, расм).  $K'$  система  $K$  системага нисбатан  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин.  $K$  системада шарлар бир-бирларига қараб  $x$  ўқи бўйлаб, бу ўққа проекцияси  $u_{x1} = v$  ва  $u_{x2} = -v$  бўлган бир хил катталиктаги тезлик билан ҳаракатланаётир. Бу шароитда шарлар урилишганларидан кейин  $K$  системада тинч қоладилар, яъни  $u'_{x1} = u'_{x2} = 0$  бўлади. Системанинг урилгунча ва урилгандан кейинги тўлиқ импульслари нолга тенг, яъни  $K$  системада импульс сақланади.

Энди шу процесснинг ўзини  $K'$  системада қараб чиқайлик. (40.3) формулаларнинг биринчисидан фойдаланиб, шарларнинг урилганларига қадар бўлган тезликлари учун  $u'_{x1} = 0$  ва  $u'_{x2} = -2v / \left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right)$  ларни топамиз. Шарларнинг урилганларидан кейинги тезликлари учун эса  $u'_{x1} = u'_{x2} = -v$  бўлади. Шарларнинг массасини, Ньютон механикасидаги каби инвариант деб ҳисоблаб, урилгунга қадар бўлган йиғинди импульс учун  $-2mv / \left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right)$  қийматга ва урилганларидан кейинги импульс учун эса  $-2mv$  қийматга эга бўламиз. Шундай қилиб, Ньютон механикасидаги тасавурларга асосланиб, биз гуё  $K'$  сис-

<sup>1)</sup> Масалага ҳақиқий яқинлашиш молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимотини ҳисобга олишни талаб қилади. (41.9) даги  $v$  орқали молекулаларнинг энг катта эҳтимолликли тезлиги назарда тутилади.

темада импульс сақланмайди деган хулосага келамиз. Механиканинг асосий қонунларидан бири ҳисобланган импульснинг сақланиш қонуни Ньютон таърифида инвариант бўлмай қолди.

Механика қонунларининг Лоренц алмаштирилариға нисбатан инвариант шаклини Эйнштейн топган. Эйнштейн фикрлари умумий физика дарслигида ёзиш учун анчагина мураккаб ҳисобланади. Шунинг учун биз бошқа йўл танлаймиз. Энг олдин биз шарнинг массаси унинг тезлигиға боғлиқ деб фараз қилсак,  $K'$  системада шарлар йиғинди импульсининг сақланиш



145- расм.

қонунига эришиш мумкин деб таъкидлаймиз. Бу боғлиқланиш-ни аниқлаш учун юқорида келтирган ноэластик урилиш ярамайди, чунки бундай урилишда системанинг кинетик энергияси сақланмайди. Бу эса биз қуйида кўришимиз мумкин бўлган қўшимча алоҳида бир эффектга олиб келади. Шунинг учун биз Толмен таклиф этган бошқа бир хаёлий экспериментни кўриб чиқамиз.

Иккита бир хил шарларнинг абсолют эластик урилишларини кўриб чиқайлик. Бу урилиш  $K$  системада 145 б расмда кўрсатилгандек содир бўлади<sup>1)</sup>. Шарларнинг урилишдан олдинги ва кейинги тезликларининг  $K$  система ўқларига проекциялари 2 жадвалда келтирилган қийматларга эга бўлади.  $K$  системада импульснинг ҳам, энергиянинг ҳам, сақланиш қонуни ўринли эканлигини жадвалнинг учинчи қаторида шарлар-

<sup>1)</sup> Шарларнинг тезликлари урилишдан олдин ва кейин коллинеар бўлса ҳам, текширилаётган урилиш марказий бўлмаслигини таъкидлаб ўтамиз.



нинг урилишдан олдинги ва кейинги тезликларининг  $u$  қиймати учун келтирилган ифодаларнинг бир хиллигидан кўриш қилин эмас.

2-жадвал

Координатлар системаси	Урилишдан олдин		Урилишдан олдин		
	1-шар	2-шар	1-шар	2-шар	
K	$u_x$	$a$	$-a$	$a$	$-a$
	$u_y$	$b$	$-b$	$-b$	$b$
	$u$	$\sqrt{a^2+b^2}$	$\sqrt{a^2+b^2}$	$\sqrt{a^2+b^2}$	$\sqrt{a^2+b^2}$
K'	$u'_x$	0	$\frac{-2a}{1+\frac{a^2}{c^2}} = \frac{-2a}{1+a^2}$	0	$\frac{-2a}{1+\frac{a^2}{c^2}} = \frac{-2a}{1+a^2}$
	$u'_y$	$\frac{b\sqrt{1-\frac{a^2}{c^2}}}{1-\frac{a^2}{c^2}} = \frac{\gamma}{1-a^2}$	$\frac{-b\sqrt{1-\frac{a^2}{c^2}}}{1+\frac{a^2}{c^2}} = \frac{-\gamma}{1+c^2}$	$\frac{-b\sqrt{1-\frac{a^2}{c^2}}}{1-\frac{a^2}{c^2}} = \frac{-\gamma}{1-a^2}$	$\frac{b\sqrt{1-\frac{a^2}{c^2}}}{1+\frac{a^2}{c^2}} = \frac{\gamma}{1+a^2}$
	$u'$	$\frac{\gamma}{1-a^2}$	$\frac{\sqrt{4a^2+\gamma^2}}{1+a^2}$	$\frac{\gamma}{1-a^2}$	$\frac{\sqrt{4a^2+\gamma^2}}{1+a^2}$

Энди ўша процесснинг ўзини  $K$  системага nisbatan  $a$  га тенг  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган  $K'$  системага nisbatan қараб чиқайлик. (40.3) формулалар бўйича ўтказилган ҳисоблашлар тезликлар проекциялари учун 2-жадвалнинг иккинчи қисмида келтирилган қийматларни беради. Ёзишларни содда-лаштириш мақсадида

$$v = b\sqrt{1-\frac{a^2}{c^2}}, \quad \alpha = \frac{a}{c} \quad (42.1)$$

belgilashlar қўлланилади. Жадвалнинг охириги қаторида шарларнинг урилишдан олдинги ва кейинги тезликларининг қийматлари келтирилган.

2-жадвалдан йигинди импульснинг  $x'$  ўқ бўйича ташкил etувчисининг урилишдан олдин ва кейин ҳам  $m$  нинг  $u'$  га

нисбатан ихтиёрий боғланиши учун бир хил бўлиши кўриниб турибди ( $u'$  тезлик шарларнинг ҳар бири учун урилишдан олдин ва кейин бир хил, тезликнинг  $x'$  ўқиға проекцияси ҳам бир хил). Импульснинг у ўқи бўйича ташкил этувчиси билан иш бөшқача бўлади. Массанинг инвариантлигини назарда тутилганда йиғинди импульснинг у ўқиға проекцияси учун қуйидаги қийматлар олинади: урилишдан олдин

$$m \left( \frac{\gamma}{1-a^2} + \frac{-\gamma}{1+a^2} \right) = \frac{2m\gamma a^2}{1-a^4}$$

ва урилишдан кейин

$$m \left( \frac{-\gamma}{1-a^2} + \frac{\gamma}{1+a^2} \right) = -\frac{2m\gamma a^2}{1-a^4}.$$

Бу қийматларнинг тенг эмаслигидан биз импульснинг сақланиши бажарилмади деган хулосаға келамиз.

$m = m(u')$  деб фараз қилиб, йиғинди импульснинг у ўқиға проекциясининг сақланишини талаб қилайлик. Натижада қуйидаги функционал тенгламага эга бўламиз:

$$m \left( \frac{\gamma}{1-a^2} \right) \frac{\gamma}{1-a^2} + m \left( \frac{\sqrt{4a^2 + \gamma^2}}{1+a^2} \right) \frac{-\gamma}{1+a^2} = m \left( \frac{\gamma}{1-a^2} \right) \frac{-\gamma}{1-a^2} + m \left( \frac{\sqrt{4a^2 + \gamma^2}}{1+a^2} \right) \frac{\gamma}{1+a^2}.$$

Тенгламани нолдан фарқли бўлган умумий кўпайтувчи  $\gamma$  га қисқартириб, ўхшаш ҳадларни ихчамлаштириб қуйидаги муносабатға эга бўламиз:

$$m \left( \frac{\gamma}{1-a^2} \right) \frac{2}{1-a^2} = m \left( \frac{\sqrt{4a^2 + \gamma^2}}{1+a^2} \right) \frac{2}{1+a^2}. \quad (42.2)$$

Бу муносабат  $a$  ва  $b$  ларнинг исталган қийматлари учун ҳам,  $b$  нинг нолға тенг бўлган хусусий қиймати учун ҳам бажарилиши лозим. Бу ҳолда (42.2) муносабат қуйидаги кўринишни олади [ $\gamma$  кўпайтувчи  $b$  билан бирликда нолға айланади; (42.1) формулага қаранг]:

$$m(0) \frac{2}{1-a^2} = m \left( \frac{2a}{1+a^2} \right) \frac{2}{1+a^2}. \quad (42.3)$$

$a$  нинг (42.1) даги қийматини қўйиб (42.3) ни қуйидагича ёзамиз:

$$m \left( \frac{2a}{1+\frac{a^2}{c^2}} \right) = m(0) \frac{1+\frac{a^2}{c^2}}{1-\frac{a^2}{c^2}}. \quad (42.4)$$

Бу муносабат

$$u' = \frac{2a}{1 + \frac{a^2}{c^2}}, \quad (42.5)$$

тезлик билан ҳаракатланаётган шар массасини тинч турган шар массаси  $m_0 = m(0)$  билан боғлайди.

(42.5) тенгликни қуйидагича кўчириб ёзамиз:

$$\frac{u'}{c} = \frac{2 \frac{a}{c}}{1 + \frac{a^2}{c^2}}.$$

Бу ердан

$$1 + \frac{u'}{c} = 1 + \frac{2 \frac{a}{c}}{1 + \frac{a^2}{c^2}} = \frac{\left(1 + \frac{a}{c}\right)^2}{1 + \frac{a^2}{c^2}},$$

$$1 - \frac{u'}{c} = 1 - \frac{2 \frac{a}{c}}{1 + \frac{a^2}{c^2}} = \frac{\left(1 - \frac{a}{c}\right)^2}{1 + \frac{a^2}{c^2}}.$$

Бу тенгликларни ўзаро кўпайтириб қуйидагини оламиз:

$$1 - \frac{u'^2}{c^2} = \frac{\left(1 - \frac{a^2}{c^2}\right)^2}{\left(1 + \frac{a^2}{c^2}\right)^2}.$$

Бу ердан

$$\frac{1 + \frac{a^2}{c^2}}{1 - \frac{a^2}{c^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u'^2}{c^2}}}.$$

Бу қийматни (42.4) формулага қўйиб, тезликнинг  $u'$  қиймати-ни  $v$  га алмаштириб, қуйидаги охириги формулага эга бўламиз:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (42.6)$$

Бу ерда  $m_0$  — инвариант катталиқ, яъни ҳамма инерциал саноқ системаларида бир хил катталиқ бўлиб, берилган жисмнинг тинчликдаги массаси деб аталади;  $m = m(v)$  — ўша жисмнинг  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган вақтдаги массаси.  $m$  ни релятивистик масса ёки тўғридан-тўғри жисм массаси деб аталади.

(42.6) формула бизга яхши таниш бўлган формуладир. Томсон электроннинг солиштирма зарядини аниқлашга тегишли тажрибаларда  $\frac{e}{m}$  учун олиндиган қийматларда (42.6) формулага жуда ҳам аниқ мос келувчи ўзгаришни кузатган эди (II том, 66- § га қаранг).

Моддий нуқта импульси учун (46.2) ни  $v$  тезликка кўпайтириб, релятивистик ифодани ҳосил қиламиз:

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (42.7)$$

Тезлик  $v \ll c$  бўлганда (42.7) ифода импульснинг классик  $p = m_0 v$  ифодасига ўгади, бу ерда  $m_0$  — ўзгармас катталиқ. Шунга ўхшаш, тезлик ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигидан анча кичик бўлганида, релятивистик динамиканинг бошқа ҳамма формулалари классик механика формулаларига айланади.

Ньютоннинг иккинчи қонуни таърифларидан бири қуйидагича: моддий нуқта импульсининг вақт бўйича олинган ҳосиласи жисмга таъсир этувчи кучга тенг [I том, (22.3) формулага қаранг]. Импульс деб (42.7) катталиқ тушунилганда, юқоридаги таърифга асосланган иккинчи қонуннинг тенгламаси Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант бўлар экан. Демак, Ньютоннинг иккинчи қонунининг релятивистик ифодаси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) = f, \quad (42.8)$$

бунда  $f$  — жисмга таъсир этувчи кучларнинг тенг таъсир этувчиси. Бир санок системадан иккинчи санок системага ўтганда  $f$  куч маълум қонунлар асосида ўзгартирилади. Бу қонунларни кўриб чиқиш ушбу курс мазмунидан четга чиқади.

Моддий нуқта (уни қисқача зарра деб атайлик) энергиясининг релятивистик ифодасини топайлик. Бунинг учун (48.2) ҳаракат тенгламасидан фойдаланамиз. Уни  $v dt$  га кўпайтирамиз:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) v dt = f v dt.$$

Бу муносабатнинг ўнг томони зарранинг  $dt$  вақт давомида ба-  
жарган  $dA$  ишини беради. Энергиянинг сақланиш қонунига

асосан, зарра устида бажарилган иш зарра энергиясининг орт-  
тирмаси  $dE$  га тенг бўлиши керак. Шунинг учун:

$$dE = \frac{d}{dt} \left( \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) v dt = v d \left( \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right)$$

деб ёзиш мумкин.  $v^2 = v^2$  ва  $v dv = v dv$  эканлигини назарда  
тутиб, бу ифоданинг ўнг томонини ўзгартириб ёзамиз:

$$\begin{aligned} dE &= v \left\{ \frac{m_0 dv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \frac{m_0 v \left( \frac{v}{c^2} dv \right)}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \right\} = \\ &= \frac{m_0 v dv}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} = \frac{m_0 c^2 d \left( \frac{v^2}{c^2} \right)}{2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} = d \left( \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right). \end{aligned}$$

Ҳосил бўлган бу муносабатни интеграллаб қуйидагига эга бў-  
ламиз:

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \text{const.}$$

Эйнштейн бу ифодадаги константани нолга тенг деб олган.  
Шунда зарра энергияси учун қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = mc^2, \quad (42.9)$$

бунда  $m$  — зарранинг релятивистик массаси. Зарра тезлиги  
 $v = 0$  бўлган ҳол учун энергия:

$$E_0 = m_0 c^2 \quad (42.10)$$

қийматни олади. (42.10) катталиқ зарранинг тинч ҳолатда-  
ги энергияси номи билан юригилади. Бу энергия зарранинг  
ички энергиясини ташкил қилиб, унинг ҳаракатига боғлиқ  
эмас.

Зарранинг кинетик энергияси  $T$  ни  $E$  ва  $E_0$  лар айирмаси  
сифатида аниқлаш табиийдир. Бу катталиқларнинг (42.9) ва  
(42.10) қийматларини қўйиб, кинетик энергия учун:

$$T = E - E_0 = \left( \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2 \right) = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) \quad (42.11)$$

ни ҳосил қиламиз. Кичик тезликларда ( $v \ll c$ ) бу формулани қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$T \approx m_0 c^2 \left( \frac{1}{1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}} - 1 \right) \approx m_0 c^2 \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} - 1 \right) = \frac{m_0 v^2}{2}.$$

Биз зарранинг кинетик энергияси учун ёзиладиган классик ифодага келдик. Бунинг ажабланарли жойи йўқ, чунки юқорида ёруғлик тезлигидан анча кичик бўлган тезликларда релятивистик механиканинг ҳамма формулалари классик механика формулаларига ўтади деб таъкидланган эди.

Зарра энергиясининг  $p$  импульс орқали ёзиладиган ифодасини (42.7) ва (42.9) тенгламалардан  $v$  тезликни йўқотиб [(42.7) тенгламани скаляр кўринишда олиш лозим], қуйидаги

$$E = c \sqrt{p^2 + m_0^2 c^2} \quad (42.12)$$

кўринишга келтирамиз (классик ифода  $E = p^2/2m$  кўринишида бўлади).

(42.9) ва (42.10) формулалар фақат элементар зарра учун ўринли бўлмай, кўп сондаги зарралардан ташкил топган мураккаб жисм учун ҳам ўринлидир. Тинч ҳолатда турган жисмнинг  $E_0$  энергияси унинг таркибига кирувчи зарраларнинг тинч ҳолатдаги энергиясидан бошқа яна шу зарраларнинг жисмнинг инерция марказига нисбатан ҳаракатланишлари натижасида ҳосил бўлган кинетик энергиялари ва уларнинг ўзаро таъсирлашиш энергияларини ҳам ўз ичига олади. Жисмнинг ташқи куч майдонида тургандаги потенциал энергияси худди тўлиқ энергия ифодаси (42.9) га кирмагани каби тинч ҳолат энергиясининг ифодасига ҳам кирмайди.

Жисмнинг энергияси ва массаси бир-бирига доим пропорционал эканлиги (42.9) муносабатдан келиб чиқади. Жисм энергиясининг ҳар қандай  $\Delta E$  ўзгариши<sup>1)</sup> жисм массасининг ўзгариши билан бирга ва аксинча массанинг ҳар қандай  $\Delta m$  ўзгариши энергиянинг  $\Delta E = c^2 \Delta m$  ўзгариши билан бирга содир бўлади. Бу тасдиқ масса ва энергиянинг ўзаро боғланиш ёки ўзаро пропорционаллик қонуни номини олган<sup>2)</sup>.

Шуни айтиб ўтиш керакки, релятивистик масса ва энергия орасидаги пропорционаллик, зарралар йиғинди релятивистик массасининг сақланиши ҳақидаги тасдиқнома йиғинди тўлиқ энергиянинг сақланиши ҳақидаги тасдиқноманинг бошқача сўзлар билан айтилишининг ўзгинаси. Шунинг учун физикада релятивистик массанинг сақланиш қонуни алоҳида қонун сифатида қаралмайди.

1) Ташқи кучлар майдонидаги потенциал энергиянинг ўзгариши бундан истисно.

2) Баъзида масса ва энергиянинг ўзаро боғланиши ва пропорционаллигини назарда тутиб, уларнинг эквивалентлиги ҳақида ҳам гапирилади. Лекин „пропорционаллик“ термини, масаланнинг асл моҳиятини „эквивалентлик“ терминига нисбатан туғрироқ ақс эттиради.

Янл иккита шарнинг ноэластик урилиши ҳақида тўхтаб ўтайлик. (145-а расм). Бундай қарашдан, импульснинг сақланиш қонунини  $K'$  системада:

$$m(u'_0) u'_0 = 2m(u') u' \quad (42.13)$$

кўринишда ёзиб (бу ерда  $u'_0 = -2v / \left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right)$ ,  $u' = -v$ ) ва  $m(u')$

сифатида (42.6) функцияни олиб, айният ҳосил қилганимиздай бўлиб кўринади. Аммо биз кутгандай бўлиб чиқмайди. Ҳақиқатда эса, (42.13) га  $m(u')$  функцияни ва тезлик проекцияларининг мос қийматларини қўйиб:

$$\frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{2v / (1 + \frac{v^2}{c^2})}{c}\right)^2}} \cdot \frac{-2v}{1 + \frac{v^2}{c^2}} = 2 \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} (-v), \quad (42.14)$$

муносабатга эга бўламиз. Элементар алмаштиришлардан кейин бу муносабат

$$\frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

кўринишга келади.

Шундай қилиб, ҳеч қандай айният ҳосил бўлмади. Муваффақиятсизлигимизнинг сабаби, бизнинг шарларнинг урилишидан кейинги ҳосил бўлган йиғинди жисмнинг тинчликдаги  $M_0$  массаси, у жисмни ташкил қилган ҳар бир шарнинг алоҳида олинган тинчликдаги массаларининг иккиланганига тенг деб олишимиздadir. Ҳақиқатда эса, йиғинди жисмнинг ички энергияси, шарларнинг урилишдан (урилиш ноэластик) олдинги ички энергияларининг йиғиндисидан катта бўлади. Бинобарин,  $M_0$  тинчликдаги масса  $2m_0$  дан катта бўлиши керак [(42.10) формулага қаранг].

Агар олдиндан  $M_0$  га нисбатан ҳеч қандай тахмин қилинмаса, (42.14) тенгламанинг ўнг томонида  $2m_0$  ўрнига  $M_0$  — ни қўйиш керак. Унда алмаштиришлар ўтказганимиздан кейин биз қуйидаги муносабатга эга бўламиз:

$$M_0 = \frac{2m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = 2m(v). \quad (42.15)$$

Шуни айтиш керакки, (42.15) формула энергиянинг сақланиш қонунидан бевосита келиб чиқади. Бунинг учун формуланинг ҳар иккала томонини  $c^2$  га кўпайтириб, (42.9) ифодани назарда тутиш kifоя.

Шундай қилиб, ноэластик урилишларда зарралардан таркиб топган жисмнинг тинчликдаги массаси, тўқнашувчи зарралар тинчликдаги массаларининг йиғиндисига тенг эмас. Зарраларнинг ўзаро таъсирлашишларида тинчликдаги йиғинди масса сақланмайди.

## VII БОБ

### ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАРНИНГ МОДДА БИЛАН ЎЗАРО ТАЪСИРИ

#### 43- §. Ёруғлик дисперсияси

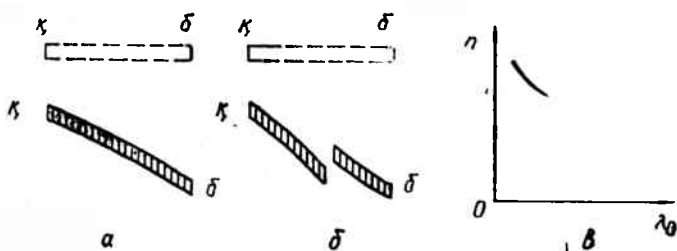
Модданинг синдириш кўрсаткичини ёруғлик тўлқинининг частотаси (ёки узунлиги) га боғлиқлиги билан юзага келувчи ҳодисаларга ёруғлик дисперсияси деб аталади. Бу боғланишни

$$n = f(\lambda_0) \quad (43.1)$$

функция билан характерлаш мумкин. Бу ерда  $\lambda_0$  — ёруғликнинг вакуумдаги тўлқин узунлиги.

Ньютон 1672 йилда ёруғликнинг шиша призмада синишидан фойдаланиб, биринчи бўлиб ёруғлик дисперсиясини экспериментал текширди.

Дисперсия характери айқаш призмалар усулидан фойдаланганда айниқса яққол кўринади. Биринчи (ёрдамчи) шиша призма ёруғлик дастасини битта йўналиш бўйлаб буриб беради



146- расм.

(146- *a* ва *b* расмдаги пунктирланган полосага қаранг). Текширилаётган моддадан ясалган иккинчи призма нурларнинг ҳар бирини бөшқа бир йўналишга оғдиради. Бу оғиш берилган жисм учун  $n(\lambda_0)$  нинг қиймати билан аниқланади. Шунинг учун экранда вужудга келган эгриланган ранг-баранг полосалар синдириш кўрсаткичининг  $\lambda_0$  тўлқин узунлигига қараб ўзгара боришини яққол кўрсатади.



(43.1) функция спектрнинг кўзга кўринадиган қисмида ҳамма рангсиз шаффоф моддалар учун 146-в расмда тасвирланган кўринишга эга бўлади. Тўлқин узунлигининг камайиши билан синдириш кўрсаткичи тез орта боради. Демак, модда дисперсияси деб аталувчи  $dn/d\lambda_0$  кагталик ҳам модули бўйича  $\lambda_0$  нинг камайишига қараб ортади. Бундай характердаги дисперсия нормал дисперсия дейилади. 146-а расм нормал дисперсия ҳолига мос келади.

Нормал дисперсия соҳасида  $n$  нинг  $\lambda_0$  га боғлиқлиги тақрибан қуйидаги формула орқали кўрсатилиши мумкин:

$$n = a + \frac{b}{\lambda_0^2} + \frac{c}{\lambda_0^4} + \dots \quad (43.2)$$

бу ерда  $a, b, c, \dots$  — қийматлари ҳар бир модда учун экспериментал аниқланадиган ўзгармас катталиклар. Кўп ҳолда формуланинг биринчи икки ҳади:

$$n = a + \frac{b}{\lambda_0^2}$$

билан чегараланиш мумкин. Бу ҳолда модда дисперсияси:

$$\frac{dn}{d\lambda_0} = -\frac{2b}{\lambda_0^3}$$

қонун бўйича ўзгаради.

Агар модда нурни қисман ютса, шу ютилиш соҳасида ва унинг яқинида дисперсия ўзгаришида аномалия юз бериши сезилади (146-б расм). Спектрнинг баъзи қисмларида қисқа тўлқинлар узун тўлқинларга нисбатан кам синади.  $n$  нинг  $\lambda_0$  га бундай боғлиқлиги аномал дисперсия деб юритилади.

#### 44- §. Группавий тезлик

Қуйидаги:

$$\xi = A \cos(\omega t - kx) \quad (44.1)$$

тенглама билан ифодаланадиган тўлқин чексиз давомлиликка ва узунликка эга бўлган кетма-кет келувчи дўнглик ва ботиқликдан иборат бўлади. Ҳақиқатда (44.1) тенглама  $x$  ва  $t$  ларнинг  $-\infty$  ва  $+\infty$  оралигида ётган ҳамма қийматлари учун бўлган  $\xi$  силжишни аниқлаб беради. Бундай тўлқин ёрдамида ҳеч қандай сигнални узатиш мумкин эмаслиги аниқ. Тўлқиндан сигнални узатувчи сифатида фойдаланиш учун унга „белги“ қўйиш, зўтайлик бирор вақт оралигида уни узиб қўйиш лозим бўлади. Лекин бу ҳолда тўлқин энди (44.1) тенглама билан ифодаланмайди.

(44.1) билан ифодаланган тўлқин фазасининг фиксацияланган қиймати

$$\omega t - kx = \text{const}$$

ни оламиз. Бу ифодани дифференциялаш  $\omega dt - k dx = 0$  ни беради. Бундан фазанинг шу берилган қийматининг фазода қўчиш тезлиги  $v = dx/dt$  учун:

$$v = \frac{\omega}{k} \quad (44.2)$$

қиймат ҳосил бўлади.

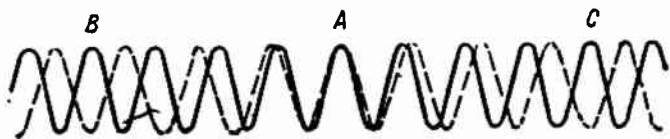
Бизга маълумки,  $v$  — катталиқ тўлқиннинг фазавий тезлиги деб аталади.

Биз 19- § да айтиб ўтганимиздек, ҳатто монохроматик деб аниқланган ёруғлик ҳам частотаси  $\Delta\omega$  интервалда ётувчи (44.1) кўринишдаги тўлқинларнинг қўшилишидан иборат бўлади. Частотаси (ёки тўлқин узунлиги) билан бир-бирларидан кам фарқ қиладиган тўлқинлар суперпозицияси тўлқинлар группаси деб аталади. Тўлқинлар группасининг ифодаси қуйидаги:

$$\int_{\omega - \Delta\omega/2}^{\omega + \Delta\omega/2} A_{\omega} \cos(\omega t - k_{\omega} x) d\omega \quad (44.3)$$

кўринишга эга бўлади.

(44.3) даги қўшилувчи тўлқинлар  $\lambda$  билан, демак,  $k$  ( $k = 2\pi/\lambda$ ) билан ҳам бир-бирларидан фарқ қилади. Қўшилувчи тўлқинларнинг бирор  $t$  вақт моментидagi фазалар фарқи турли нуқталарда (турли  $x$  лар учун) турлича бўлади. Тўлқинлар баъзи нуқталарда бир-бирларини кўпроқ бошқа бир нуқталарда эса камроқ кучайтиради. Тўлқинларнинг берилган моментда бир-бирини энг кўп кучайтирган жойида интенсивликнинг максимуми кузатилади. Бу максимум вақт ўтиши билан фазода бир жойдан иккинчи жойга кучади. Айтилганларни турли  $\lambda$  ли икки тўлқиннинг қўшилиши мисолида тушунтириш мумкин



147- расм.

(147- расм). Тўлқинларнинг бири туташ, иккинчиси эса пункт-гир чизик билан тасвирланган. Иккала тўлқиннинг айна пайтда фазалари бир хил бўлган  $A$  нуқтада интенсивлик максимал бўлади.  $B$  ва  $C$  нуқталарда иккала тўлқин қарама-қарши фазада. Шунинг учун натижавий тўлқиннинг интенсивлиги минимал бўлади.

Тўлқинлар группасининг амплитудаси максимал бўлган нуқта тўлқинлар группасининг маркази деб аталади. Агар тўлқинлар группасининг ҳамма ташкил этувчилари бир

**IV**  $v$  фазавий тезлик билан тарқалса, тўлқинларнинг нисбий жойлашиши ҳамма вақт ўзгармасдан қолади. Демак, группа маркази ҳам щунингдек, фазода  $v$  тезлик билан ҳаракатланади

Агар дисперсия, яъни тўлқинларнинг фазавий тезлигининг частотага боғлиқлиги, кузатилаётган бўлса, иш бошқача бўлади. Бу ҳолда тўлқинлар группасининг маркази группавий тезлиги деб аталувчи

$$u = \frac{d\omega}{dk} \quad (44.4)$$

тезлик билан ҳаракатланади.

(44.2) га асосан  $\omega$  ни  $v \cdot k$  орқали алмаштириб, группавий тезлик ифодасини қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$u = \frac{d(vk)}{dk} = v + k \frac{dv}{dk}.$$

Бу ифодада  $dv/dk$  ни  $(dv/d\lambda) \cdot (d\lambda/dk)$  билан алмаштирамиз. Таърифга кўра  $k = 2\pi/\lambda$  ёки  $\lambda = 2\pi/k$ . Демак,  $d\lambda/dk = -2\pi/k^2 = -\lambda/k$ , шунинг учун  $dv/dk = -(dv/d\lambda)(\lambda/k)$ . Бу қийматни  $u$  нинг ифодасига қўйиб:

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} \quad (44.5)$$

ни ҳосил қиламиз.

(44.4) ва (44.5) ифодаларнинг эквивалентлиги кўриниб турибди.

(44.4) формуланинг тўғрилигини

$$\begin{aligned} \xi_1 &= a \cos(\omega t - kx), \\ \xi_2 &= a \cos[(\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)x] \end{aligned}$$

тенгламалар билан ифодаланувчи иккита қўшилувчи тўлқин мисолида исбот қилайлик.

Ҳисоблашларни соддалаштириш мақсадида биз иккала тўлқин амплитудасини бир хил деб олдик.  $\Delta\omega \ll \omega$ ;  $\Delta k \ll k$  шартлар бажарилади деб ҳисоблаймиз. Тенгламаларни ўзаро қўшиб, косинуслар йиғиндисини учун қўлланиладиган формула бўйича ўзгартиришлар ўтказиб, натижавий тўлқиннинг тенгламасини ҳосил қиламиз:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = \left[ 2a \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right) \right] \cos(\omega t - kx) \quad (44.6)$$

(иккинчи кўпайтувчида биз  $\Delta\omega$  ни  $2\omega$  га  $\Delta k$  ни  $2k$  га нисбатан кичик деб назарга олмадик).

Квадрат қавс ичида турган кўпайтувчи  $x$  ва  $t$  ларнинг ўзгаришига қараб иккинчи кўпайтувчига нисбатан анча секин ўзгаради. Шунинг учун (44.6) ифодани амплитудаси

$$\text{Амплитуда} = \left[ 2a \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right) \right]$$

қонун<sup>1)</sup> бўйича ўзгарувчи ясси тўлқин тенгламаси деб қараш мумкин.

Амплитуданинг максимумига ноль ( $\epsilon$ ки  $\pm m\pi$ , бу ерда  $m$  — бутун сон) га тенг бўлган фаза мос келади. Демак, тўлқин группаси марказининг  $x_m$  координатаси  $t$  вақт моментида

$$\frac{\Delta\omega}{2} t - \frac{\Delta k}{2} x_m = 0$$

шартдан аниқланади. Бундан группавий тезлик  $u = dx_m/dt$  учун  $u = \Delta\omega/\Delta k$  қиймат келиб чиқади. Дифференциалга ўтиб, (44.4) формулани ҳосил қиламиз.

(44.5) формуладан кўринишича,  $dv/d\lambda$  нинг ишорасига қараб  $u$  группавий тезлик  $v$  фазавий тезликдан кичик ва катта бўлиши ҳам мумкин. Дисперсия бўлмаганда  $dv/d\lambda = 0$  бўлиб, группавий тезлик фазавий тезликка тенг бўлиб қолади.

Интенсивликнинг максимуми тўлқинлар группасининг марказига тўғри келади. Шунинг учун группавий тезлик тушунчаси мазмунга эга бўлган ҳолларда тўлқиннинг энергияни кўчириш тезлиги группавий тезликка тенг бўлади.

Группавий тезлик тушунчасини берилган муҳитда тўлқин энергиясининг ютилиши унча катта бўлмаган шароитдагина қўллаш мумкин. Тўлқиннинг кучли сўнишида группавий тезлик тушунчаси маънога эга бўлмайди. Бундай ҳол аномал дисперсия соҳасида юз беради. Бу соҳада ютилиш жуда катта ва группавий тезлик тушунчасини қўллаш мумкин эмас.

Бу параграфда айтилганлардан шу нарса аён бўлдики, 4-§ да кўриб ўтилган ҳамма тажрибаларда ёруғлик тўлқинларининг фазавий тезлиги эмас, балки группавий тезлиги аниқланган (вакуумда бу тезликлар бир хил бўлишини эслатиб ўтайлик).

## 45- §. Дисперсиянинг элементар назарияси

Ёруғлик дисперсияси электромагнит назария ва модданинг электрон назарияси асосида тушунтирилиши мумкин. Бунинг учун ёруғликнинг модда билан ўзаро таъсирлашиш процессини кўриб чиқиш лозим. Электроннинг атомдаги ҳаракати квант механикаси қонунларига бўйсунди (66- § га қаранг). Хусусан, атомда электроннинг траекторияси каби тушунча ўз маъносини йўқотади. Лекин, Лоренцнинг кўрсатишича, кўпчилик оптикавий ҳодисаларни сифат жиҳатидан тушуниш учун, атом ва молекулаларнинг ичида квазиэластик боғланган электронларнинг мавжудлиги ҳақидаги гипотеза билан чеғараланиш етарли бўлади. Мувозанат ҳолатдан четга чиқариладиган бундай электронлар тебрана бошлаб, тебраниш энергиясини аста-секин

<sup>1)</sup> I том, (70.1) ва (70.2) формулалар билан солиштиринг. (44.6) функциянинг белгиланган  $t$  даги  $x$  га боғлиқлиги I том, 173-а расмидаги эгри чизикқа ўхшаш этри чизик билан тасвирланади.

электромагнит тўлқинларнинг нурланиши учун сарфлайди. Натижада тебранишлар сўнувчи бўлади. Тезликка пропорционал бўлган „ишқаланиш кучи“ тушунчасини киритиб сўнишни ҳисобга олиш мумкин.

Электромагнит тўлқиннинг моддадан ўтишида ҳар бир электрон:

$$f = eE_0 \cos(\omega t + \alpha) \quad (45.1)$$

қонун бўйича ўзгарувчи электр кучининг таъсири остида бўлади. Бу ерда  $\alpha$ —берилган электрон координатлари билан аниқланувчи катталик,  $E_0$ —тўлқиннинг электр майдон кучланганлик амплитудаси.

Бу куч таъсирида электрон мажбурий тебрана бошлайди. Бу тебранишнинг амплитудаси ( $r_m$ ) ва фазаси ( $\varphi$ ) қуйидаги формулалардан аниқланади:

$$\left. \begin{aligned} r_m &= \frac{(eE_0/m)}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}, \\ \operatorname{tg}\varphi &= \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \end{aligned} \right\} \quad (45.2)$$

[1 том, (75.7) ва (75.8) формулаларга қаранг;  $\omega_0$ —электроннинг хусусий частотаси,  $\beta$ —сўниш коэффициентини].

Тебранаётган электрон  $c$  тезлик билан тарқалалиган иккиламчи тўлқинни уйғотади. Иккиламчи тўлқинлар бирламчи тўлқинлар билан қўшилиб натижавий тўлқинни ҳосил қилади. Иккиламчи тўлқинларнинг фазаси бирламчи тўлқинларнинг фазасидан фарқ қилади [(45.2) га қаранг]. Бу эса натижавий тўлқиннинг моддада, унинг бўшлиқдаги тезлигидан фарқ қилувчи  $v$  фазавий тезлик билан тарқалишига олиб келади (бирламчи ва иккиламчи тўлқинларнинг моддадаги фазавий тезлиги  $c$  га тенг). Электронларнинг мажбурий тебранишлари қанчалик кучли бўлса (яъни тўлқиннинг частотаси электронларнинг резонанс частотасига қанчалик яқин бўлса),  $v$  ва  $c$  лар орасидаги фарқ шунчалик катта бўлади. Бу ерда  $v$  нинг  $\omega$  га боғлиқлиги, яъни дисперсиянинг мавжудлиги келиб чиқади.

Ҳисоблашларни соддалаштириш мақсадида нурланиш ҳисобига бўлаётган сўнишни аввал назарда тутмай туриб, кейинчалик биз ҳосил бўлган формулага тегишли тузатма киритиш билан ҳисобга оламиз. (45.2) формулаларда  $\beta=0$  деб:

$$r_m = \frac{(eE_0/m)}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \varphi = 0$$

ни ҳосил қиламиз.

Шундай қилиб, сўниш бўлмаганда электрон (45.1) куч таъсирида қуйидаги:

$$r(t) = \frac{(eE_0/m)}{\omega_0^2 - \omega^2} \cos(\omega t + \alpha)$$

формула билан ифодаланадиган тебранма ҳаракат қилади.

Электр майдон кучланганлигининг модданинг берилган нуқтасидаги оний қиймати  $E(t) = E_0 \cos(\omega t + \alpha)$  эканлигини назарда тутиб, электроннинг мувозанат ҳолатидаги силжишининг оний қийматини қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$r(t) = \frac{(e/m)E(t)}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

Электронларнинг<sup>1)</sup> мувозанат ҳолатидан силжиши натижасида молекула электрик диполь моментига эга бўлади, [II том, (13.3) формулага қаранг]:

$$p(t) = \sum e_i r_i(t) = \left( \sum \frac{e_i^2 / m_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2} \right) E(t)$$

(Йиғинди молекула таркибига кирувчи ҳамма электронлар бўйича олинади;  $r_i(t)$  силжишларнинг йўналишлари  $E(t)$  нинг йўналиши билан мос тушади, шунинг учун геометрик йиғиндини алгебраик йиғинди билан алмаштириш мумкин).

$p(t)$  ни бирлик ҳажмдаги  $N$  молекулалар сонига кўпайтириб, модда қутбланиш векторининг оний қиймати ифодасини ҳосил қиламиз:

$$P(t) = Np(t) = N \left( \sum \frac{e_i^2 / m_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2} \right) E(t). \quad (45.3)$$

Таърифга кўра модданинг диэлектрик сингдирувчанлиги [II том, (16.8) ва (15.2) формулаларга қаранг]:

$$\epsilon = 1 + \kappa = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E}$$

га тенг. Бунга  $P/E$  қийматни (45.3) формуладан олиб келиб ва (16.6) га асосан  $\epsilon$  ни  $n^2$  билан алмаштириб қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

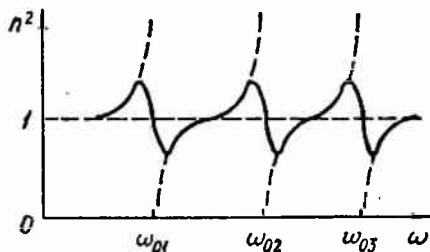
$$n^2 = 1 + \frac{N}{\epsilon_0} \sum \frac{e_i^2 / m_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}. \quad (45.4)$$

Тўлқин частотаси  $\omega$  нинг ҳамма хусусий  $\omega_{0i}$  частоталардан етарли даражада фарқ қиладиган қийматларида (45.4) даги йиғинди бирдан кичик бўлади, шунинг учун  $n^2 \approx 1$ . Ҳар бир хусусий частотага яқин бўлган жойда (45.4) функция узилишга эга бўлади: агар  $\omega < \omega_{0i}$  бўлса,  $\omega \rightarrow \omega_{0i}$  да функция  $+\infty$  га ва агар  $\omega > \omega_{0i}$  бўлса,  $\omega \rightarrow \omega_{0i}$  да функция  $-\infty$  га айланади. Функциянинг бундай

<sup>1)</sup> Ядроларнинг массаси электронларнинг массасидан кўп марта катта, шунинг учун мусбат зарядларнинг силжишини ҳисобга олмадик ҳам бўлади.

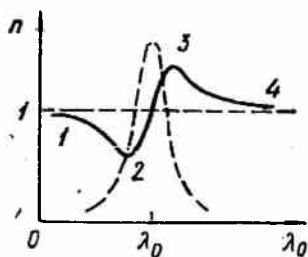
хусусиятга эга бўлишининг сабаби, бизнинг сўнишни ҳисобга олмаганимиздир (агар  $\beta = 0$  десак, мажбурий тебранишлар амплитудасининг (45.2) ифодаси  $\omega = \omega_0$  да  $\infty$  га айланади.  $\beta$  нолдан фарқли бўлганда, амплитуда  $\omega$  нинг ҳамма қийматларида чекли бўлиб қолади). Сўнишни ҳисобга олиш  $n^2$  нинг  $\omega$  га 148-расмда курсатилгандек боғлиқ бўлишига олиб келади. [Расмда (45.4) функциянинг кўриниши пунктир билан кўрсатилган].

$n^2$  дан  $n$  га ва  $\omega$  дан  $\lambda_0$  га ўтиб, 149-расмда кўрсатилган эгри чизиққа эга бўламиз (эгри чизиқнинг резонанс тўлқин узун-



148-расм.

ликларидан бирининг соҳасига тўғри келган қисми берилган). Пунктир эгри чизиқ ёруғликнинг моддадаги ютилиш коэффициентининг ўзгариш йўлини тасвирлайди (кейинги параграфга қаранг). Эгри чизиқнинг 3-4 қисми 146-в расмда келтирилган эгри чизиққа ўхшашдир. 1-2 ва 3-4 қисмлар нормал дисперсияга мос келади ( $dn/d\lambda < 0$ ). 2-3 қисмда дисперсия аномал бўлади ( $dn/d\lambda_0 > 0$ ). 1-2 соҳада синдириш кўрсаткичи бирдан кичик ва демак, тўлқиннинг фазавий тезлиги  $c$  дан катта. Бу ҳол нисбийлик назариясининг сигнални узатиш тезлиги  $c$  дан катта бўлиши мумкин эмас деган тасдиқига зид эмас. Биз бундан аввалги параграфда сигнални идеал монохроматик тўлқин ёрдамида узатиш мумкин эмаслигини аниқлаган эдик. Тўлиқ монохроматик бўлмаган тўлқинлар (тўлқинлар группаси) ёрдамида энергияни (яъни сигнални) узатиш группавий тезликка (44.5) тенг бўлган тезлик орқали амалга оширилади. Нормал дисперсия соҳасида  $dv/d\lambda > 0$  ( $an$  ва  $dv$  лар ҳар хил ишорага эга, лекин  $dn/d\lambda < 0$ , демак,  $v > c$  бўлса ҳам, группавий тезлик  $c$  дан кичик бўлади. Аномал дисперсия соҳасида группавий тезлик тушунчаси ўз маъносини йўқотади



149-расм.

(ютилиш жуда катта). Шунинг учун (44.5) формула бўйича ҳисобланган  $u$  нинг қиймати энергиянинг узатилиш тезлигини характерламайди. Тегишли ҳисоблашлар бу соҳада ҳам энергия узатиш тезлиги учун  $c$  дан кичик қийматни беради.

Хулоса қилиб шуни айтиб ўтамизки, жуда кўп моддалар учун тажрибада яхши синалган маълум фаразлардан сўнг (45.4) формуладан тақрибий (43.2) формулани ҳосил қилиш мумкин.

## 46- §. Ёруғликнинг ютилиши

Электромагнит тўлқин моддадан ўтганда тўлқин энергиясининг бир қисми электронлар тебранишини уйғотишга сарф бўлади. Бу энергия қисман электронлар уйғотган иккиламчи тўлқин тарзида нурланишга қайтади; қисман эса бошқа турдаги энергияга (масалан, атомларнинг ҳаракат энергиясига, яъни модданинг ички энергиясига) айланади. Шундай қилиб, ёруғлик моддадан ўтганида, унинг интенсивлиги камаяди—ёруғлик моддада ютилади. Электронларнинг мажбурий тебраниши ва демак, ёруғликнинг ютилиши ҳам резонанс частотада айниқса интенсив бўлади (149- расмдаги пунктир чизиқ билан тасвирланган ютилиш эгри чизиғига қаранг).

Тажириба кўрсатадики, ёруғлик интенсивлигининг  $dl$  масофада ўзгариши шу масофа ва шу интенсивлик катталигига пропорционал:

$$dl = -\kappa I dl, \quad (46.1)$$

Бу ифодада  $\kappa$ —ютувчи модда хусусиятига боғлиқ бўлиб, ютилиш коэффициентини деб аталувчи ўзгармас катталиқ. Минус ишора  $dl$  ва  $dl$  лар турли ишорали бўлганлари учун қўйилган.

Ёруғликнинг ютувчи қатламга (чегарага ёки модда ичидаги бирор жойга) кириш пайтида интенсивлиги  $I_0$  га тенг бўлсин. Модданинг  $l$  қалинликдаги қатлампанан ўтган ёруғликнинг  $I$  интенсивлигини топайлик. Бунинг учун (46.1) ифодани ўзгарувчиларга ажратиб, сўнг интеграллаймиз:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\kappa \int_0^l dl.$$

Натижада:  $\ln I - \ln I_0 = -\kappa l$  ҳосил бўлади, бундан

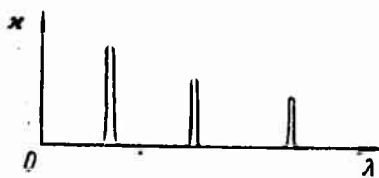
$$I = I_0 e^{-\kappa l}. \quad (46.2)$$

(46.2) муносабат Буггер қонуни деб аталади. Бу қонунга асосан ёруғлик интенсивлиги ютувчи моддада экспоненциал камаяди.  $I = I_0 e^{-\kappa l}$  булганда  $I$  интенсивлик  $I_0$  га нисбатан  $e$  марта кам бўлади. Шундай қилиб, ютилиш коэффициенти ўтаётган ёруғлик интенсивлигини  $e$  марта камайтирадиган қатлам қалинлигига тескари бўлган катталиқдир.

Ютилиш коэффициенти  $\lambda$  тўлқин узунлигига (ёки  $\omega$  частотага) боғлиқ. Атом ёки молекулалари деярли ўзаро таъсирлашмайдиган ҳолатдаги моддалар (газлар ва унча катта босимда бўлмаган металл буглари) да ютилиш коэффициенти купчилик тўлқин узунликлари учун нолга яқин ва фақат жуда қисқа (ангстремнинг юздан бири тартибдаги кенгликка эга булган) спектрал соҳаларда кескин бўлган максимумларга эга (150-расмга қаранг). Бу максимумлар атом ичидаги электронлар



тебранишларининг резонанс частоталарига мос келади. Кўп атомли молекулалар учун ҳам, молекулалар таркибидаги атомлар тебранишларига мос частоталар кузатилади. Атом массаси электрон массасидан бир неча ўн минг марта катта бўлгани сабабли молекуляр частоталар атом частоталаридан анча кичик бўлади. Улар спектрнинг инфракизил соҳасига тўғри келади.



150- расм.

Каттиқ jismlar, суюқликлар ва газлар юқори босимда анча кенг ютилиш полосасига эга бўлади (151- расм). Газларнинг босими орта борган сари ютилиш максимумлари аввал жуда ингичка бўлиб (150- расмга қаранг), сўнг кенгайиб боради ва юқори босимларда газларнинг ютилиш спектри суюқликларнинг ютилиш спектрига яқинлашиб боради. Бу факт ютилиш полосасининг кенгайиши атомларнинг ўзаро таъсирлашишларининг натижаси эканлигини кўрсатади.



151- расм.

Металлар ёруғлик учун шаффоф эмас (улар учун  $x$  сантиметрнинг ўн мингдан бир бўлаги гартибига тенг бўлади; солиштириш мақсадида шиша учун  $x \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$  эканлигини кўрсатамиз). Бу ҳолни металлардаги эркин электронларнинг мавжудлиги юзага келтирган. Ёруғлик тўлқинининг

электр майдони таъсирида эркин электронлар ҳаракатга келади—металларда Ленц-Жоуль иссиқлигини вужудга келтирувчи тез ўзгарувчан тоқлар ҳосил бўлади. Натижада ёруғлик тўлқинининг энергияси тез камайиб, металлнинг ички энергиясига айланади.

#### 47- §. Ёруғликнинг сочилиши

Ёруғликнинг сочилиш процесси классик нуқтаи назардан моддадан ўтаётган ёруғлик атомлардаги электронларнинг тебранишини уйғотишидан иборатдир. Тебраниётган электронлар ҳамма йўналиш бўйлаб тарқалаётган иккиламчи тўлқинларнинг манбаи бўлиб қолади. Бу ҳодиса бир қарашда истаган шароитда ёруғликнинг сочилишига олиб келадигандай бўлиб кўринади. Лекин иккиламчи тўлқинлар когерент бўлади, шунинг учун уларнинг ўзаро интерференцияланишларини назарда тутиш зарур.

Тегишли ҳисоблашларнинг кўрсатишича, бир жинсли муҳитда иккиламчи тўлқинлар бирламчи тўлқинларнинг тарқалиш йўналишидан бошқа ҳамча йўналишда бир-бирини бутунлай сўндиради. Шунинг учун ёруғликнинг йўналишлар бўйича

қайта тақсимланиши, яъни ёруғликнинг сочилиши юзага келмайди. Бирламчи нурнинг йўналишида иккиламчи тўлқинлар шу ўтаётган бирламчи тўлқинлар билан интерференцияланиб, фазавий тезлиги  $c$  дан фарқ қиладиган натижавий тўлқинни юзага келтирадilar. Ёруғликнинг синиши ва дисперсияси биз аввалги параграфларда кўриб ўтганимиздек, юқоридаги ҳол билан тушунтирилади.

Шундай қилиб, ёруғликнинг сочилиши фақат бир жинсли бўлмаган муҳитда юзага келади. Ёруғлик тўлқинлари муҳитнинг бир жинслимасликларида дифракцияланиб, интенсивлигининг ҳамма йўналиш бўйича деярли бир хил тақсимланганлиги билан характерланувчи дифракцион манзарани ҳосил қилади. Ёруғликнинг майда бир жинслимасликлардаги бундай дифракцияси ёруғликнинг сочилиши<sup>1)</sup> деб аталади.

Оптикавий бир жинслимасликлари аниқ ифодаланган муҳитлар лойқа муҳит номи билан юритилади. Буларга: 1) тун, яъни газлардаги муаллақ ҳолда юрган майда зарралар; 2) туман—газларда муаллақ ҳолда юрган суюқликнинг майда томчилари; 3) суюқликда муаллақ сузиб юрувчи қаттиқ зарралардан ҳосил бўлган суспензиялар; 4) бир суюқликнинг майда зарраларининг бошқа, биринчисини эритмайдиган суюқликда муаллақ юришларидан ҳосил бўлган эмульсиялар (эмульсияга сутни мисол қилиб олиш мумкин, у ёғ томчиларининг сувда муаллақ юришларидан ҳосил бўлади); 5) садаф, опал, сутдек оппоқ (хира) шиша каби қаттиқ жисмлар кирази

Ёруғликнинг ён томонларга сочилиши туфйли интенсивликнинг тарқалиш йўналиши бўйича камая бориши фақат биргина ютилиш бўлаётганга нисбатан тезроқ юз берали. Шу сабабли лойқа муҳит учун (46.2) ифодада ҳақиқий  $\chi$  ютилиш коэффиценти билан биргаликда қўшимча сочилиш ҳисобига юзага келадиган  $\chi'$  коэффиценти ҳам туриши керак, яъни

$$I = I_0 e^{-(\chi + \chi')z} \quad (47.1)$$

$\chi'$  катгалик экстинкция коэффиценти деб аталади.

Агар бир жинслимасликлар ўлчови ёруғлик тўлқин узунлигидан кичик ( $\sim 0,1\lambda$  агрофида) булса, сочилган ёруғлик интенсивлиги  $I$  ёруғлик частотасининг тўртинчи даражасига тўғри пропорционал ёки тўлқин узунлигининг тўртинчи даражасига тескари пропорционал, яъни

$$I \propto \omega^4 \propto \frac{1}{\lambda^4} \quad (47.2)$$

Бу боғланиш Релей қонуни номи билан юритилади. Агар электромагнит назарияга асосан иккиламчи тўлқинлар интенсивлиги нурланувчи электрон тезланишининг квадратига

1) Баъзида бу ҳодисани диффузия ёки Гиндаль ҳодисаси деб атайдилар.

пропорционал эканлигини назарда тутсак, формуланинг келиб чиқишини тушуниш осон [II том, (114.5) формулага қаранг].

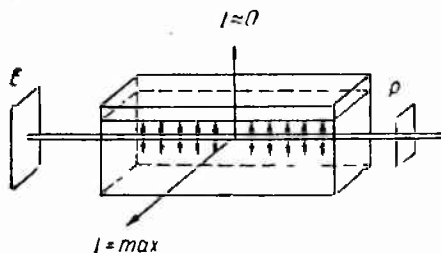
Ёруғлик тўлқини таъсиридаги электроннинг ҳаракати гармоник  $r = r_m \cos \omega t$  қонун бўйича содир бўлади. Бу ҳолда тезланиш  $\omega^2$  га пропорционал. Демак, нурланиш интенсивлиги  $\omega^4$  га пропорционал.

Агар бир жинслимасликлар ўлчови тўлқин узунлиги тартибда бўлса, бир жинслимасликнинг турли жойларида турган электронлар бир-бирларига нисбатан фаза бўйича сезиларли силжиш билан тебранаётган бўлади. Бу ҳол ҳодисани мураккаблаштириб, бошқа қонуниятларга олиб келади. Сочилган ёруғлик интенсивлиги частотанинг фақат квадратига пропорционал (тўлқин узунлигининг квадратига тескари пропорционал) бўлиб қолади.

Сочилган ёруғлик қисман қутбланган бўлишини эслатиб ўтамиз (29-§, 113-расмга қаранг).

(47.2) қонуниятнинг намоён бўлишини лойқа суюқлик солинган идишдан оқ ёруғлик дастасини ўтказиб кузатиш осон (152 расм). Ёруғликнинг сочилиши туфайли дастанинг суюқликдаги изи идишнинг ён томонидан яхши кўринади. ёруғликнинг қисқа тўлқинлари узунларига қараганда кучлироқ сочилганлиги сабабли бу из ҳаво ранг бўлиб кўринади. Суюқликдан ўтган даста катта узун тўлқинли нурланиш билан бойиб, E экранда, оқ рангнинг ўрнига қизгиш сариқ доғ ҳосил қилади.

Дастанинг идишга кириш олдига поляризатор қўйиб, бирламчи даста йўналишига перпендикуляр бўлган турли йўна-



152- расм.

лишларда сочилган ёруғлик интенсивлигининг бир хил бўлмаганини сезамиз Диполь нурланишининг йўналишга эга бўлиши (II том, 246-расмга қаранг) бирламчи дастанинг тебраниш текислиги билан мос тушган йўналишларда сочилган ёруғлик интенсивлигининг амалда нолга тенг бўлишига тебраниш текислигига тик йўналишда эса максимал бўлишига олиб келади. Поляризаторни бирламчи даста йўналиши атрофида айлантириб, берилган йўналишда сочилаётган ёруғликнинг ўзаро алмашилиб келаётган кучайиш ва сусайишларини кузатамиз.

Ҳатто бошқа аралашма ва ифлослардан яхшилаб тозаланган ва лойқа муҳит деб аталиши мумкин бўлмаган суюқлик

ва газлар ҳам ёруғликни маълум бир даражада сочадилар. Бу ҳолда оптикавий бир жинслимаслик намоён бўлишининг сабабини Л. И. Мандельштам ва М. Смолуховскийлар зичлик флуктуацияси (яъни кичик ҳажмларда кузатиладиган зичликнинг ўртача қийматидан четланиши) да деб топдилар. Бу флуктуациялар модда молекулаларининг тартибсиз ҳаракати туфайли юзага келади; шунинг учун молекулалар сабабчи бўлган ёруғликнинг бу тур сочилиши молекуляр сочилиш деб аталган.

Осмоннинг ҳаво ранг тусда кўриниши молекуляр сочилиш билан тушунтирилади. Атмосферадаги узлуксиз равишда юз бериб турувчи тартибсиз молекуляр ҳаракатлар натижасида вужудга келувчи ҳавонинг қуюқланиш ва сийракланиш жойлари қуёшдан келаётган ёруғликни сочиб беради. Бунда (47.2) қонунга асосан ҳаво ранг ва кук рангдаги нурлар сариқ ва қизил рангдаги нурларга нисбатан кучлироқ сочилиб осмонни ҳаво ранг қилиб кўрсатади. Қуёш горизонтдан пастда турганда, ундан бевосита тарқалаётган нурлар катта қалинликдаги сочувчи муҳитдан ўтиши натижасида узун тўлқинлар билан боғийди. Шу сабабли осмон эрта тонгда қизғиш рангга бўялган кўринади.

Зичлик флуктуациясининг ортиши учун айниқса молда критик ҳолатининг (критик нуқтада  $dp/dV = 0$ , I том 118-§ га қаранг) яқинида қулай шароит юзага келади. Бу флуктуациялар ёруғликнинг шундай интенсив сочилишига олиб келадики, ёруғлик йўлидаги модда солинган шиша ампула бутунлай қора бўлиб кўринади (бу ҳодиса критик опалесценция деб аталади).

#### 48-§. Вавилов—Черенков эффекти

П. А. Черенков С. И. Вавилов раҳбарлиги остида ишлаб, 1934 йилда радийнинг  $\gamma$ -нурлари таъсирида суюқликларнинг алоҳида тур нурланишга эга бўлишини топди. Вавилов бу тур нурланишнинг манбаи  $\gamma$ -нурлар вужудга келтираётган кагта тезликдаги электронлар деб тўғри фараз қилди. Вавилов—Черенков эффекти деб аталган бу ҳодисани 1937 йилда И. Е. Тамм ва И. М. Франклар<sup>1)</sup> назарий тушунтириб бердилар.

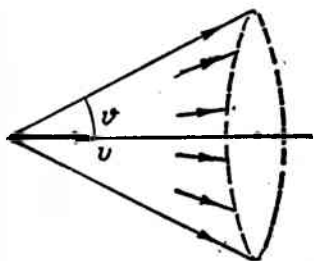
Электромагнит назарияга асосан, тезланишсиз ҳаракагланаётган заряд электромагнит тўлқинлар чиқармайди (II том, 114-§ га қаранг) Лекин Тамм ва Франкларнинг кўрсатишларича, зарядланган зарранинг  $v$  тезлиги<sup>2)</sup> зарра ҳаракагланаётган муҳитдаги электромагнит тўлқинларнинг  $c/n$  фазавий тезлигидан катта бўлмаса, бу ҳодиса ўринли бўлади. Зарядланган

<sup>1)</sup> 1958 йилда Черенков, Тамм ва Франкларнинг ишлари Нобель мукофоти билан тақдирланди.

<sup>2)</sup> Нисбийлик назариясига асосан зарранинг тезлиги ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигидан катта бўлиш у ёқда турсин, у қийматга етиши ҳам мумкин эмаслигини эслатиб ўтамай.

зарранинг тезлиги  $v > c/n$  бўлган ҳолда зарра ҳатто текис ҳаракат қилганда ҳам, ўзидан электромагнит тўлқинлар чиқаради.

Аслида нурланаётган заррача ўз энергиясини йўқота бориб, шунинг натижасида манфий тезланиш билан ҳаракат қила бошлайди. Лекин бу тезланиш нурланишга сабаб бўлмасдан ( $v < \frac{c}{n}$  бўлган ҳолга ўхшаб), балки у нурланиш натижаси бўлиб қолади. Агар нурланиш ҳисобига камаё бораётган энергияни бирор йўл билан тўлдирилиб борилганда ҳам  $v > c/n$  тезлик билан текис ҳаракат қилаётган зарра барибир нурланиш манбаи бўлиб қолади.



153- расм.

Вавилов — Черенков нурланишида қисқа тўлқинлар кўп бўлади. Шунинг учун бу нурланиш ҳаво ранг бўлиб кўринади. Бу нурланишнинг энг характерли хусусияти шундаки, у ҳамма йўналиш бўйича ёруғлик чиқармай, фақат ўқи зарранинг ҳаракат йўналиши билан мос тушган (153- расм) ко-

нус ясовчилари бўйлаб ёруғлик чиқаради. Нурланишнинг тарқалиш йўналиши билан зарра тезлик вектори орасидаги  $\theta$  бурчак қуйидаги муносабатдан аниқланади.

$$\cos \theta = \frac{(c/n)}{v} = \frac{c}{nv}. \quad (48.1)$$

Вавилов—Черенков эффекти экспериментал электронлар, мезонлар ва протонларнинг суюқлик ва қаттиқ муҳитдаги ҳаракатларида кузатилган.

Вавилов—Черенков эффекти экспериментал техникада борган сари кенг қўлланмоқда. Черенков сўтчиғи деб аталувчи асбобларда катта тезлик билан ҳаракатланаётган зарралар юзага келтирган ёруғлик чақнаши фотокўпайтиргич<sup>1)</sup> ёрдамида ток импульсига айлантирилади. Бундай сўтчикнинг ишлаб кетиши учун зарранинг энергияси  $v = c/n$  шартдан аниқланадиган чегаравий қийматдан ортиқ бўлиши керак. Шунинг учун Черенков сўтчиклари зарраларни фақат регистрация қилибгина қолмай, балки уларнинг энергиялари ҳақида ҳам маълумот беришлари мумкин. Ҳатто зарранинг тезлиги билан чақнаш йўналиши орасидаги  $\theta$  бурчакни ҳам аниқлаш имкони бўлади; бу эса (48.1) формула бўйича зарранинг тезлигини (ва демак, энергиясини) ҳисоблаб чиқишга имкон беради.

<sup>1)</sup> Фотокўпайтиргич деб, биринчи электроди (фотокатод) ёруғлик таъсирида электронлар чиқариш қобилиятига эга бўлган электрон кўпайтиргичга айтилади (II том. 273-бетга қаранг).

## VII BOB

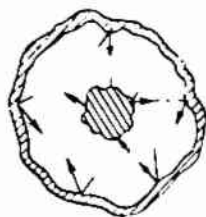
### ИССИҚЛИК НУРЛАНИШИ

#### 49-§. Иссиқлик нурланиши ва люминесценция

Нурланаётган жисмнинг нурланишга сарфлайдиган энергияси турли манбалар ҳисобига тўлдирилиши мумкин. Ҳавода оксидланаётган фосфор химиявий ўзгаришда ажраладиган энергия ҳисобига нурланади. Нурланишнинг бундай тури хемилюминесценция деб аталади. Мустақил газ разрядининг ҳар хил турларида вужудга келувчи нурланиш электролюминесценция дейилади. Қаттиқ жисмларни электронлар билан бомбардимон қилиш туфайли пайдо бўлган нурланиш катод люминесценция деб аталади. Жисмнинг унга характерли бўлган баъзи  $\lambda_1$  тўлқин узунликли нурланишларини шу  $\lambda_1$  дан кичик бўлган  $\lambda_2$  тўлқин узунликли ёруғлик билан нурлангириб (ёки олдиндан нурлангириб қўйиб) ҳосил қилиш мумкин. Бундай процесслар фотолюминесценция<sup>1)</sup> деб юритилади.

Нурланишларнинг энг кўп тарқалгани — жисмларни қиздириш орқали вужудга келтириладиган нурланишдир. Нурланишнинг бу тури иссиқлик (ёки температуравий) нурланиши деб аталади. Иссиқлик нурланиши ихтиёрий температурада вужудга келади, лекин унча юқори бўлмаган температурада амалда фақат узун (инфрақизил) электромагнит тўлқинлар тарқалади.

Нурланаётган жисмни идеал қайтарувчи сиртли ва иссиқлик ўтказмайдиган қобиқ билан ўрайлик (154 расм). Қобиқ ичидан ҳавоси сўриб олинади. Қобиқдан қайтган нурланиш жисмга тушиб, унда (қисман ёки тўлиқ) ютилади. Демак, қобиқни тўлдирган нурланиш билан жисм орасида ўзлуксиз



154- расм.

<sup>1)</sup> Жисмнинг берилган температурадаги иссиқлик нурланишидан ортик а нурланиш давомлиги нурланаётган тўлқин давридан анча катта бўлган нурланишга люминесценция дейилади. Люминесцент моддалар люминофор деб аталади.

равишда энергия алмашинуви содир бўлади. Агар жисм билан нурланиш орасида энергия тақсимоли ҳар бир тўлқин узунлиги учун доимий қолса, жисм—нурланиш системасидаги ҳолат мувозанатли бўлади. Таҷрибанинг кўрсатишича, нурланувчи жисм билан мувозанат ҳолатда бўлувчи нурланиш фақат битта, у ҳам бўлса иссиқлик нурланишидир. Ҳамма бошқа тур нурланишлар мувозанатсиз нурланиш ҳисобланади.

Иссиқлик нурланишининг нурланаётган жисмлар билан мувозанатда бўлишига температура ортганда жисмнинг нурланиш интенсивлиги ҳам орта бориши сабаб бўлади. Жисм билан нурланиш орасида мувозанат бузилган ва жисм энергия ютмайди, балки энергия чиқаради деб фараз қилайлик (154-расм). У вақтда жисмнинг ички энергияси камая бориб, температуранинг пасайишига олиб келади. Бу эса, ўз навбатида, жисм чиқарадиган энергиянинг камайишига олиб келади. Жисмнинг температураси жисмдан нурланаётган энергия миқдори, унда ютилаётган энергия миқдorigа тенглашгунча пасая боради. Агар мувозанат бошқа томонга бузилса, яъни нурланаётган энергия миқдори ютилаётгандан кам бўлса, жисмнинг температураси мувозанат юз бергунча кўтарилади. Шундай қилиб, жисм—нурланиш системасидаги мувозанатнинг бузилиши мувозанатни тикловчи процессларни вужудга келтиради.

Люминесценциянинг исталган тури учун иш бошқача бўлади. Буни хемилюминесценция мисолида кўриб чиқамиз. Нурланишни юзага келтирувчи химиявий реакция давом этаётган пайгда нурланаётган жисм ўзининг бошланғич ҳолатидан борган сари узоқлашиб боради. Жисм ютаётган нурланиш реакция йўналишини ўзгартирмайди, балки аксинча (қизиши туфайли) аввалги йўналишда бораётган реакцияни тезлаштиришга олиб келади. Фақат реакцияга киришувчи модда запаси тугаганда мувозанат юз беради ва химиявий процесслар туфайли вужудга келган нурланиш иссиқлик нурланиш билан алмашилади.

Шундай қилиб, ҳамма тур нурланишлар орасида фақат иссиқлик нурланишигина мувозанатли бўла олади. Мувозанатда бўлган ҳолат ва процессларга термодинамика қонуларини қўллаш мумкин. Демак, иссиқлик нурланиши ҳам термодинамика принципларидан келиб чиқадиган баъзи умумий қонуниятларга бўйсунди. Шу қонуниятларни кўриб чиқайлик.

## 50-§. Кирхгоф қонуни

Иссиқлик нурланишини характерлаш учун ватт ҳисобида ўлчанадиган энергия оқими катталигидан фойдаланамиз (ёруғлик оқими энергия оқими билан кўринувчанлик функцияси орқали боғланган бўлишини эслатиб ўтамиз; 5-§ га қarang).

Нурланаётган жисмнинг бирлик сиртидан ҳамма йўналиш бўйлаб ( $2\pi$  фазовий бурчак ичида) чиқараётган энергия оқими

жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги  $R_\omega$  деб аталади. [ 6.8) катталиқ билан солиштиринг].

Нурланиш турли  $\omega^1$  частотали (ёки  $\lambda$  узунликли) тўлқинлардан иборат. Жисмнинг бирлик сиртидан  $d\omega$  частоталар интервалидан чиқараётган энергия оқимини  $dR_\omega$  билан белгилайлик (белгилашларни мураккаблаштирмаслик мақсадида, биз  $R$  нинг пастадаги „Э“ индексини тушириб қолдирдик).  $d\omega$  интервалнинг кичик қийматида  $dR_\omega$  оқим  $d\omega$  га пропорционал бўлади;

$$dR_\omega = r_\omega d\omega. \quad (50.1)$$

$r_\omega$  катталиқ жисмнинг чиқариш қобилияти деб аталади. Тажрибадан маълум бўлишича, чиқариш қобилияти жисмнинг температурасига кучли боғлиқ. Демак,  $r_\omega$  частота ва температуранинг функциясидир. Энергиявий ёритувчанлик ҳам мос равишда температуранинг функцияси ҳисобланади.

Чиқариш қобилиятини билган ҳолда энергиявий ёритувчанликни ҳисоблаш мумкин:

$$R_{\omega T} = \int dR_{\omega T} = \int r_{\omega T} d\omega \quad (50.2)$$

(энергиявий ёритувчанлик ва чиқариш қобилиятини температурага боғлиқ эканликларини кўрсаташ учун уларга „ $T$ “ индекс қўшдик).

Нурланишни  $\omega$  частота ўрнига  $\lambda$  тўлқин узунлиги билан характерлаш мумкин.  $d\omega$  спектр қисмига  $d\lambda$  тўлқин узунлик интервали мос келади. Айнан бир соҳани аниқловчи  $d\omega$  ва  $d\lambda$  лар  $\lambda = c/\nu = 2\pi c/\omega$  формуладан келиб чиқувчи оддий муносабат билан боғланган. Дифференциаллаш

$$d\lambda = -\frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} d\omega \quad (50.3)$$

ни беради.

Бу ифодадаги минус ишора муҳим роль ўйнамайди, у фақат  $\omega$  ва  $\lambda$  катталиқлардан бирининг ортиши билан иккинчисининг камайишини кўрсатади. Шунинг учун биз бундан кейин минус ишорани ёзмаймиз.

Энергиявий ёритувчанликнинг  $d\lambda$  интервалга тўғри келувчи қисмини (50.1) га ўхшатиб

$$dR_\lambda = r_\lambda d\lambda. \quad (50.4)$$

кўринишда ёзиш мумкин.

Агар (50.1) ва (50.4) ифодаларга кирувчи  $d\omega$  ва  $d\lambda$  интерваллар (50.3) муносабат билан боғланган бўлса, яъни спектрнинг айнан бир қисмига тегишли бўлса,  $dR_\omega$  ва  $dR_\lambda$  катталиқлар бир хил бўлиши керак;

$$r_\omega d\omega = r_\lambda d\lambda,$$

1) Одатдаги  $\nu$  частота ўрнига  $\omega$  доиравий частотадан фойдаланиш қулай.



Кейинги тенгликда  $d\lambda$  ни (50.3) га асосан алмаштирсак қуйидагини оламиз:

$$r_{\omega} d\omega = r_{\lambda} \frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega = r_{\lambda} \frac{\lambda^2}{2\pi c} d\omega,$$

бундан

$$r_{\omega} = r_{\lambda} \frac{2\pi c}{\omega^2} = r_{\lambda} \frac{\lambda^2}{2\pi c}. \quad (50.5)$$

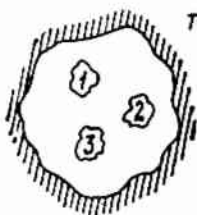
(50.5) ёрдамида  $r_{\lambda}$  дан  $r_{\omega}$  га ва аксинча ўтиши мумкин.

Жисм сиртиниңг элементар юзга  $d\omega$  частота интервалида бўлган электромагнит тўлқинларнинг нурий энергия оқими  $d\Phi_{\omega}$  тушаётган бўлсин. Бу оқимнинг  $d\Phi_{\omega}$  қисмини жисм ютади. Қуйидаги

$$a_{\omega T} = \frac{d\Phi_{\omega}}{d\Phi_{\omega}^0} \quad (50.6)$$

ўлчамсиз катталики жисмнинг ютиш қобилияти деб аталади. Ютиш қобилияти жисмнинг температурасига боғлиқ. Демак, частота ва температуранинг функциясидир.

Таърифга кўра  $a_{\omega T}$  бирдан катта бўлиши мумкин эмас. Тушаётган ҳамма частотали нурланишни тўлиқ юта оладиган жисмлар учун  $a_{\omega T} \equiv 1$ . Бундай жисм абсолют қора жисм деб аталади.  $a_{\omega T} \equiv a_T = \text{const} < 1$  бўлган жисмлар кул ранг жисмлар деб аталади.



155- расм.

Ихтиёрий жисмнинг чиқариш ва ютиш қобилияти ўртасида аниқ боғланиш мавжуд. Бунга қуйидаги тажрибадан кейин ишонч ҳосил қилиш мумкин. Ўзгармас  $T$  температурада тутиб турилувчи берк қобиқ ичига бир нечта жисм киритилган бўлсин (155- расм). Қобиқ ичидаги ҳаво сўриб олинган, демак, жисмлар ўзаро ва қобиқ билан фақат электромагнит тўлқинларни чиқариш ва ютиш билан энергия алмашинишлари мумкин.

Тажрибадан маълум бўлишича, бундай система бирор вақт ўтиши билан иссиқлик мувозанати ҳолатига келади—ҳамма жисмлар қобиқнинг  $T$  температурасига тенг бўлган температурани оладн. Бундай ҳолатда  $r_{\omega T}$  чиқариш қобилияти катта бўлган жисм бирлик сиртдан бирлик вақт ичида кичик  $r_{\omega T}$  га эга бўлган жисмга нисбатан ортиқ энергия йўқотади. Жисмларнинг температураси (ва демак, энергияси ҳам) ўзгармаганлиги сабабли, кўп энергия чиқарувчи жисм кўп энергияни ютиши, яъни катта  $a_{\omega T}$  га эга бўлиши лозим. Шундай қилиб, жисмларнинг  $r_{\omega T}$  чиқариш қобилияти қанча катта бўлса, унинг

$a_{\omega T}$  ютиш қобилияти ҳам шунча катта бўлади. Бундан қуйидаги муносабат келиб чиқади:

$$\left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}}\right)_2 = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}}\right)_3 = \dots$$

бунда 1, 2, 3 ва ҳ. к. индекслар турли жисмларга тегишли.

Кирхгоф қуйидаги қонунни таърифлаган: *чиқариш ва ютиш қобилиятларининг ўзаро нисбати жисмларнинг табиатига боғлиқ бўлмай, ҳамма жисмлар учун частота (тўлқин узунлиги) ҳамда температуранинг бирдай (универсал) функцияси ҳисобланади:*

$$\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} = f(\omega, T). \quad (50.7)$$

$r_{\omega T}$  ва  $a_{\omega T}$  ларнинг ўзи бир жисмдан иккинчи жисмга ўтганда жуда катта ўзгаради. Уларнинг нисбатлари эса ҳамма жисмлар учун бирдай бўлади. Бу, жисм бир хил нурни қанча кўп ютса, ўша нурни шунча кўп чиқаради, деган маънони билдиради (нур чиқариш билан қайтаришни чалкаштириш ярамайди).

Абсолют қора жисм учун таърифга кўра  $a_{\omega T} \equiv 1$ . Демак, (50.7) формуладан бундай жисм учун  $r_{\omega T}$  нинг  $f(\omega, T)$  га тенглиги келиб чиқади. Шундай қилиб, Кирхгофнинг  $f(\omega, T)$  универсал функцияси абсолют қора жисмнинг чиқариш қобилиятининг ўзгинасидир.

Назарий тадқиқот ишларида мувозанатли иссиқлик нурлашининг спектрал таркибини характерлаш учун частота функцияси  $f(\omega, T)$  дан фойдаланиш қулай. Экспериментал ишларда тўлқин узунлиги функцияси  $\varphi(\lambda, T)$  дан фойдаланилади. Иккала функция бир-бири билан (50.5) га ўхшаш

$$f(\omega, T) = \frac{2\pi c}{\omega^2} \varphi(\lambda, T) = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \varphi(\lambda, T) \quad (50.8)$$

формула билан боғланган. (50.8) га асосан, маълум  $f(\omega, T)$  функция бўйича  $\varphi(\lambda, T)$  ни топиш учун  $f(\omega, T)$  даги  $\omega$  частотани  $2\pi c/\lambda$  га алмаштириб, ҳосил бўлган ифодани  $2\pi c/\lambda^2$  га кўпайтириш лозим:

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} f\left(\frac{2\pi c}{\lambda}, T\right). \quad (50.9)$$

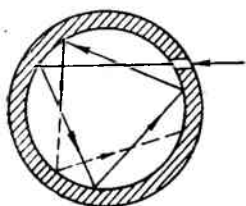
Номаълум  $f(\omega, T)$  ни маълум  $\varphi(\lambda, T)$  га қараб топиш учун

$$f(\omega, T) = \frac{2\pi c}{\omega^2} \varphi\left(\frac{2\pi c}{\omega}, T\right) \quad (50.10)$$

муносабатдан фойдаланиш лозим.

Табиатда абсолют қора жисмлар мавжуд эмас. Қурум ёки платина қораси учун  $a_{\omega T}$  ютиш қобилияти фақат чегаралан-

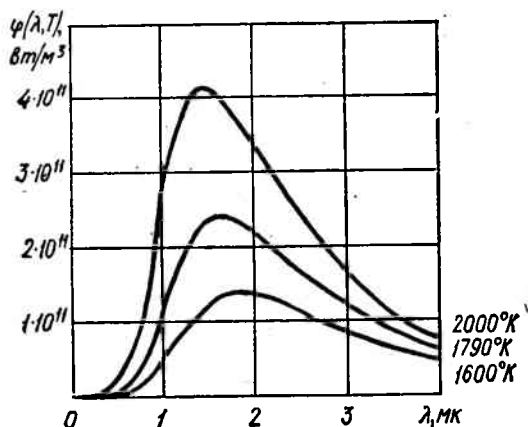
ган частоталар интервалида бирга яқин; узоқ инфрақизил соҳада уларнинг ютиш қобилиятлари бирдан анча кам. Лекин ўз хусусиятлари билан абсолют қора жисмга жуда ҳам яқин бўлган қурилма ясаш мумкин. Бундай қурилма жуда кичик тешикка эга ва деярли берк бўлган кавак идишдан иборат (156-расм). Тешик орқали қурилма ичига кириб қолган нур



156- расм.

орқага қайтиб тешик орқали чиқиб кетгунча ички сиртдан кўп марта қайтади. Ҳар бир қайтишда энергиянинг бир қисми ютилади, натижада исталган частотали деярли ҳамма нурланиш шу кавак<sup>1)</sup> ичида ютилади.

Кирхгоф қонунига асосан бундай қурилманинг чиқариш қобилияти  $f(\omega, T)$  га яқин, бу ерда  $T$  кавак деворларининг температурасини билдиради. Шундай қилиб, агар кавак деворларини бирор  $T$  температурада тутиб турилса, тешикдан спектрал таркиби абсолют қора жисмнинг ўша температурадаги нурланишига яқин бўлган нурланиш чиқади. Бу нурланишни дифракцион панжара ёрдамида спектрга ажратиб, спектрнинг турли қисмларидаги интенсивликни болометр (7-§ га қаранг) билан ўлчаб,  $f(\omega, T)$  ёки  $\varphi(\lambda, T)$  функциялар кўринишини экспериментал аниқлаш мумкин. Бундай тажриба натижалари 157- расмда келтирилган. Турли эгри чизиқлар абсолют қора жисмнинг турли  $T$  температураларига тегишли. Эгри чизиқ билан чегараланган юз абсолют қора жисмнинг муайян температурадаги энергиявий ёритувчанлигини беради.



157- расм.

<sup>1)</sup> Худди шу сабабли қуёшли ёруғ кунда очиқ дераза орқали кўринаётган хона ичи узоқдан қараганда қоронғи бўлиб кўринади.

157-расмдаги эгри чизиқлар газ молекулаларининг тезликлар бўйича тақсимот эгри чизиқларига жуда ўхшаш [I том, 240-расмга қаранг]. Тўғри, маълум даражада фарқи ҳам бор. Тезликлар бўйича тақсимот эгри чизиқлари турли температураларда бир-бирларини кесиб ўтса (улар чегаралаган юзлар бир хил), абсолют қора жисм нурланишининг спектрал тақсимот эгри чизиғи эса кичикроқ температураларда, ўзидан юқорироқ бўлган температураларга мос келган эгри чизиқларнинг ичида ётади (бу эгри чизиқлар билан чегараланган юз температуранинг тўртинчи даражасига пропорционал эканлигини кейинги параграфда кўриб ўтамиз).

157-расмдан кўринадики, абсолют қора жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги температурага қараб жуда тез ортади. Чизариш қобилиятининг максимуми температура ортиши билан қисқа тўлқинлар томон силжиб боради.

### 51-§. Стефан—Больцман қонуни ва Вин қонуни

Абсолют қора жисмнинг нурланишини назарий тушунтириш физика тарихида мисли кўрилмаган даражада катта аҳамиятга эга бўлди—у энергия кванти тушунчасининг кашф этилишига олиб келди.

$f(\omega, T)$  функциянинг кўринишини назарий келтириб чиқариш учун бўлган жуда кўп уринишлар узоқ вақт масаланинг умумий ечимини бера олмади. Стефан (1879) экспериментал натижаларни анализ қилиб, исталган жисмнинг  $R_0$  энергиявий ёритувчанлиги абсолют температуранинг тўртинчи даражасига пропорционал деган хулосага келди. Лекин кейинги аниқ ўлчашлар унинг хулосасида хато борлигини кўрсатди. Больцман (1884) термодинамик мулоҳазаларга асосланиб, абсолют қора жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги учун қуйидаги ифодани назарий йўл билан топди:

$$R_0^* = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4, \quad (51.1)$$

бу ерда  $\sigma$ —ўзгармас катталиқ,  $T$ —абсолют температура. Шундай қилиб, Стефаннинг қора бўлмаган жисмлар учун келган хулосаси (у абсолют қора жисмлар билан эксперимент ўтказмаган), фақат абсолют қора жисмлар учунгина ўринли бўлиб чиқди.

Абсолют қора жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги билан абсолют температура орасидаги (51.1) муносабат Стефан—Больцман қонуни деб аталган.  $\sigma$  константани Стефан—Больцман доимийси деб аталади. Унинг тажрибавий қиймати

$$\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{град}^4 \quad (51.2)$$

га тенг.

Вин (1893) термодинамикадан ташқари яна электромагнит назариядан ҳам фойдаланиб, спектрал тақсимот функцияси қуйидаги кўринишга эга бўлишини кўрсатади:

$$f(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right). \quad (51.3)$$

Бу ерда  $F$ —частотанинг температурага нисбатининг номаълум функцияси.

(50.9) формулага асосан  $\varphi(\lambda, T)$  функция учун қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{2 \pi c}{\lambda^2} \left(\frac{2 \pi c}{\lambda}\right)^3 F\left(\frac{2 \pi c}{\lambda T}\right) = \frac{1}{\lambda^5} \psi(\lambda T), \quad (51.4)$$

бу ерда  $\psi(\lambda T)$  —  $\lambda T$  кўпайтманинг номаълум функцияси. (51.4) муносабат  $\varphi(\lambda, T)$  функциянинг максимуми тўғри келган  $\lambda_m$  тўлқин узунлиги билан температура орасидаги боғланишни келтириб чиқаришга имкон беради. (51.4) ни  $\lambda$  га нисбатан дифференциаллаймиз:

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi}{d\lambda} &= \frac{1}{\lambda^5} T\psi'(\lambda T) - \frac{5}{\lambda^6} \psi(\lambda T) = \\ &= \frac{1}{\lambda^6} [\lambda T\psi'(\lambda T) - 5\psi(\lambda T)]. \end{aligned} \quad (51.5)$$

Квадрат қавс ичидаги ифода бирор  $\Psi(\lambda T)$  функцияни беради.  $\varphi(\lambda, T)$  функциянинг максимумига мос келган  $\lambda_m$  тўлқин узунлиги учун (51.5) ифода нолга айланиши лозим:

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\lambda=\lambda_m} = \frac{1}{\lambda_m^6} \Psi(\lambda_m T) = 0.$$

Тажрибадан келиб чиқдики,  $\lambda_m \neq \infty$  да  $\Psi(\lambda_m T) = 0$  шарт бажарилиши лозим. Охириги тенгламанинг  $\lambda_m T$  номаълумга нисбатан ечими бирор сонни беради. Биз уни  $b$  ҳарфи билан белгилаймиз. Шундай қилиб, Виннинг силжиш қонуни деб аталув:

$$T\lambda_m = b. \quad (51.6)$$

муносабат ҳосил бўлади. Константа  $b$  нинг экспериментал қиймати қуйидагига тенг:

$$b = 2,90 \cdot 10^9 \text{ \AA} \cdot \text{град} = 2,90 \cdot 10^8 \text{ мк} \cdot \text{град}. \quad (51.7)$$

## 52-§. Рэлей—Жинс формуласи

Рэлей ва Жинс энергиянинг эркинлик даражаси бўйича теңг тақсимланйши ҳақидаги классик статистик теоремага асосан  $f(\omega, T)$  функцияни аниқлашга уриниб кўрдилар. Улар ҳар бир электромагнит тебранишга ўрта ҳисобда  $kT$  нинг иккита ярми, яъни унинг битта ярми тўлқиннинг электр энергиясига

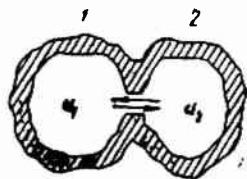
ва иккинчиси эса магнит энергиясига тўғри келади деб фараз қилдилар (шунинг эслатиб ўтайликки, классик тасаввурга асосан ҳар бир тебраниш эркинлик даражасига ўртача иккита ярим  $kT$  га тенг бўлган энергия тўғри келади).

Модда билан мувозанатда турган нурланишни куриб чиқайлик. Бунинг учун ичидан ҳавоси сўриб олинган ва деворлари ўзгармас  $T$  температурада тутиб турилган кавак идишни кўз олдимишга келтирайлик. Мувозанат ҳолатда нурланиш энергияси кавакнинг ҳажмида маълум  $u = u(T)$  зичлик билан тақсимланган бўлади. Бу энергиянинг спектрал тақсимотини  $du_\omega = u(\omega, T)d\omega$  шартдан аниқланадиган  $u(\omega, T)$  функция орқали характерлаш мумкин; бу ерда  $du_\omega$  энергия зичлигининг  $d\omega$  частота интервалига тўғри келувчи қисми. Энергиянинг тўлиқ зичлиги қуйидаги кўринишда берилиши мумкин:

$$u(T) = \int_0^\infty u(\omega, T) d\omega. \quad (52.1)$$

Нурланиш энергияси  $u(T)$  нинг мувозанат зичлиги фақат температурага боғлиқ бўлиб, кавак деворларининг хусусиятига боғлиқ бўлмайди. Бу ҳол термодинамак мулоҳазалардан келиб чиқади. Деворлари турли материаллардан ясалган ва бошланғич пайтда бир хил температурага эга бўлган иккита кавак идишни

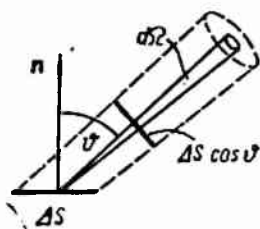
куриб чиқайлик. Энергиянинг мувозанат зичлиги иккала кавак ичида турлича ва айтайлик,  $u_1(T) > u_2(T)$  бўлсин. Кавакларни кичик тирқиш орқали бирлаштирайлик (158-расм). Бу билан каваклар деворларининг нурланиш орқали иссиқлик алмашилишларига имконият туғдирамиз. Фаразга кўра  $u_1 > u_2$  бўлгани учун биринчи кавакдан иккинчисига оқаётган энергия оқими, иккинчисидан биринчисига оқаётган энергия оқимидан катта бўлиши керак. Натижада иккинчи кавак деворлари нурланганга нисбатан энергияни кўп ютади ва идиш деворларининг температураси ҳам ортади. Биринчи кавак деворлари эса нурланганга нисбатан энергияни кам ютади, демак, бу деворлар совий бошлайди. Лекин бошланғич пайтда бир хил температурага эга бўлган иккита жисм бир-бирлари билан иссиқлик алмашилишлари натижасида турли температураларга эга бўла олмайди — термодинамиканинг иккинчи бош қонуни буни ман этади. Шунинг учун бизнинг  $u_1$  ва  $u_2$  ларни тенг эмас деб қабул қилишимиз хато деб ҳисобланиши лозим.  $u_1(T)$  ва  $u_2(T)$  ларнинг тенглиги ҳақидаги хулоса  $u(\omega, T)$  нинг ҳар бир спектрал ташкил этувчисига қўлланилади.



158-расм.

Мувозанатли нурланишнинг кавак деворларининг табиатига боғлиқ эмаслигини қуйидаги мулоҳазаларга асосан тушунти-

риш мумкин. Абсолют қора деворлар ўзларига тушган  $\Phi_0$  энергиянинг ҳаммасини ютган ва миқдор жиҳатидан шу  $\Phi_0$  энергияга тенг бўлган энергия оқимини чиқарган булар эди. Ютиш қобилияти  $a$  га тенг бўлган деворлар ўзига тушган  $\Phi_0$  энергия оқимининг  $a\Phi_0$  қисмини ютади ва  $(1-a)\Phi_0$  га тенг бўлган қисмини қайтаради. Бундан ташқари, улар  $a\Phi_0$  (ютилган оқимга тенг) оқимни ҳам чиқаради. Натижада карказ деворлари нурланишга  $\Phi_0 = (1-a)\Phi_0 + a\Phi_0$  энергия оқимини, яъни абсолют қора деворнинг нурланишга қайтарган энергия оқимига тенг бўлган оқимни қайтаради.



159- расм.

Нурланишнинг  $u$  мувозанат энергия зичлиги абсолют қора жисмнинг  $R_0^*$  энергиявий ёритувчанлиги билан биз ҳозир келтириб чиқармоқчи бўлган оддий муносабат билан боғланган.

Ясси тўлқин учун (яъни тўлқин олиб ўтадиган энергия биргина вектори билан аниқланадиган йўналишда тарқалса)

энергия оқимининг зичлигини  $u$  энергия зичлиги ва  $c$  тўлқин тезлигининг кўпайтмаси  $I = cu$  сифатида ёзиш мумкин [ $I$  том, (82.8) формулага қаранг]. Кавакнинг ичидаги ҳар бир нуқтадан йўналишлари  $4\pi$  фазовий бурчак орасида бир текис тақсимланган чексиз кўп сондаги тўлқинлар ўтади.  $I = cu$  энергия оқими ҳам шунингдек, бу фазовий бурчак оралигида бир текис тақсимланган. Демак,  $d\Omega$  фазовий бурчак оралиғига

$$dI = \frac{cu}{4\pi} d\Omega$$

га тенг бўлган энергия оқимининг зичлиги тўпланган бўлади.

Кавак сиргида  $\Delta S$  элементар юзча олайлик (159-расм). Бу юзча  $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$  фазовий бурчак оралиғида нормал билан  $\vartheta$  бурчак ҳосил қилган йўналишда қуйидаги энергия оқимини тарқатади:

$$\begin{aligned} d\Phi_0 &= dI \cdot \Delta S \cos \vartheta = \frac{cu}{4\pi} d\Omega \cdot \Delta S \cos \vartheta = \\ &= \frac{cu}{4\pi} \Delta S \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi. \end{aligned}$$

$2\pi$  фазовий бурчак оралиғида ётган ҳамма йўналиш бўйича  $\Delta S$  юз

$$\Phi_0 = \int d\Phi_0 = \frac{cu}{4\pi} \Delta S \int_0^{\pi/2} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{c}{4} u \Delta S$$

энергия оқимини тарқатади.

$\Phi_0$  оқим абсолют қора деворларнинг чиқарадиган энергия оқимига тенг бўлиши керак. Бу оқим таърифга кўра  $\Delta_0^* \Delta S$  га тенг. Демак,

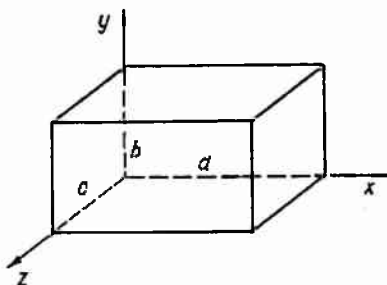
$$\Delta_0^* = \frac{c}{4} u. \quad (52.2)$$

Нурланишнинг ҳар бир спектрал ташкил этувчиси учун (52.2) муносабат бажарилиши шарт. Бундан:

$$f(\omega, T) = \frac{c}{4} u(\omega, T) \quad (52.3)$$

эканлиги келиб чиқади.

Релей ва Жинслар кавакдаги мувозанатли нурланиш турғун тўлқинлар системасидан иборат деб ҳисобладилар. Бундай тасаввур кавакнинг ютувчи деворларини идеал қайтарувчи деворлар билан алмаштирилганда ҳам мувозанатли нурланиш энергия зичлигининг ўзгармаслиги билан тушунтирилади. Турғун тўлқинлар фақат маълум шартлар бажарилгандагина пайдо бўлади (I том, 85-§ га қаранг). Бўшлиқ  $a, b, c$  томонли тўрт бурчакли параллелепипед шаклига эга деб фараз қилайлик. Параллелепипед қирралари бўйлаб  $x, y, z$  координата ўқларини йўналтирайлик (160-рasm). Турғун тўлқиннинг  $x$  ўқи бўйлаб пайдо бўлиш шарти:



160- рasm.

$$\left. \begin{aligned} a = m_1 \frac{\lambda}{2} = m_1 \frac{\pi}{k_x} \text{ ёки } k_x = m_1 \frac{\pi}{a} \\ (m_1 = 1, 2, \dots), \end{aligned} \right\} \quad (52.4)$$

қўринишга эга бўлади. Бу ерда  $k_x$  — тўлқин векторининг  $x$  ўқига туширилган проекцияси билан мос тушган модули. Бу турғун тўлқин бир-бири билан  $k_x$  нинг ишораси билан фарқ қилувчи иккита тўлқиндан ҳосил бўлганини қайд қиламиз. у ёки  $z$  ўқи бўйлаб пайдо бўлувчи турғун тўлқинлар учун ҳам (52.4) га ўхшаш шартлар бажарилиши лозим.

Агар  $\mathbf{k}$  тўлқин вектори координата ўқларидан бирининг йўналиши билан мос тушмаса, (52.4) га ўхшаш бўлган шартлар  $\mathbf{k}$  векторнинг ҳамма учала проекциялари учун бир вақтда бажарилиши шарт:

$$\left. \begin{aligned} k_x = m_1 \frac{\pi}{a}, \quad k_y = m_2 \frac{\pi}{b}, \quad k_z = m_3 \frac{\pi}{c} \\ (m_1, m_2, m_3 = 0, 1, 2, \dots). \end{aligned} \right\} \quad (52.5)$$



Бу ҳолда берилган  $\lambda$  (яъни  $k$ ) қийматли турғун тўлқин бир хил тўлқин узунликка эга бўлган, лекин турли йўналишдаги саккизта тўлқиннинг суперпозициясидан иборат бўлади. Бу йўналишлар учун тўлқин векторининг проекциялари қуйидагича бўлади:

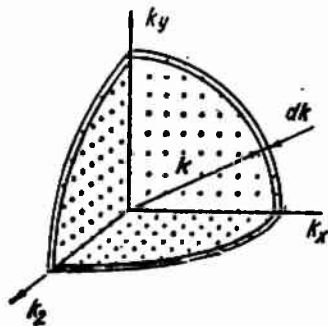
$$\begin{array}{ll} (1) +k_x, +k_y, +k_z; & (5) -k_x, -k_y, +k_z; \\ (2) -k_x, +k_y, +k_z; & (6) -k_x, +k_y, -k_z; \\ (3) +k_x, -k_y, +k_z; & (7) +k_x, -k_y, -k_z; \\ (4) +k_x, +k_y, -k_z; & (8) -k_x, -k_y, -k_z. \end{array}$$

Юқорида келтирилган  $k_x, k_y, k_z$  сонларининг саккизта комбинациясига мос келувчи ва модули бўйича бир хил бўлган  $k$  векторлар турли октанталарга жойлашади. (1) ва (8) векторлар қарама-қарши йўналишга эга; (2) ва (7), (3) ва (6), (4) ва (5) векторлар ҳам худди шундай. (1) ва (2) векторлар уз координата текислигига, (1) ва (3) эса  $xz$  текислигига ва җ. к. га нисбатан симметрик жойлашган.

Ҳар бир учта  $m_1, m_2$  ва  $m_3$  сонлар тўлқин сонининг мумкин бўлган қийматини билдиради:

$$k_{m_1, m_2, m_3} = \sqrt{\left(m_1 \frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(m_2 \frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(m_3 \frac{\pi}{c}\right)^2}.$$

Таърифга кўра  $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ . Демак, ҳар учта  $m_1, m_2$  ва  $m_3$  сонга турғун тўлқин частотаси (ёки  $\lambda$  тўлқин узунлиги) нинг мумкин бўлган қиймати  $\omega$  тўғри келади.  $d\omega$  интервалда ётувчи мумкин бўлган частоталар сони  $dN_\omega$  ни аниқлайлик. Бунинг учун  $k_x, k_y, k_z$  ўқли тўғри бурчакли координатлар системасини оламиз (161-расм). Бундай система  $k$ -фазодаги координата системаси деб аталади. Берилган  $k$  қийматли ҳар бир турғун тўлқинга  $k$ -фазода (52.5) шартдан аниқланадиган координатага эга бўлган нуқта тўғри келади (нуқталар  $k_x, k_y, k_z$  лари мусбат бўлган октантда жойлашади).  $k$ -фазода бу нуқталарнинг



161-расм.

вичлиги  $1: \frac{\pi^3}{abc} = \frac{abc}{\pi^3}$  га тенг (қирралари қўшни нуқталарга жойлашган тўғри бурчакли параллелепипеднинг ҳажми  $\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z = \frac{\pi}{a} \cdot \frac{\pi}{b} \cdot \frac{\pi}{c}$  га тенг; бундай параллелепипед соҳасига битта нуқта тўғри келади). Тўлқин векторининг модули  $k$  дан  $k + dk$  гача оралиқда ётувчи  $dN_k$  тўлқинлар сони  $dk$

қалинликка эга бўлган сферик қатлам ҳажмининг 1/8 қисмидаги нуқталар сонига тенг (161-расмга қаранг):

$$dN_k = \frac{abc}{\pi^3} \cdot \frac{1}{8} 4\pi k^2 dk = V \frac{k^2 dk}{2\pi} \quad (52.6)$$

( $V$  — кавак ҳажми). (52.6) да  $k = \omega/c$ ,  $dk = d\omega/c$  алмаштиришлар ўтказиб,  $\omega, \omega + d\omega$  частоталар интервалида ётувчи  $dN_\omega$  тўлқинлар сонини топамиз:

$$dN_\omega = V \frac{\omega^2 d\omega}{2\pi^2 c^3} \quad (52.7)$$

Берилган йўналиш бўйлаб бир хил частотали фақат қутбланиш йўналиши билан фарқ қилувчи иккита (ўзаро перпендикуляр йўналишда қутбланган) электромагнит тўлқин тарқалиши мумкин. Буни ҳисобга олиш учун (52.7) ифодани иккига кўпайтириш лозим. Тебранишлар сони (52.7) кавакнинг  $V$  ҳажмига пропорционал. Шунинг учун кавакнинг бирлик ҳажмига тўғри келувчи  $dn_\omega$  тебранишлар сони ҳақида ҳам гапириш мумкин. Қутбланишнинг иккала йўналишини ҳисобга олиб

$$dn_\omega = \frac{\omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3} \quad (52.8)$$

га эга бўламиз.

(52.8) ни битта тебранишнинг ўртача энергиясига кўпайтириб,  $d\omega$  частота интервалида ётувчи ва бирлик ҳажмга туپланган нурланиш энергиясини, яъни  $u(\omega, T) d\omega$  ни топамиз. Энергиянинг эркинлик даражаси бўйича бир текис тақсимланиш қонунига асосан Рэлей ва Жинс ҳар бир тебранишга  $kT$  га тенг энергия тўғри келади деб ҳисобладилар. Бу ҳолда:

$$u(\omega, T) d\omega = kT dn_\omega = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT d\omega \quad (52.9)$$

ёки

$$u(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT$$

бўлади.

$u(\omega, T)$  дан (52.3) формула бўйича  $f(\omega, T)$  га ўтиб

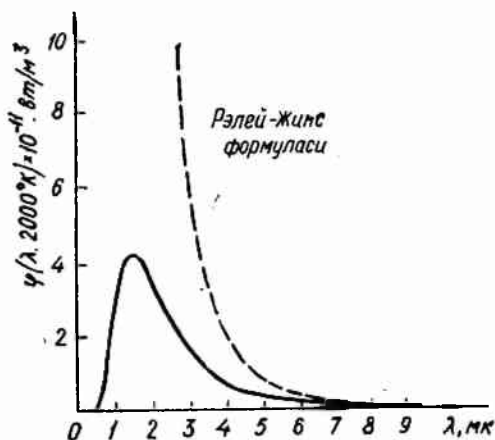
$$f(\omega, T) = \frac{\omega^3}{4\pi^2 c^3} kT \quad (52.10)$$

га эга бўламиз. (52.9) ифода ва шунингдек (52.10) ҳам Рэлей — Жинс формуласи деб аталади. Шундан биз (52.10) функция Виннинг олган (51.3) шартини қаноатлантиришини қайд қилиб ўтамиз.

Рэлей — Жинс формуласи фақат катта тўлқин узунликлари учунгина тажриба натижалари билан мос келади, кичик тўлқин узунликлари учун эса тажриба натижаларидан кескин фарқ қилади (162-расмга қаранг, унда экспериментал эгри чизиқ туташ чизиқ билан Рэлей — Жинс формуласи бўйича тузилган эгри чизиқ эса пунктир билан тасвирланган).

(52.9) ёки (52.10) ифодани  $\omega$  бўйича 0 дан  $\infty$  гача оралиқда интеграллаш  $u(T)$  мувозанатли энергия зичлиги ва  $R_{\omega}^*$  энергиявий ёритувчанлик учун чексиз катта қийматларни беради. Ультрабинафша ҳалокати деб ном олган бу нағижам ҳам тажриба натижаларига зиддир.

$u(T)$  нинг чекли қиймаглариди нурланиш ва нурланаётган жисм орасида мувозанат вужудга келади.



162- расм.

### 53- §. Планк формуласи

Рэлей—Жинс формуласининг исботи классик нуқтаи назардан бехато ҳисобланади. Шунинг учун бу формуланинг тажрибага мос келмаслиги классик статистик физика ва электродинамика тасавурларига тўғри келмайдиган қандайдир бошқа қонуниятларнинг мавжудлигини кўрсатарди.

1900 йилда Планк  $u(\omega, T)$  функциянинг тажриба натижаларига аниқ мос келувчи кўринишини топишга муваффақ бўлди. Бунинг учун у классик тасавурларга мутлақо зид бўлган фаразни илгари суришга, яъни электромагнит нурланиш алоҳида  $\epsilon$  энергия порцияси (квант) шаклида тарқалади деб фараз қилишга мажбур бўлди. Квант миқдори нурланиш частотасига пропорционал:

$$\epsilon = h\nu. \quad (53.1)$$

Пропорционаллик коэффициенти  $h$  кейинчалик Планк доимийси<sup>1)</sup> деб аталди. Унинг тажрибадан олинган қиймати:

$$h = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ ж} \cdot \text{сек} = 1,054 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}. \quad (53.2)$$

1) Аслида Планк доимийси деб  $\epsilon = h\nu$  формуладаги  $E$  ва частота орасидаги  $h$  пропорционаллик коэффициенти га айтилади.  $h$  доимийлик ( $h$  чиқиқли) Планк доимийсини  $2\pi$  га бўлинганига тенг. Планк доимийсининг сон қиймати:  $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ ж} \cdot \text{сек} = 6,62 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$ .

Механикада „энергия×вақт“ ўлчамлигига эга бўлган катталикни таъсир деб аталади. Шунинг учун Планк доимийсини баъзида таъсир кванти деб аталади.  $h$  нинг ўлчамлиги импульс моментининг ўлчамлиги билан бир хил.

Агар нурланиш  $h\omega$  порция шаклида чиқарилаётган бўлса, унда  $\epsilon_n$  нурланиш энергияси бу катталikka каррала булиши керак:

$$\epsilon_n = n h \omega \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (53.3)$$

Больцман қонунига асосан нурланиш энергиясининг  $\epsilon_n$  қийматни олиш эҳтимоли  $P_n$  қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$P_n = A e^{-\epsilon_n/kT} = A e^{-n h \omega/kT}. \quad (53.4)$$

Нормаловчи  $A$  кўпайтувчини ҳамма  $P_n$  ларнинг йиғиндиси бирга тенг бўлишлик шартидан топиш мумкин. Ҳақиқатдан ҳам,  $P_n$  йиғинди энергиянинг ўзи учун мумкин бўлган қийматлардан бирга эга бўлиш эҳтимолини билдиради. Бундай ҳодиса ишончли ва демак, эҳтимоли бирга тенг бўлади. Шундай қилиб,

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_n = A \sum_{n=0}^{\infty} e^{-n h \omega/kT} = 1,$$

бу ердан

$$A = \frac{1}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n h \omega/kT}}.$$

$A$  нинг топилган қийматини (53.4) формулага қўйиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$P_n = \frac{e^{-n h \omega/kT}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n h \omega/kT}}.$$

Нурланишнинг берилган спекграл ташкил этувчисининг энергия миқдорини исталган вақтда ўлчай оламиз деб фараз қилайлик. Бундай ўлчашларни тенг  $\Delta t$  вақтлар оралиғида жуда кўп ўтказамиз. Олинган қийматларнинг йиғиндисини ўлчашлар сони  $N$  га бўлиб, энергиянинг вақт бўйича  $\bar{\epsilon}$  ўртача қийматини топамиз.  $N$  жуда катта бўлганда  $\epsilon_n$  натижани берувчи  $N_n$  ўлчашлар сони  $N P_n$  га тенг бўлади. Шунинг учун

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{\infty} N_n \epsilon_n = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{\infty} N P_n \epsilon_n = \sum_{n=0}^{\infty} P_n \epsilon_n \quad (53.5)$$

[I том (106.11) формула билан таққосланг].

Шундай қилиб,  $\omega$  частотали нурланиш энергиясининг ўртача қиймати қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$\bar{\epsilon} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n h \omega e^{-n h \omega / k T}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n h \omega / k T}}. \quad (53.6)$$

Ҳисоблаш учун  $h \omega / k T = x$  белги киритиб,  $x$  узлуксиз қатор қийматлар қабул қилиб ўзгара олиши мумкин деб фараз қилайлик. У вақтда  $\bar{\epsilon}$  нинг ифодасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\bar{\epsilon} = h \omega \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n e^{-n x}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n x}} = - h \omega \frac{d}{d x} \ln \sum_{n=0}^{\infty} e^{-n x}. \quad (53.7)$$

Логарифм белгисн остида биринчи ҳади бирга ва махражи  $e^{-x}$  га тенг бўлган чексиз геометрик прогрессия ҳадларининг йиғиндисидан иборат ифода турибди. Махраж бирдан кичик бўлгани учун, прогрессия камаювчи бўлади ва алгебрадан маълум бўлган формулага асосан:

$$\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n x} = \frac{1}{1 - e^{-x}}.$$

Йиғиндининг бу қийматини (53.7) га қўйиб дифференциалласак,

$$\bar{\epsilon} = - h \omega \frac{d}{d x} \ln \frac{1}{1 - e^{-x}} = h \omega \frac{e^{-x}}{1 - e^{-x}} = \frac{h \omega}{e^x - 1}$$

ҳосил бўлади. Охирида,  $x$  ни унинг  $h \omega / k T$  қиймати билан алмаштириб,  $\omega$  частотали нурланишнинг ўртача энергияси учун қуйидаги энг охири ифодага эга бўламиз:

$$\bar{\epsilon} = \frac{h \omega}{e^{h \omega / k T} - 1}. \quad (53.8)$$

$h$  нолга интилганда (53.8) формула  $\bar{\epsilon} = k T$  классик ифодага ўтиб қолишини қайд қилиб ўтамиз. Бунда  $e^{h \omega / k T} \approx 1 + h \omega / k T$  деб олиб,  $h$  қанчалик кичик бўлса, унинг шунчалик аниқ бажарилишига ишонч ҳосил қилиш мумкин булади. Шундай қилиб, агар энергия узлуксиз қийматлар қаторини қабул қила олганда эди, унинг ўртача қиймати  $k T$  га тенг бўлар эди.

Рэлей — Жинс формуласида  $k T$  ни (53.8) ифода билан алмаштириб, Планк топган формулани ҳосил қиламиз:

$$f(\omega, T) = \frac{h \omega^3}{4 \pi^2 c^2} \frac{1}{e^{h \omega / k T} - 1}. \quad (53.9)$$

Бу формула, аввал қайд қилганимиздек, частотанинг 0 дан  $\infty$  гача бўлган ҳамма интервалда тажриба натнжаларига аниқ

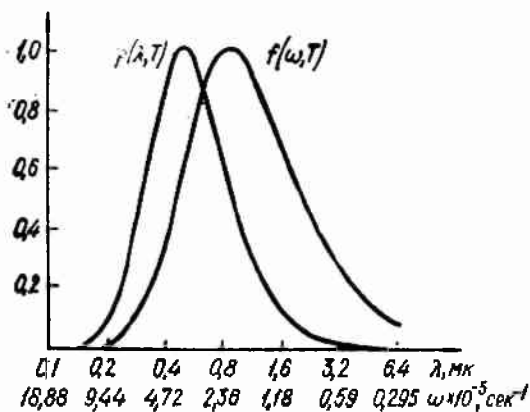
мос келади. У Виннинг (51.3) критерийсини қаноатлантиради.  $\hbar\omega/kT \ll 1$  (кичик частоталар ёки катта тўлқин узунлиги) шарт бажарилганда,  $e^{\hbar\omega/kT}$  ни тақрибан  $1 + \hbar\omega/kT$  га тенг деб олиш мумкин; натижада (53.9) формула Рэлей — Жинс формуласига ўтади. Бу кўрсатилган шароитда (53.8) ифоданинг  $kT$  га тахминан тенг бўлишидан ҳам бевосита келиб чиқади.

(50.9) формула бўйича алмаштириш ўтказиб,

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{4\pi^2 \hbar c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{2\hbar c/kT\lambda} - 1} \quad (53.10)$$

ни ҳосил қиламиз.

163-расмда (53.9) ва (53.10) функцияларнинг биргина (5000°K) температура учун чизилган графиклари таққосланган. Абсцисса ўқи бўйлаб логарифмик масштаб олинган бўлиб, бир-бирлари билан  $\lambda = 2\pi c/\omega$  муносабат орқали боғланган  $\lambda$  ва  $\omega$  нинг



қийматлари ўзаро мосланган. Расмдан  $f(\omega, T)$  нинг максимумига тўғри келувчи  $\omega_m$  частота  $2\pi c/\lambda_m$  билан мос тушмаслиги кўриниб турибди. Бу ерда  $\lambda_m$  —  $\varphi(\lambda, T)$  нинг максимумига тўғри келган тўлқин узунлиги.

Абсолют қора жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги учун қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$R_s^* = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \int_0^{\infty} \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{d\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}.$$

$\omega$  нинг ўрнига ўлчамсиз  $x = \hbar\omega/kT$  ўзгарувчини киритамиз.  $\omega = (kT/\hbar)x$ ,  $d\omega = (kT/\hbar)dx$  ларни киритиш  $R_s^*$  нинг формуласини қуйидаги кўринишга олиб келади:

$$R_s^* = \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \left(\frac{kT}{\hbar}\right)^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}.$$

Кейинги ифодадаги аниқ интегрални ҳисоблаб чиқариш мумкин. У  $\pi^4/15 \approx 6,5$  га тенг. Унинг қийматини ўз ўрнига қўйиб, Стефан—Больцман қонунини ҳосил қиламиз:

$$R_s^* = \frac{\pi^2 k^4}{60c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4. \quad (53.11)$$

Бу формулага  $k$ ,  $c$  ва  $h$  ларнинг сон қийматларини қўйиш Стефан—Больцман доимийси учун (51.2) экспериментал қиймат билан мос тушувчи  $5,6696 \cdot 10^{-8} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{град}^4$  катталикини беради.

Хулоса қилиб, Виннинг (51.5) силжиш қонунидаги ўзгармас катталик қийматини топамиз. Бунинг учун (53.10) функцияни  $\lambda$  га нисбатан дифференциаллаб, ҳосил бўлган ифодани нолга тенглаймиз:

$$\frac{d\varphi(\lambda, T)}{d\lambda} = \frac{4\pi^2 h c^2 [(2\pi h c / k T \lambda) e^{2\pi h c / k T \lambda} - 5 (e^{2\pi h c / k T \lambda} - 1)]}{\lambda^6 (e^{2\pi h c / k T \lambda} - 1)^2} = 0.$$

Бу тенгламани қаноатлантирувчи  $\lambda = 0$  ва  $\lambda = \infty$  қийматлар  $\varphi(\lambda, T)$  функциянинг минимумига мос келади.  $\lambda$  нинг функция максимумга эришгандаги  $\lambda_m$  қиймати суратдаги квадрат қавс ичидаги ифодани нолга айлантиради.  $2\pi h c / k T \lambda_m = x$  белги киритиб,

$$x e^x - 5(e^x - 1) = 0$$

тенгламага эга бўламиз.

Бу трансцендент тенгламанинг ечими<sup>1)</sup>  $x = 4,965$  ни беради. Демак,  $2\pi h c / k T \lambda_m = 4,965$ , бундан:

$$T \lambda_m = \frac{2\pi h c}{4,965 k} = b. \quad (53.12)$$

$h$ ,  $c$  ва  $k$  ларнинг сон қийматларини қўйиш  $b$  учун экспериментал (51.7) қиймат билан мос тушувчи  $2,90 \cdot 10^3 \text{ мк} \cdot \text{град}$  ни беради.

Шундай қилиб, Планк формуласи мувозанатли иссиқлик нурланишининг тугалланган ифодасини беради.

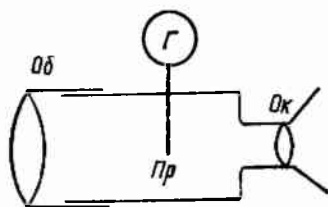
#### 54-§. Оптикавий пирометрия

Нурланаётган жисмнинг температураси (53.10), (53.11) ва (53.12) муносабатларда иштирок этади. Шунинг учун бу му-

1) Ечимни кетма-кет яқинлашиш усули билан топиш мумкин  $e^5 \gg 1$  дигини ҳисобга олиб. тенгламани биринчи яқинлашишда:  $x e^x - 5 e^x \approx 0$  деб ёзиш мумкин; бундан  $x \approx 5$ . Иккинчи яқинлашишни  $e^5 - 5(e^5 - 1) = 0$  тенгламадан ҳосил қиламиз ва  $x, k$ .

носабатларнинг исталган бирдан қиздирилган жисмларнинг температурасини аниқлаш учун фойдаланиш мумкин. Тегишли асбоблар оптикавий пирометрлар деб аталади. Улар учта асосий группага, яъни: 1) радиацион, 2) равшанлик, 3) рангли пирометрларга бўлинади.

**Радиацион пирометрлар.** Радиацион пирометрнинг схемаси 164- расмда кўрсатилган. Асбоб нурлангичга шундай тўғриланадики, нурланаётган сиртнинг *Об*



164- расм.

объектив бераётган равшан тасвири нурланишни қабул қилгич *Пр* ни тўлиқ қоплайдиган бўлсин. Бу *Ок* окуляр ёрдамида контроль қилинади. Қабул қилгич сифатида одатда термоустун қўлланилади (17- расмга қаранг). *Г* гальванометр стрелкасининг огишига қараб нурлангичнинг температураси ҳақида

фикр юргизиш мумкин. Ҳақиқатдан ҳам, шундай эканлигини кўрсатайлик.

Нурланаётган жисмни характерлаш учун  $R_0$  энергиявий ёритувчанликдан ташқари (6.9) ифода билан аниқланадиган  $B_0$  равшанликка ўхшаш бўлган  $B$  энергиявий равшанликни киритиш мумкин. Ёруғлик оқими  $\Phi$ , ёритувчанлик  $R$  ва равшанлик  $B$  ораларидаги боғланиш (6-§ га қаранг) энергия оқими  $\Phi_0$  энергиявий ёритувчанлик  $R_0$  ва энергиявий равшанлик  $B_0$  лар учун ҳам ўринли бўлиши ўз-ўзидан маълум. Хусусан, (6.11) га асосан Ламберт нурлангичи учун:

$$R_0 = \pi B_0. \quad (54.1)$$

(53.11) ни назарда тутиб, абсолют қора жисмнинг энергиявий равшанлиги учун

$$B_0^* = \frac{\sigma}{\pi} T^4 \quad (54.2)$$

ифодани ҳосил қиламиз.

Нурланаётган  $\Delta S$  юзачадан  $\Delta Q$  фазовий бурчак оралигида юзга ўтказилган нормаль билан  $\vartheta$  бурчак ташкил қилган йўналишда тарқалаётган  $\Delta \Phi_0$  энергия оқими (6.10) формулага асосан:

$$\Delta \Phi_0 = B_0 \Delta Q \Delta S \cos \vartheta \quad (54.3)$$

га тенг.

165- расмда  $\Delta S'$ — қабул қилгич юзи,  $\Delta S$  эса нурлангич сиртининг шундай қисмики, унинг тасвири  $\Delta S'$  юзачани тўлиқ қоплайди. У вақтда  $\beta$  кўндаланг катталаштиришни таърифига кўра

$$\frac{\Delta S'}{\Delta S \cos \vartheta} = \beta^2 \quad (54.4)$$

деб ёзиш мумкин.



(9.11) формулага асосан  $\beta^2 = f^2/x^2$ ; бу ерда  $f$  — объективнинг фокус масофаси,  $x$  — объективнинг олдинги фокусидан  $\Delta S$  гача бўлган масофа, амалда объективдан  $\Delta S$  гача бўлган масофага тенг.  $\beta^2$  нинг бу қийматини (54.4) формулага қўйиб,

$$\Delta S \cos \vartheta = \Delta S' \frac{x^2}{f^2} \quad (54.5)$$

эканлигини топамиз.

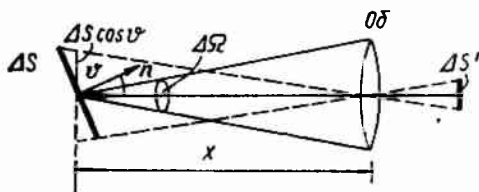
$\Delta S$  юзачанинг исталган нуқтасидан объектив кўрина оладиган  $\Delta \Omega$  фазовий бурчак

$$\Delta \Omega = \frac{\pi D^2}{4x^2} \quad (54.6)$$

га тенг, бу ерда  $D$  — объектив диаметри. (54.5) ва (54.6) қийматларни (54.3) формулага қўйиш билан қабул қилгичга тушаётган энергия оқими учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\Delta \Phi_0 = B_0 \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{f}\right)^2 \Delta S' \quad (54.7)$$

[бу ифодани (15.6) формула билан солиштиринг].



165- расм.

Агар нурлангичнинг тасвири қабул қилгични тўлиқ қопласа, қабул қилгичга тушаётган энергия оқими нурлангичгача бўлган масофага боғлиқ бўлмаган ҳолда (бу масофа пирометр объективининг фокус масофасига нисбатан анча катта бўлиши керак), нурлангичнинг  $B_0$  энергиявий равшанлигига пропорционал бўлиши (54.7) дан кўринади.  $B_0$  равшанлик абсолют қора жисм учун температура билан (54.2) муносабат орқали боғланган.

Биз ўз ҳисобимизда қатор факторларни, яъни қабул қилгичгача бўлган йўлда нурланишнинг ютилиши, қабул қилгичнинг асбобнинг бошқа қисмлари билан иссиқлик алмашинуви, турли частотали нурланишни қабул қилгичнинг турли хил ютиши ва шу кабиларни назарда тутмадик. Бу ҳамма факторларнинг таъсирини ҳисобга олиш қийин. Шунинг учун асбобни абсолют қора жисмга нисбатан, шкала бўлинмаларининг тўғрисига тегишли температураларни белгилаб, даражаланади.

Қора бўлмаган жисмлар учун радиацион пирометр ҳақиқий температурани кўрсатмайди. У температуранинг абсолют қора жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги  $R_0^*$  текшириляётган жисм-

нинг ҳақиқий  $T$  температурасидаги энергиявий ёритувчанлиги  $R_s$  га тенг бўлгандаги  $T_{\text{рад}}$  қийматини беради:

$$R_s^*(T_{\text{рад}}) = R_s(T) \quad (54.8)$$

[ $R_s$  ва  $B_s$  ларнинг (54.1) муносабат орқали боғланганликларини эслатиб ўтаемиз].

$T_{\text{рад}}$  температура радиацион температура деб аталади. Қора бўлмаган жисмнинг радиацион температураси  $T_{\text{рад}}$  билан унинг ҳақиқий температураси  $T$  орасидаги боғланишни топайлик. Берилган жисмнинг маълум температурадаги энергиявий ёритувчанлиги  $R_s$  нинг ўша температурадаги абсолют қора жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги  $R_s^*$  га нисбатини  $a_T$  орқали белгилаймиз. У вақтда

$$R_s(T) = a_T R_s^*(T)$$

деб ёзиш мумкин.

Бу қийматни (54.8) га қўйиб,

$$R_s^*(T_{\text{рад}}) = a_T R_s^*(T)$$

ни ҳосил қиламиз.

$R_s^*$  ни (53.11) қонунга асосан температура орқали ифодалаб қуйидаги муносабатга келамиз:

$$\sigma T_{\text{рад}}^4 = a_T \sigma T^4, \quad (54.9)$$

бу ердан

$$T = \frac{1}{\sqrt[4]{a_T}} T_{\text{рад}}. \quad (54.10)$$

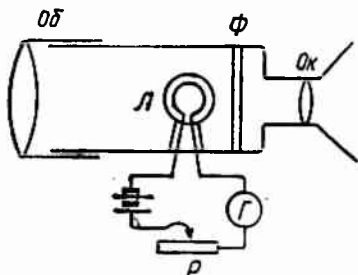
Қора бўлмаган жисмлар учун  $a_T$  бирдан кичик бўлгани сабабли ҳақиқий температура радиацион температурадан катта бўлади. Справочникларда турли нурлангичлар учун  $a_T$  қийматининг жадваллари берилган бўлади. Масалан, вольфрам учун  $1500^\circ \text{K}$  ҳақиқий температурада  $a_T = 0,15$ ,  $3000^\circ \text{K}$  да  $a_T = 0,32$ ; никель учун  $1500^\circ \text{K}$  да  $a_T = 0,06$  ва ҳ. к. Шундай қилиб,  $3000^\circ \text{K}$  ҳақиқий температурага эга бўлган вольфрамнинг радиацион пирометр кўрсатган температураси

$$T_{\text{рад}} = \sqrt[4]{a_T} \cdot T = \sqrt[4]{0,32} \cdot 3000 = 0,75 \cdot 3000 = 2250^\circ \text{K}$$

бўлади.

**Равшанлик пирометрлари** Температуранинг аниқлашнинг энг кўп тарқалган усули ёруғлик тарқатувчи жисм спектрининг белгиланган қисқа  $\Delta\lambda$  қисмидаги нурланишининг абсолют қора жисм спектрининг ўша қисмидаги нурланиши билан таққослашга асосланган. Одатда спектрнинг  $\lambda = 0,66 \text{ мк}$  атрофида ётувчи қизил қисмидан фойдаланилади. То ласи кўринмайдиган пирометр деб аталувчи равшанлик пирометри-

нинг схемаси 166-расмда кўрсатилган.  $L$  лампочканинг ярим айлана шаклидаги толаси асбоб ўқиға перпендикуляр текисликда ётади.  $Ob$  объектив текширилайтган нурланувчи сиртининг ўша текисликдаги тасвирини ҳосил қилиб беради.  $\Phi$  ёруғлик фильтри  $Ok$  окулярға фақат  $0,66 \text{ мк}$  атрофидаги тўлқин узунлиғига эға бўлган қизил нурларни ўтказиб беради.  $P$  релостат ёрдамила толанинг равшанлиғи нурлангич тасвирининг равшанлиғи билан бир хил бўлгунча қиздирилади ва окуляр орқали кузатиб бунға эришилади (шу пайтда тола „кўринмайди“, яъни тола тасвир фонида ажратиб бўлмайдиган ҳолға келади). Асбоб олдиндан абсолют қора жисмға нисбатан даражаланган бўлиб, гальванометр шкаласи



166- расм

бўлинмаларининг тўғрисиға температуранинг тегишли қийматлари кўрсатилиб қўйилган бўлади.

Қора бўлмаган жисмлар учун асбоб абсолют қора жисмнинг  $\lambda = 0,66 \text{ мк}$  га тўғри келган  $B_s^*(\lambda, T_{\text{рав}})$  равшанлиғи текширилайтган жисмнинг ҳақиқий  $T$  температурадаги  $B_s(\lambda, T)$  равшанлиғига тенг бўлган вақтдаги  $T_{\text{рав}}$  температурани кўрсатади:

$$B_s^*(\lambda, T_{\text{рав}}) = B_s(\lambda, T). \quad (54.11)$$

$B_s = (1/\pi)R_s$  муносабат ҳар бир спектрал ташкил этувчи учун ўринли бўлади. Демак,

$$B_s(\lambda, T) = \frac{1}{\pi} r_{\lambda T}.$$

Бу ифодадаги  $r_{\lambda T}$  ни (50.7) га асосан алмаштириб,

$$B_s(\lambda, T) = \frac{1}{\pi} a_{\lambda T} \varphi(\lambda, T), \quad (54.12)$$

ға эға бўламиз, бунда  $a_{\lambda T}$  — нурланувчи жисмнинг ютиш қобилияти.

Абсолют қора жисм учун  $a_{\lambda T} \equiv 1$  эканлиғини назарда тутиб, (54.12) дан  $B_s(\lambda, T)$  нинг қийматини (54.11) га қўямиз. Натижада  $\pi$  га қисқартириб  $\varphi(\lambda, T_{\text{рав}}) = a_{\lambda T} \varphi(\lambda, T)$  муносабатға келамиз, ёки

$$a_{\lambda T} = \frac{\varphi(\lambda, T_{\text{рав}})}{\varphi(\lambda, T)}, \quad (54.13)$$

бунда  $a_{\lambda T}$  — текширилайтган жисмнинг  $\lambda$  тўлқин узунлиғини ўтказадиган ёруғлик фильтри учун ҳақиқий  $T$  температурадаги ютиш қобилияти.

(54.13) га  $\varphi(\lambda, T)$  нинг (53.10) даги ифодасини қўйиб,

$$a_{\lambda T} = \frac{e^{2\pi hc/k\lambda T} - 1}{e^{2\pi hc/k\lambda T_{\text{рав}}} - 1} \quad (54.14)$$

га эга бўламиз.

$\lambda = 0,66 \text{ мк}$ ,  $T \sim T_{\text{рав}} \sim 3000^\circ \text{ К}$  деб олиб,  $e$  нинг даража кўрсаткичи катталигининг гартибини баҳолаймиз:

$$\frac{2\pi hc}{k\lambda T} = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 1,05 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 0,66 \cdot 10^{-6} \cdot 3 \cdot 10^3} \approx 7.$$

$e^7 \gg 1$  бўлгани учун, (54.14) ифоданинг сурат ва махражидаги бирни назарга олмасак ҳам бўлади. У ҳолда

$$a_{\lambda T} = e^{(2\pi hc/k\lambda)(1/T - 1/T_{\text{рав}})},$$

бундан

$$T = \frac{T_{\text{рав}}}{1 + (k\lambda/2\pi hc) \ln a_{\lambda T} \cdot T_{\text{рав}}} \quad (54.15)$$

(54.15) формуладан қора бўлмаган жисмлар учун  $T$  ҳақиқий температура  $T_{\text{рав}}$  равшанлик температурадан ҳар доим катта эканлиги кўриниб туради ( $\ln a_{\lambda T} < 0$ ).

Турли нурлангичлар учун  $a_{\lambda T}$  нинг қийматини справочниклардан топиш мумкин.

Масалан, вольфрам учун  $T = 3000^\circ \text{ К}$  ва  $\lambda = 0,66 \text{ мк}$  да  $a_{\lambda T} = 0,46$  бўлади. (54.15) формула бўйича ҳисоблаш равшанлик температурасининг қиймати учун  $T_{\text{рав}} = 2700^\circ \text{ К}$  ни беради (юқорида аниқланишига кўра, бу ҳол учун радиацион температура  $2250^\circ \text{ К}$  га тенг бўлган).

**Рангли пирометрлар.** Кулранг жисм учун нур чиқариш қобилияти

$$r_{\lambda T} = a_T \varphi(\lambda, T) \quad (54.16)$$

кўринишда ёзилиши мумкин, бунда  $a_T = \text{const}$ . Демак, кулранг жисмнинг  $T$  температурада чиқариш қобилиятининг максимуми ҳам абсолют қора жисмнинг шу температурада чиқариш қобилиятининг максимуми тўғри келган битта  $\lambda_m$  тўлқин узунлигига тўғри келади. Шунинг учун, агар  $\lambda_m$  аниқланган бўлса, кулранг жисмнинг температурасини (53.12) формула бўйича ҳисоблаб чиқариш мумкин. Бу усул билан аниқланган температура ранг температураси дейилади.

Қуёшнинг нурланиш спектрида (нурланишнинг Ер атмосферасидан ўтиш олдида) олинган максимуми  $\lambda_m = 0,4 \text{ мк}^1$ )

<sup>1</sup> Нурланишнинг атмосферадан ўтганидан кейин максимум узун тўлқин томонга силжиб, тахминан  $0,55 \text{ мк}$  га тўғри келади (13-бетдаги сноскага қаранг).

тўлқин узунлигига тўғри келади. Буни (53.12) га қўйсак, Қуёшнинг рангли температурасини қиймати учун:

$$T_{\text{ранг}} = \frac{b}{\lambda_m} = \frac{2,90 \cdot 10^3}{0,47} \approx 6000^\circ\text{K}$$

келиб чиқади.

Қуёшнинг радиацион температураси тахминан  $5800^\circ\text{K}$  атрофида бўлади. Рангли ва радиацион температураларнинг ораларидаги фарқнинг камлиги Қуёш сиртининг ўз хусусияти билан абсолют қора жисмга яқинлигидан далолат беради.

Кулранг жисмнинг температурасини аниқлаш учун ҳамма спектрал тақсимотни тадқиқ қилиш ўрнига иккита тўлқин узунлик учун олинган нур чиқариш қобилиятларининг нисбатини топиш кифоя:

$$\xi = \frac{r(\lambda_1, T)}{r(\lambda_2, T)} \quad (54.17)$$

Ҳақиқатдан ҳам, (54.16) га асосан  $\xi = \varphi(\lambda_1, T) / (\varphi(\lambda_2, T))$ . (53.11) ифодадан фойдаланиб,

$$\xi = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \frac{e^{2\pi\hbar c/kT\lambda_2} - 1}{e^{2\pi\hbar c/kT\lambda_1} - 1} \quad (54.18)$$

га эга бўламиз.

Юқорида ўтказилган баҳолашга асосан  $\lambda$  микроннинг ўндан бир неча тартибда ва  $T \sim 3000^\circ\text{K}$  бўлганида (54.18) ифоданинг сурати ва махражидаги бирни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Логарифмлаб қуйидаги муносабатга келамиз:

$$\ln \xi = 5 \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} + \frac{2\pi\hbar c}{kT} \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right),$$

бу ердан

$$T_{\text{ранг}} = \frac{(2\pi\hbar c/k)(1/\lambda_2 - 1/\lambda_1)}{\ln \xi - 5 \ln(\lambda_2/\lambda_1)}. \quad (54.19)$$

Абсолют қора ва кулранг жисмлар учун (54.19) формулага асосан ҳисоблаб чиқарилган рангли температура ҳақиқий температура билан мос тушади. Кулранг жисмдан унча фарқ қилмайдиган жисмлар учун ранг температураси, одатда ҳақиқий температурадан юқори бўлади. Нурланиш характери кулранг жисмларнинг нурланишидан кескин фарқ қиладиган жисмлар учун ранг температураси тушунчаси ўз мазмунини йўқотади.

Ранг пирометрларининг бир тури 164-расмда тасвирланган пирометрдан шу билан фарқ қиладики, унинг объективининг олдида кўк ва қизил рангли ёруғлик фильтри жойлаштирилган айланма диск ўрнатилган бўлади. Қабул қилгич занжирида даврий ўзгарувчи ток ҳосил бўлиб,  $\xi$  қанча катта бўлса, у ток максимумининг минимумига нисбати  $i_{\text{max}}/i_{\text{min}}$  ҳам шунчалик катта бўлади. Махсус электрон схема бу токни шундай ўзгартирадигани, натижада чиқишга уланган асбобнинг кўрсатиши  $i_{\text{max}}/i_{\text{min}}$  га пропорционал бўлади. Асбоб абсолют қора жисмга нисбатан даражаланади.

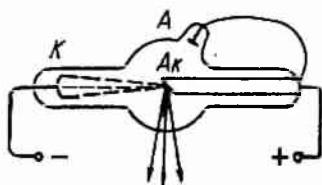
## IX БОВ ФОТОНЛАР

### 55-§. Тормозланишдаги рентген нурланиш

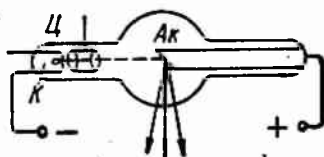
Аввалги бобда иссиқлик нурланиши хоссаларини гушунтириш мақсадида электромагнит нурланиш  $h\omega$  порция тарзида тарқалади деб тасаввур қилишга тўғри келган эди. Нурланишнинг квант табиати ҳам тормозланишдаги рентген спектрида қисқа тўлқин чегараси мавжудлиги билан гушунтирилади.

Рентген нурлар қаттиқ нишонларни катта тезликли электронлар билан бомбардимон қилинганда пайдо бўлади. Ионавий ва электронавий рентген трубкаларда (167-расм) паст босимда ( $10^{-3}$  мм сим уст. тартибида) биқсима разряд вужудга келтирилади. Трубканинг  $K$  катода ботиқ шаклда ясалади, натижада катоддан чиқаётган катод нурлар (II том, 89-§ га қаранг) оғир металллар ( $W$ ,  $Cu$ ,  $Pt$  ва шу кабилар) дан ясалган  $Ak$  нишонга тўпланади. Бу нишон антикатод деб аталади. Қолдиқ газ атомлари билан урилганда катод нурлар аτροφга сезиларли равишда сочилмаслиги учун  $Ak$  антикатодни катодга шунчалик яқин жойлаштириладики, у крукснинг қоронғи фазоси соҳасига тўғри келиб қолади. Аноднинг бундай жойлашишида разряд сўнади. Шунинг учун трубккага катоддан антикатодга нисбатан узоқроқда алоҳида  $A$  анод ўрнатилади. Антикатоддан зарядлар оқиб ўтиб туриши учун у анод билан қисқа туташтирилади.

Электронавий трубкаларда 168-расм) эркин электронлар ток билан қиздириладиган катод (вольфрам спираль) дан термоэлектронларга чиқиши натижасида вужудга келади.  $C$  цилиндр электрон дастани



167- расм.



168- расм

фокуслаш учун хизмат қилади. Бундай трубкларда босим  $10^{-5} \div 10^{-7}$  мм. уст. га тенг бўлади. Трубканинг Ак антикатоди бир вақтда анод вазифасини ҳам ўтайди. Электронавий трубклар анча турғун ишлайди ва ишлатишга қулай бўлади. Шу сабабли ҳозирги пайтда ионавий трубклар кам қўлланилади.

Электронларнинг деярли ҳамма энергияси антикатодда иссиқлик сифатида ажралади (энергиянинг фақат 1—3% игина нурланишга айланади). Шунинг учун катта қувватли трубкларда антикатодни интенсив совитиб туришга тўғри келади. Шу мақсадда антикатод атрофида совитувчи суюқлик (сув ёки ёғ) айланаб оқиши учун каналлар ясалади.

Агар катод билан антикатод оралигига  $U$  кучланиш қўйилган бўлса, электронлар  $eU$  энергиягача тезлантилади. Электронлар антикатодга урилиб, қаттиқ тормозланади ва улар электромагнит тўлқинлар манбаи бўлиб қолади. Нурланиш интенсивлиги

$$I = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{e^2 \omega^2}{6\pi c^2}$$

ифода билан аниқланади [II том (114.5) формулага қаранг].

Электроннинг  $\omega$  тезланиши бутун  $\tau$  тормозланиш вақти давомида катталик жиҳатдан ўзгармайди деб фараз қиламиз. У вақтда нурланиш интенсивлиги ҳам ўзгармайди ва тормозланиш вақтида электрон

$$W = I\tau = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{e^2 \omega^2 \tau}{6\pi c^2} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{e^2 v_0^2}{6\pi c^2 \tau} \infty \frac{v_0^2}{\tau}$$

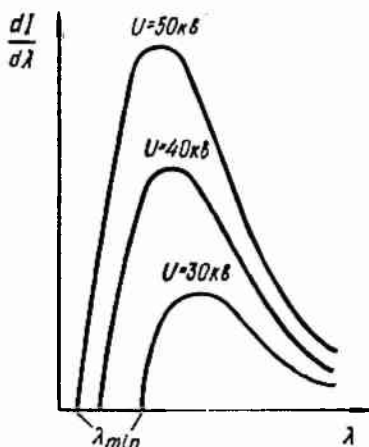
энергияни нурлайди, бунда  $v_0$  — электроннинг бошланғич тезлиги.

Олинган натижа катта тезликда учаётган электронларнинг фақат кескин тормозланишидагина етарлича нурланиш кузатилиши мумкинлигини кўрсатади. Рентген трубкларга 50 кэВ гача кучланиш берилади. Бундай потенциаллар фарқидан ўтган электрон 0,4 с га яқин тезликка эришади. Бетатронда электронларга жуда катта тезлик берилиши мумкин (II том, 104-§ га қаранг). 50 МэВ энергияга 0,99995 с тезлик мос келади. Бетатронда тезлантилган электронлар дастасини бирор қаттиқ нишонга юбориб, жуда қисқа тўлқин узунликли рентген нурларни ҳосил қилади. Тўлқин узунлиги қанчалик қисқа бўлса, нурлар моддада шунчалик кам ютилади. Шунинг учун бетатронда юзага келган рентген нурлар айниқса катта ўтувчанлик қобилятига эга бўлади.

Электронлар тезлиги етарлича даражада катта бўлганида тормозланишдаги нурланишдан (яъни электронларнинг тормозланиши натижасида юзага келган нурланишдан) ташқари, х а р а к т е р и с т и к н у р л а н и ш (антикатод атомларининг ички электрон қобиқларининг уйғониши натижасида

вужудга келган нурланиш) ҳам юзага келади. Бу нурланиш 78-§ да кўриб чиқилади. Ҳозир бизни фақат тормозланишдаги нурланиш қизиқтиради. Классик электродинамикага асосан электроннинг тормозланишида узунлиги нолдан чексизликкача бўлган ҳамма тўлқинлар пайдо бўлади. Электронлар тезлигининг, яъни трубкадаги  $U$  кучланишнинг орта бориши билан нурланиш интенсивлигининг максимуми тўғри келган тўлқин узунлиги камаю бориши лозим.

169-расмда тормозланишдаги рентген нурланиш интенсивлигининг  $U$  нинг турли қийматлари учун олинган тўлқин узунликлари бўйича тақсимланишининг экспериментал эгри чизиғи берилган. Расмдан кўринадики, назарий хулосалар тажрибада асосан тасдиқланади. Аммо классик электродинамика талабларидан битта принципа четланиш бор.  $U$  ҳам бўлса шундан иборатки, интенсивликнинг тақсимланиш эгри чизиқлари координата боши томон бормай, балки тўлқин узунлигининг  $\lambda_{min}$  чекли қийматларида узилади. Тормозланишдаги рентген спектрининг  $\lambda_{min}$  қисқа тўлқинли чегараси  $U$  тезлаувчи кучланиш билан ушбу муносабат орқали боғланиши экспериментал аниқланган:



169- расм

$$\lambda_{min} = \frac{12\,390}{U}. \quad (55.1)$$

Бу ерда  $\lambda_{min}$  ангстремларда,  $U$ —вольтларда ифодаланган.

Қисқа тўлқинли чегаранинг мавжудлиги нурланишнинг квант табиатидан бевосита келиб чиқади. Ҳақиқатан ҳам, агар нурланиш электроннинг тормозланишида йўқотган энергияси ҳисобига вужудга келса,  $h\omega$  квант миқдори электроннинг  $eU$  энергиясидан ортиқ бўла олмайди:

$$h\omega < eU.$$

Бундан нурланиш частотасининг қиймати  $\omega_{max} = eU/h$ , дан катта бўла олмаслиги келиб чиқади, демак, тўлқин узунлиги

$$\lambda_{min} = \frac{2\pi c}{\omega_{max}} = \frac{(2\pi hc/e)}{U} \quad (55.2)$$

дан кичик бўла олмайди.

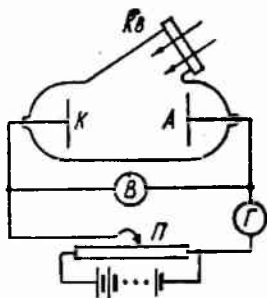
Шундай қилиб, биз (55.1) эмпирик муносабатга келдик. (55.1) ва (55.2) ларни солиштириш натижасида топилган  $h$  нинг



қиймати бошқа усуллар билан аниқланган қийматларига яқин мос келади.  $h$  ни аниқлаш-усуллари орасида тормозланишдаги рентген спектрининг қисқа тўлқинли чегарасини ўлчашга асосланган усул энг аниқ ҳисобланади.

## 56-§. Фотозэфект

Модданинг ёруғлик таъсирида электронлар чиқариш ҳодисаси фотозэлектрик эффе́кт ёки фотозэ́фект дейилади. Бу ҳодисани 1887 йилда Г. Герц очган бўлиб, бунда у зарядсизлагичнинг рух шарчалари орасидаги учқуннинг пайдо бўлиши шарчалардан бирини ультрабинафша нурлар билан ёритилганда анча енгиллашишини сезган. 1888—1889 йилларда А. Г. Столетов фотозэфектни атрофлича ўрганиб, қуйидаги қонуниятларни аниқлади: 1) ёруғлик таъсирида ажралиб чиққан зарядлар манфий ишорага эга бўлади; 2) ультрабинафша нурлар энг кўп таъсир кўрсатади; 3) жисмдан чиққан заряд миқдори унга ютилган ёруғлик энергиясига пропорционал. 1898 йилда Ленард ва Томсон ёруғлик таъсирида ажралиб чиққан зарраларнинг солиштирма зарядини ўлчаб, бу зарядлар электронлар эканлигини аниқладилар.



170- расм.

Фотозэфект ҳодисасини тадқиқ қилиш учун мўлжалланган замонавий қурилма схемаси 170- расмда кўрсатилган. Ёруғлик  $Kv$  кварц дарча орқали ҳавоси сўриб олинган баллон ичига ўтиб, текшириляётган материалдан ясалган  $K$  катодни ёритади. Фотозэфект натижасида чиқарилган электронлар электр майдон таъсирида  $A$  анодга томон ҳаракатланади. Натижада асбоб занжиридан фототок ўтади уни  $G$  гальванометр билан ўлчанади. Анод билан катод орасидаги кучланиш  $P$  потенциометр ёрдамида ўзгартирилиши мумкин.

Фотозэфект ёритилувчи сиртнинг ҳолати (хусусан, сиртда жойлашган оксидлар ва адсорбцияланган моддалар) га кучли даражада боғлиқ. Милликен юқори вакуум остидаги текшириляётган сирт устидаги плёнкани йўқотиб, уни тозалайдиган асбобни ишлаб чиқди. Фотозэфектни ўрганиш методикасини П. И. Лукирский ва С. С. Прилежаевлар анчагина такомиллаштириб, сферик конденсатор усулини қўладилар. Уларнинг қурилмаларида кумушланган сферик шиша баллон деворлари анод вазифасини ўтайди. Баллон марказига шарча кўринишдаги катод ўрнатилган.

171-расмда вольт-ампер характеристика, яъни ўзгармас  $\Phi$  ёруғлик оқими таъсирида  $i$  фототокнинг электродлар орасидаги  $U$  кучланишга боғлиқлигини кўрсатувчи эгри чизик тас-

вирланган. Бу эгри чизиқдан бирор унча катта бўлмаган кучланишда фототокнинг тўйинишга, яъни катоддан учиб чиқаётган ҳамма электронларнинг анодга етиб боришга эришиши кўриниб турибди. Демак,  $i_m$  тўйиниш ток кучи ёруғлик таъсирида катоддан бирлик вақтда учиб чиқаётган электронлар сони билан аниқланади.

$U = 0$  бўлганда фототок йўқолмайди. Бу ҳол электронлар катоддан нолдан фарқли тезлик билан учиб чиқишларининг далили бўлиб хизмат қилади. Фототок нолга тенг бўлиши учун  $U_T$  тўхтатувчи кучланиш (буни тўхтатувчи потенциал ҳам деб юригилади) бериш лозим. Бундай кучланишда ҳеч қандай электрон, ҳатто катоддан чиқишда тезликнинг энг катта  $v_m$  қийматига эга бўлгани ҳам тўхтатувчи майдонни енгиб, анодга етиб бера олмайди. Шунинг учун

$$\frac{1}{2} m v_m^2 = e U_T \quad (56.1)$$

деб ёзиш мумкин, бунда  $m$ —электроннинг массаси. Шундай қилиб тўхтатувчи кучланиш  $U_T$  ни ўлчаб фотоэлектронлар тезлигининг максимал қийматини<sup>1)</sup> аниқлаш мумкин.

Спектрал таркиби ўзгармас бўлган ёруғлик тушаётганда тўйиниш ток кучи (яъни чиқарилмаётган электронлар сони) ёруғлик оқими  $\Phi$  га пропорционал:

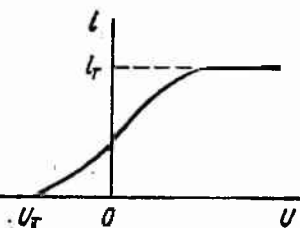
$$i_T \propto \Phi. \quad (56.2)$$

Бу Столетов қонуни деб аталади.

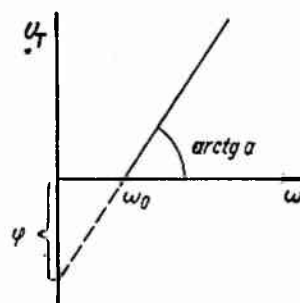
Тўхтатувчи кучланиш  $U_T$  ёруғлик интенсивлигига боғлиқ эмас. Милликен юқорида баён қилинган асбобда ўлчашлар ўтказиб, катодни монохроматик ёруғлик билан ёритилганда  $U_T$  ёруғлик частотаси  $\omega$  га қараб, чизиқли қонун бўйича ўзгаришини аниқлади:

$$U_T = a\omega - \varphi, \quad (56.3)$$

бу ерда  $a$  ва  $\varphi$ —константалар,  $a$  бу катод материалига боғлиқ эмас. (56.3) функциянинг графиги 172-расмда берилган.



171-расм.



172-расм.

<sup>1)</sup> Лукирский ва Прилежаевлар таклиф қилган электродлар шаклидан фойдаланганда эгри чизиқ  $U_T$  га яқин жойда жуда тик кетади ва  $U_T$  ни ҳатта аниқлик билан топишга имконият туғдиради.

(56.3) ни  $e$  га кўпайтириб ва  $eU_T$  ни (56.1) га асосан ўзгартириб,

$$\frac{1}{2} m v_m^2 = a e \omega - e \varphi \quad (56.4)$$

ни ҳосил қиламиз.

Охирги муносабатдан, ёруғлик таъсирида электронлар катоддан учиб чиқиб кетиши учун ( $v_m$  ҳақиқий бўлиши учун)  $a\omega \geq \varphi$ , ёки

$$\omega \geq \omega_0 = \frac{\varphi}{a} \quad (56.5)$$

шартнинг бажарилиши зарурлиги келиб чиқади.

Шунга мувофиқ тўлқин узунлиги учун қуйидаги шарт келиб чиқади

$$\lambda \leq \lambda_0 = \frac{2\pi a}{\varphi}. \quad (56.6)$$

$\omega_0$  частота ёки  $\lambda_0$  тўлқин узунлиги фотоэффектнинг қизил чегараси дейилади. Тўхтатувчи кучланиш нолга айланган ҳолдаги частотани аниқлаб,  $\lambda_0$  ни топиш мумкин (172-расмга қаранг).

Фотоэффект қонунлари ёруғликнинг тўлқин назарияси тасаввурига зиддир. Бутасаввурларга асосан электромагнит ёруғлик тўлқини таъсирида модда электронлари амплитудаси тўлқин амплитудасига пропорционал бўлган мажбурий тебранма ҳаракат қилиши лозим. Тебраниш етарли даражада интенсивликка эга бўлганида электроннинг модда билан боғланиши бузилиб, электронлар ташқарига катталиги тушаётган ёруғлик амплитудасига, яъни унинг интенсивлигига боғлиқ бўлган тезлик билан учиб чиқади. Ҳақиқатда эса, бундай боғланиш йўқ — электронларнинг тезлиги фақат тушаётган ёруғлик частотасига боғлиқ.

Эйнштейн (1905) агар Планк тахмин қилганидек ёруғлик  $h\omega$  порция (квант) тарзида чиқарилгани каби худди ўшандай порциялар билан ютилади деган тахмин киритилса, фотоэффектнинг ҳамма қонуниятларини жуда осон тушунтириш мумкин деб кўрсатди. Эйнштейннинг фикри бўйича, электроннинг олган энергияси, унга  $h\omega$  квант шаклида берилиб, электрон энергия квантини тўлиқ равишда ўзлаштиради. Бу энергиянинг  $e\varphi$  чиқиш ишига тенг бўлган қисми (III том, 74 § га қараңг), электрон жисми ташлаб чиқиб кетиши учун сарф бўлади. Агар электрон сиртнинг ўзидан чиқмай, балки бирор ичкариликдан чиқадиган бўлса, у вақтда энергиянинг  $W'$  га тенг бўлган қисми моддадаги тасодифий тўқнашишларга сарф бўлиши мумкин. Энергиянинг қолган қисми моддани ташлаб чиққан электроннинг  $W_k$  кинетик энергиясини юзага келтиради. Агар  $W' = 0$  бўлса,  $W_k$  энергия максимум бўлади. Бу ҳолда:

$$h\omega = \frac{1}{2} m v_m^2 + e\varphi \quad (56.7)$$

муносабат бажарилиши керак. Бу ифода Эйнштейн формуласи деб аталади. (56.7) ифода (56.4) эмпирик формула билан мос эканлигини кўриш қийин эмас. Бундан (56.4) нинг охириги ҳади чиқиш ишини ифодалаб,  $a$  коэффициентнинг  $h/e$  га тенг эканлиги келиб чиқади. Демак, 172-расмдаги тўғри чизиқ қиялик бурчагининг тангенсини аниқлаб,  $h$  Планк доимийсини  $e$  элементар зарядга нисбатини топиши мумкин. Шу йўл билан топилган  $h$  нинг қиймати, мувозанатли иссиқлик нурланишининг спектрал тақсимоти ва тормозланишдаги рентген спектрининг қисқа тўлқинли чегарасидан топилган қийматларига тўғри келади. Тўғри чизиқни давом эттириш билан  $U_T$  ўқидан кесиб олинган  $\phi$  кесма (172-расмга қаранг), катод ясалган модда учун чиқиш потенциални беради.

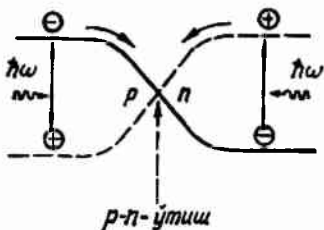
Эйнштейн назарияси  $I_T$  тўйиниш ток кучининг тушаётган  $\Phi$  ёруғлик оқимига пропорционаллигини тушунтириб бера олади. Ҳақиқатдан ҳам, ёруғлик оқимининг миқдори сиртга бирлик вақтда тушаётган ёруғлик квантларининг сони билан аниқланади. Шу билан биргаликда сиртдан чиққан электронларнинг сони сиртга тушаётган квантлар сонига пропорционал бўлиши лозим. Шуни таъкидлаб ўтмоқчимизки, тажрибанинг кўрсатишича, жуда кам сондаги квантлар ўз энергияларини фотоэлектронларга беради. Қолган квантларнинг энергияси, ёруғликни ютаётган модданинг қизиши учун сарф бўлади.

Биз кўриб ўтган (одатда оддий фотоэффект деб аталувчи) ташқи фотоэффектдан ташқари, шунингдек, диэлектрик ва яримўтказгичларда кузатиладиган ички фотоэффект ҳам мавжуд. Унинг мазмуни шундан иборатки, ёруғлик таъсири натижасида электронлар энергиявий сатҳлар бўйича қайта тақсимланади. Агар  $h\nu$  энергия кванти ман этилган зона кенглигидан катта бўлса (II т. 71-§ га қаранг), квантни ютган электрон валент зонадан ўтказувчанлик зонасига ўтади. Натижада қўшимча бир жуфт ток ташувчи электрон ва тешик пайдо бўладики, у модданинг электр ўтказувчанлигининг ортишида намоён бўлади. Агар моддада аралашма мавжуд бўлса, электронлар ёруғлик таъсирида валент зонадан аралашма ҳосил қилган сатҳга ёки аралашма сатҳидан ўтказувчанлик зонасига ўтиши мумкин. Биринчи ҳолда тешик, иккинчи ҳолда эса электрон фотоўтказувчанлик юзага келади.

Фотоқаршилиқлар деб аталувчи асбобларнинг ишлаши ички фотоэффектга асосланган. Ҳосил бўлувчи ток ташувчилар сони тушувчи ёруғлик оқимига пропорционал бўлади. Шунинг учун фотоқаршилиқлар фотометрия мақсадларида қўлланади. Бу мақсадда селен биринчи қўлланган ярим ўтказгич ҳисобланади. Кейинги вақтларда спектрнинг кўринувчан қисмида CdS дан ясалган фотоқаршилиқлар кенг қўлланила бошланди. PbS, PbSe, PbTe ва InSb яримўтказгичлардан ясалган фотоқаршилиқлар инфрақизил нурланиш детекторлари сифати-

да фойдаланилади, уларнинг термоэлектрик болометрларга нисбатан устунлик томонлари анча кўпдир.

$p$ - $n$ -ўтиш соҳасида (II том, 78-§ га қаранг) ёки металл билан яримўтказгичнинг контактланиш чегарасида вентиль фотоэффектни кузатилади. Унинг мазмуни шундаки, ёруғлик таъсирида электр юритувчи куч (фото э. ю. к.) пайдо бўлади.



173-расм.

173-расмда электронлар (туташ эгри чизик) ва тешикларнинг (пунктир эгри чизик) потенциал энергиялари  $p$ - $n$ -ўтиш соҳасидаги қандай ўзгариши кўрсатилган (II том, 173-расм билан таққосланг). Ёруғлик таъсирида пайдо бўлган берилган соҳа учун асосий бўлмаган ток ташувчилар ( $p$ -соҳадаги электронлар ва  $n$ -соҳадаги тешиклар) ўтиш соҳаси орқали ўтади.

Натижада  $p$ -соҳада ортиқча мусбат заряд ва  $n$  соҳада ортиқча манфий заряд тўпланиб қолади. Бу ўтиш соҳасига қўйилган кучланишнинг пайдо бўлишига олиб келади. Мана шу кучланиш фотоэлектр юритувчи куч деб юритилади.

Агар кристаллнинг  $p$  ва  $n$ -соҳаларига ташқи нагрузка уланса, ундан ток оқиб ўтади. Унча катта бўлмаган ёритилганликда ток кучи кристаллга тушаётган ёруғлик оқимига пропорционал бўлади. Фотоэлектрик фотометрларнинг, хусусан, фотографияда қўлланиладиган экспонометрларнинг ишлаши шунга асосланган. Кетма-кет уланган бир нечта кремнийли  $p$ - $n$ -ўтиш қуёш батареясини ҳосил қилади. Бундай батареялар космик ракеталар ва Ер йўлдошларидаги радиоаппаратуралар учун ток манбаи бўлиб хизмат қилади.

## 57-§. Боте тажрибаси. Фотонлар

Мувозанатли иссиқлик нурланиши спектридаги энергия тақсимотини тушунтириш учун, Планк кўрсатганидек, ёруғлик фақат  $h\nu$  порция шаклида чиқади деб фараз қилиш кифоя. Фотоэффектни тушунтириш учун эса ёруғлик ўша порциялар шаклида ютилади деб тахмин қилиш кифоя. Аммо Эйнштейн анча узоққа қараб кетди. У ёруғлик бошланғич пайтда ёруғлик квантлари деб аталувчи дискрет зарралар шаклида ҳам тарқалади деган гипотезани илгари сурди. Кейинчалик бу зарралар фотонлар деб аталди.

Эйнштейн гипотезаси қатор тажрибалар билан тасдиқланди. Боте тажрибаси буниники беvosита тасдиқлайди. Юпқа  $\Phi$  металл зар (174-расм) иккита газ разрядли  $Cy$  сўтчиғи ўртасига жойлаштирилади (II том, 86-§ га қаранг). Зар кучсиз рентген нурлари дастаси билан ёритилган, унинг таъсирида зарнинг ўзи рентген нурларининг манбаи бўлиб қолади

(оу ҳодиса рентген флуоресценция деб аталади). Бирламчи даста интенсивлиги кичик бўлиши сабабли зардан ажралиб чиққан квантлар сони ҳам унча кўп бўлмайди. Зарга рентген нурлари келиб тушиши билан счѐтчик ишлаб кетиб ҳаракатланувчи  $L$  лентага белги қўювчи махсус  $M$  механизми ишга солади. Агар нурланаѐтган энергия тўлқин тасаввурига кўра ҳамма томонга бир текис тарқалганда эди, иккала счѐтчик ҳам бир вақтда ишлаб кетиши керак эди ва лентадаги белгилар бир-бирининг рўпарасига тушган бўлар эди. Ҳақиқатда эса, белгиларнинг бутунлай тартибсиз жойлашишлари кузатилади. Буни фақат алоҳида олинган нурланиш актларида бир гал бир йўналишда, иккинчи гал бошқа йўналишда учиб кетаѐтган ѐруғлик зарраларининг пайдо бўлиши билан тушунтириш мумкин.

Шундай қилиб, алоҳида ѐруғлик зарралари—фотонларнинг мавжудлиги экспериментал исбот қилинди. Фотон ўзининг  $\omega$  частотаси ѐки  $\lambda$  тўлқин узунлиги билан аниқландиган

$$\epsilon = h\omega = \frac{2\pi hc}{\lambda}, \quad (57.1)$$

энергияга эга.  $h$  ва  $c$  ларнинг қийматларини ўрнига қўйсақ, қуйидаги формулага келамиз:

$$\epsilon = \frac{12390}{\lambda}, \quad (57.2)$$

бу ерда  $\epsilon$  электрон-вольтларда,  $\lambda$ —ангстремларда ифодаланган<sup>1)</sup>.

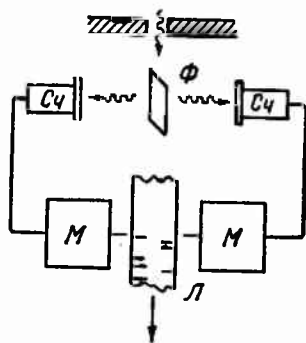
$\lambda = 0,555 \text{ мк} = 5550 \text{ \AA}$  тўлқин узунлигига  $\epsilon = 2,23 \text{ эв}$  фотон энергияси тўғри келади. Рентген нурлари учун ( $\lambda \approx 10^{-4} \div 8 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$ )  $15 \text{ эв}$  дан  $100 \text{ Мэв}$  гача фотон энергияси тўғри келади.

Нисбийлик назариясига асосан  $\epsilon$  энергияли зарра  $m = \epsilon/c^2$  массага эга бўлади [(42.9) га қаранг].  $\epsilon$  нинг қийматини ўрнига қўйиб, фотон массаси учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$m = \frac{h\omega}{c^2}. \quad (57.3)$$

Фотон  $c$  тезлик билан ҳаракатланадиган заррадир (42.6) формулага  $v = c$  қийматни қўйсақ, формуланинг махражи нолга айланади. Лекин биз кўриб ўтганимиздек, фотон массаси  $m$

1) Охириги иккита сонни ўзгартириб, осон эслаб қоладиган формулани ҳосил қилиш мумкин:  $\epsilon = \frac{12345}{\lambda}$ .



174-расм.

чеклидир. Бу ҳол тинчликдаги  $m_0$  масса нолга тенг бўлгандагина юз бериши мумкин. Демак, фотон тинчликдаги массаси нолга тенг бўлмаган ва тинч ҳолатда бўла оладиган электрон, протон ва нейтрон каби зарралардан тубдан фарқ қилувчи алоҳида бир заррадир. Фотон ҳаракатсизликда массага эга бўлмайди, у фақат  $c$  тезлик билан ҳаракат қилибгина мавжуд бўла олади.

(42.12) формулада  $m_0=0$  деб олиб,  $E=cp$  га эга бўламиз. Бу ердан фотоннинг импульсга эга эканлиги келиб чиқади:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{2\pi h}{\lambda}. \quad (57.4)$$

$2\pi/\lambda$  нинг  $h$  тўлқин сонига, яъни  $k$  тўлқин векторининг модулига тенг эканлигини ҳисобга олиб, фотоннинг импульсини вектор кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}. \quad (57.5)$$

Фотоннинг импульси мавжудлигидан, бирор жисмга тушаётган ёруғлик шу жисмнинг бирлик сиртига бирлик вақт ичида фотонлар орқали берилаётган импульсга тенг бўлган босим кўрсатади деган фикр келиб чиқади. Фотонлар оқимининг зичлиги (бирлик сиртга бирлик вақт ичида тушаётган фотонлар сони)  $N$  га тенг деб фараз қилайлик. Агар ҳамма фотонлар жисмга ютилса, босим  $P = pN = (e/c)N$  бўлади. Ҳамма фотонлар жисмдан қайтадиган шароитда босим икки марта ортиқ:  $P = 2(e/c)N$  бўлади. Ниҳоят, агар фотонларнинг  $x$  га тенг бўлган қисми қайтарилса ( $x$  — қайтариш коэффициенти) ва  $(1-x)$  га тенг бўлган қисми ютилса, босим учун қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$P = 2 \frac{e}{c} x N + \frac{e}{c} (1-x) N = (1+x) \frac{e}{c} N.$$

Фотонлар оқими зичлиги  $N$  ни фотонлар зичлиги  $n$  (яъни бирлик ҳажмидаги фотонлар сони) билан уларнинг  $c$  тезлигининг кўпайтмаси  $N = n \cdot c$  шаклида ёвса бўлади.  $n$  кўпайтма бирлик ҳажмга тўпланган фотонлар энергияси  $w$  ни (энергия зичлигини) беришини назарда тутиб, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$P = (1+x)w.$$

Бу формула электромагнит назариядан келиб чиқадиган босим ифодасининг ўзгинасидир [II том, (113.2) формулага қarang].

Биз ёруғлик, ўзини зарралар (фотонлар) оқими сифатида намён қиладиган қатор ҳодисаларни кўриб ўтдик. Лекин ёруғлик интерференцияси ва дифракцияси каби ҳодисалар фақат тўлқин тасавурлар асосида тушунтирилиши мумкин эканлигини эсдан чиқармаслик лозим. Шундай қилиб, ёруғлик корпускуляр-тўлқин дуализми (икки ёқламалик) ни ошкор қилади: бир хил ҳодисаларда унинг тўлқин табиати намён бўлиб, у электромагнит тўлқин сифатида бўлса, бошқа

ҳодисаларда эса ёруғликнинг корпускуляр табиати намоён бўлиб, у фотонлар оқими сифатида бўлади. Корпускуляр-тўлқин дуализми фақат ёруғлик зарраларига тегишли бўлмасдан, балки модда зарралари (электрон, протон, атом ва ҳ. к.) га ҳам тегишли эканлигини кейинроқ 64-§ да кўриб ўтамиз.

Тўлқин ва корпускуляр манзара ўзаро қандай муносабатда эканлигини аниқлайлик. Бу саволга бирор сиртнинг ёритилганлигини иккала нуқтаи назарда қараб чиқиб жавоб топишимиз мумкин. Тўлқин тасаввурга асосан сиртнинг бирор нуқтасидаги ёритилганлик ёруғлик тўлқини амплитудасининг квадрати га пропорционал. Корпускуляр нуқтаи назардан ёритилганлик фотонлар оқимининг зичлигига пропорционал. Демак, ёруғлик тўлқини амплитудасининг квадрати билан фотонлар оқимининг зичлиги орасида тўғри пропорционаллик мавжуд. Энергия ва импульс ташувчиси фотондир. Фотон сиртнинг қайси нуқтасига келиб тушса, сиртнинг ўша нуқтасида энергия ажралади. Тўлқин амплитудасининг квадрати сиртнинг берилган нуқтасига фотоннинг келиб тушиш эҳтимолини аниқлаб беради. Аниқроғи, фазонинг текширилаётган нуқтасини ўз ичига олган  $dV$  ҳажм интервалида фотоннинг бўлишлик эҳтимоли

$$dP = \chi A^2 dV \quad (57.6)$$

ифода орқали аниқланади, бу ерда  $\chi$ —пропорционаллик коэффициенти.  $A$ —ёруғлик тўлқинининг амплитудаси. Ушбу

$$\frac{dP}{dV} = \chi A^2 \quad (57.7)$$

катталиқ эҳтимолиқ зичлиги деб аталади.

Айтилганлардан фотонларнинг ёруғлик тушаётган сирт бўйича тақсимланиши статистик характерга эга эканлиги келиб чиқади. Ёритилганликнинг тажрибада бир текис тақсимланган бўлиб кузатилиши, одатда фотонлар оқими зичлигининг катта бўлишлиги билан тушунтирилади. Масалан,  $0,555 \text{ мк}$  тўлқин узунликли ёруғлик билан ҳосил қилинган ёритилганлик  $50 \text{ мк}$  га тенг бўлганда (бундай ёритилганлик ўқиганда кўз чарчамаслиги учун керак)  $1 \text{ см}^2$  сиртга секундига тахминан  $2 \cdot 10^{13}$  та фотон келиб тушади. Статистик миқдорларнинг ўртача қийматдан нисбий четланишлари (улар нисбий флуктуациялар деб аталади) зарралар сонининг квадрат илдиизига тескари пропорционал. Шунинг учун фотонларнинг кўрсатилган миқдордаги оқимида флуктуациялар жуда кам бўлади ва сирт бир текис ёритилган бўлиб кўринади.

Кучсиз ёруғлик оқимининг флуктуациялари С. И. Вавилов ва унинг ходимлари томонидан топилган. Улар кўзнинг энг сезгир соҳаси ( $\lambda = 0,555 \text{ мк}$ ) да қорачиққа тахминан секундига 100 та фотон тушгандан бошлаб кўз ёруғликни сеза бошлайди деб топганлар. Бундай интензивликда Вавилов ёруғлик оқимининг аниқ статистик характерга эга бўлган флуктуацияларини кузатган.



## 58-§. Комптон эффекти

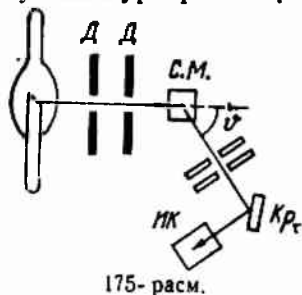
Вруғликнинг қорпускуляр хоссаи айниқса Комптон эффекти деб аталган ҳодисада ёрқин намоён бўлади. 1923 йилда Комптон рентген нурларининг турли моддаларда сочилишини ўрганиб, сочилган нурлар таркибида бирламчи тўлқин узунлиги  $\lambda$  билан бир қаторда, ундан катта  $\lambda'$  тўлқин узунлигига эга бўлган нурларнинг ҳам борлигини сезган.  $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$  айирма  $\lambda$  га ҳам, сочувчи модда табиатига ҳам боғлиқ бўлмас экан. Тажриба йўли билан қуйидаги қонуният аниқланган.

$$\Delta\lambda = \lambda_0(1 - \cos\vartheta) = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}, \quad (58.1)$$

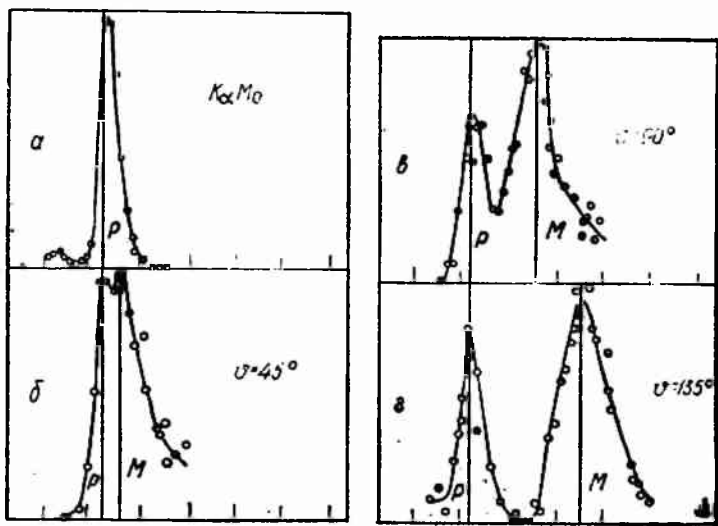
бу ерда  $\vartheta$  — сочилган нурланиш йўналиши билан бирламчи даста йўналиши орасида ҳосил бўлган бурчак,  $\lambda_0 = 0,0242 \text{ \AA}$  ўзгармас катталиқ бўлиб, у 0,0242 Å га тенг.

Комптон тажрибасининг схемаси 175-расмда кўрсатилган. Д диафрагмалар ёрдамида ҳосил қилинган ингичка монохроматик (характеристик) рентген нурлар дастаси СМ сочувчи моддага қаратиб йўналтирилган. Сочилган нурланишнинг спектрал таркиби Кр кристалл ва ИК ионизацион камерадан ташкил топган рентген спектрограф ёрдамида ўрганилган.

Монохроматик рентген нурлари [молибденнинг  $K\alpha^1$ ] чизиғи нинг графитда сочилишини текшириш натижалари 176-расмда



175-расм.

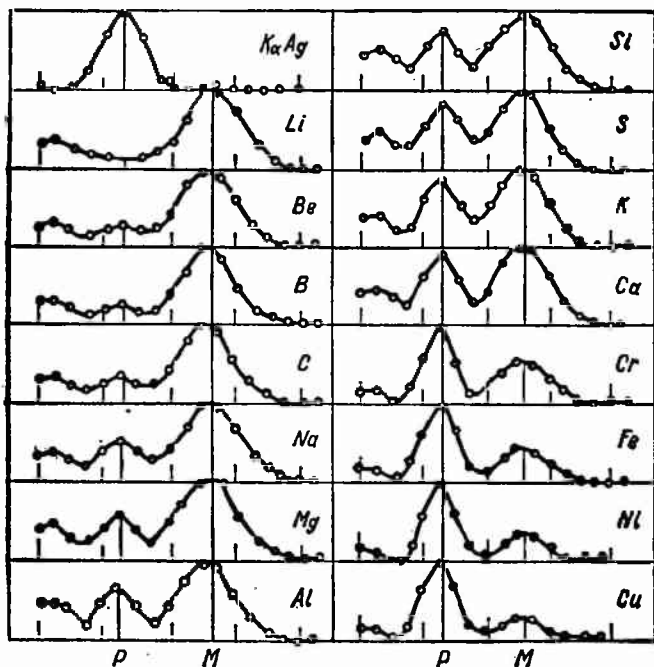


176-расм.

1) 78- § га қаранг.

келтирилган.  $a$  эгри чизиқ бирламчи нурланишни характерлайди. Қолган бошқа эгри чизиқлар турли  $\theta$  сочилиш бурчакларига тегишли. Уларнинг қийматлари расмда кўрсатилган. Ордината ўқи бўйлаб нурланиш интенсивлиги, абсцисса ўқи бўйлаб тўлқин узунлигига пропорционал катталиқ қўйилган.

177- расм  $M$  силжиган ва  $P$  силжимаган компоненталар интенсивликлари билан сочувчи модда атом номери орасидаги боғланишни характерлайди. Чап устундан юқоридаги эгри чизиқ бирламчи нурланиш (кумушнинг  $K_{\alpha}$  чизиғи)ни характер-



177- расм.

лайди. Атом номери кичик бўлган (Li, Be, B) моддаларда сочилган нурланишнинг деярли ҳаммаси силжиган тўлқин узунлигига эга. Атом номери орта борган сари нурланишнинг кўпроқ қисми ўзгармас тўлқин узунлиги билан сочилади.

Сочилишни рентген фотонларининг амалда эркин ҳисобланган электронлар билан эластик тўқнашиш процессидан иборат деб қараб, Комптон эффектнинг ҳамма ўзига хос хусусиятларини тушунтириш мумкин. Атом билан жуда кучсиз боғланган, боғланиш энергиялари фотоннинг электронга тўқнашиш<sup>1)</sup> пай-

<sup>1)</sup> Эластик тўқнашишда фотон электронга (ёки бирор бошқа заррага) ўзининг ҳамма энергиясини бера олмайди. Бундай процесс энергия ва импульснинг сақланиш қонунларини бузган бўлар эди.

тида берган энергиясидан анча кичик бўлган электронларни эркин электронлар деб ҳисоблаш мумкин.

Бошланғич пайтда тинч турган эркин электронга  $h\omega$  энергияга ва  $hk$  импульсга эга бўлган фотон келиб тушаётган бўлсин. Электроннинг туқнашгунча бўлган энергияси  $m_0c^2$  га ( $m_0$ —электроннинг тинч ҳолатдаги массаси), импульси нолга тенг. Туқнашгандан кейин электрон  $mc^2$  энергияга ва  $m\mathbf{v}$  импульсга эга бўлади [ $m$  ва  $m_0$  (42.6) муносабат билан боғланган] Фотоннинг энергия ва импульси ҳам ўзгариб,  $h\omega'$  ва  $hk'$  га тенг бўлади. Энергия ва импульснинг сақланиш қонунларидан қуйидаги иккита муносабат келиб чиқади:

$$\begin{aligned} h\omega + m_0c^2 &= h\omega' + mc^2, \\ h\mathbf{k} &= m\mathbf{v} + h\mathbf{k}'. \end{aligned}$$

Биринчи тенгламани  $c$  га бўлиб, уни қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$m\mathbf{v} = m_0c + h(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$$

( $\omega/c$  катталики  $k$  га тенглигини эслатиб ўтамиз). Бу тенгламани квадратга кўтариб, қуйидагига эга бўламиз:

$$(m\mathbf{v})^2 = (m_0c)^2 + (hk)^2 + (hk')^2 - 2(hk)(hk') + 2m_0c h(k - k'). \quad (58.2)$$

178- расмдан

$$(m\mathbf{v})^2 = (hk)^2 + (hk')^2 - 2(hk)(hk')\cos\vartheta \quad (58.3)$$

эканлиги келиб чиқади. Бу ерда  $\vartheta$ — $\mathbf{k}'$  ва  $\mathbf{k}$  векторлар орасидаги бурчак, яъни сочилган ёруғликнинг тарқалиш йўналиши билан бирламчи даста йўналиши орасидаги бурчак.

(58.3) тенгламани (58.2) тенгламадан айириб,

$$m^2(c^2 - v^2) = m_0^2c^2 - 2h^2kk'(1 - \cos\vartheta) + 2m_0c h(k - k')$$

ни ҳосил қиламиз.

(42.6) муносабатни назарда тутиб,  $m^2(c^2 - v^2) = m_0^2c^2$  эканлигига ишонч ҳосил қилиш қийин эмас. Шундай қилиб,

$$m_0c(k - k') = hkk'(1 - \cos\vartheta)$$

тенгликка эга бўламиз.

Бу тенгликни  $2\pi$  га кўпайтириб,  $kk'm_0c$  га бўламиз ва

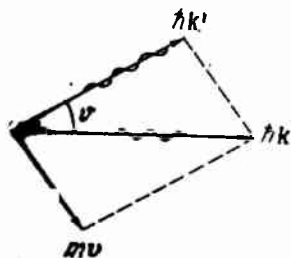
$$\frac{2\pi}{k'} - \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi h}{m_0c} (1 - \cos\vartheta)$$

ни ҳосил қиламиз.

Охирида,  $2\pi/k = \lambda$  эканлигини назарда тутиб, агар  $\lambda_0 = 2\pi h/m_0c$  деб олсак, эмпирик аниқланган (58.1) формула билан мос тушувчи

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{2\pi h}{m_0c} (1 - \cos\vartheta) \quad (58.4)$$

формула ҳосил бўлади.



178- расм.

Қуйидаги

$$\Lambda = \frac{h}{m_0 c} \quad (58.5)$$

катталиқ  $m_0$  массага эга бўлган зарранинг Комптон тўлқин узунилиги деб аталади.  $h$ ,  $m_0$  ва  $c$  ларнинг сон қийматларини ўрнига қўйиб, электроннинг Комптон тўлқин узунилиги учун

$$\Lambda = 3,86 \cdot 10^{-11} \text{ см} = 0,00386 \text{ \AA} \quad (58.6)$$

қийматни ҳосил қиламиз.

Электроннинг  $\Lambda$  сини  $2\pi$  га кўпайтириб,  $\lambda_0$  учун  $0,0242 \text{ \AA}$ , яъни (58.1) формуладаги коэффициентнинг эмпирик қиймати билан мос тушувчи қийматга эга бўламиз.

Фотонларнинг атомга кучли боғланган электронларда сочилишида энергия ва импульс билан алмашиниши худди бир бутун атом билан бўлаётгандек бўлади. Атомнинг массаси электроннинг массасидан анча катта бўлганлиги сабабли, комптон силжиш бу ҳол учун жуда кичик ва  $\lambda'$  амалда  $\lambda$  билан бир хил бўлади. Атом номери орта борган сари кучли боғланган электронларнинг нисбий сони орта боради. Спектрал чизиқ силжишининг камая бориши юқоридаги ҳолнинг вужудга келиши натижасида юзага келган бўлади (177- расмга қаранг).

---

# II ҚИСМ АТОМ ФИЗИКАСИ

Х В О В

## АТОМ УЧУН БОР НАЗАРИЯСИ

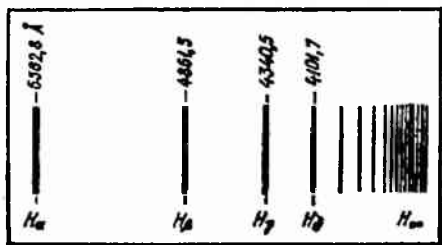
### 59-§. Атом спектрларидаги қонуниятлар

Сийраклаштирилган газ ёки металл буғлари кўринишдаги изоляцияланган атомлар алоҳида спектрал чизиқлардан иборат спектр чиқаради. Шу муносабат билан атомлар чиқарган спектр чизиқли спектр деб ном олган. 179-расмда симоб буғларининг чиқариш спектри кўрсатилган. Бошқа атомларнинг спектрлари ҳам худди шундай характерга эга бўлади.



179- расм.

Атом спектрларини ўрганиш атом тузилишини билиш калити бўлиб хизмат қилди. Энг аввал атом спектрларидаги чизиқлар тартибсиз жойлашган бўлмай, балки улар группа группа бўлади, ёки бошқача айтганда чизиқлар серияларига ажралиши аниқланган эди. Буни энг оддий атом — водород атоми спектрида яққол кўриш мумкин. 180-расмда атомар водород спектрининг кўринувчан ва яқин ультрабинафша соҳасидаги қисми кўрсатилган.  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  ва  $H_\infty$  символлар



180- расм.

билан кўринувчан чизиқлар белгиланган.  $H_{\alpha}$  серия чегарасини кўрсатади (қуйига қаранг). Равшанки, чизиқлар тартибсиз бўлмай, балки маълум тартибда жойлашади. Чизиқлар орасидаги оралиқ узунроқ тўлқиндан қисқароқ тўлқинга ўтган сари маълум қонуният билан камаё боради.

Швейцария физиги Бальмар (1885) бу сериядаги водород чизиқларининг тўлқин узунликлари

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (59.1)$$

формула билан аниқ тасвирланиши мумкинлигини аниқлади. Бу ерда  $\lambda_0$ —константа,  $n$ —бутун сон; 3, 4, 5 ва ҳ. к. қийматларни қабул қилади.

Спектроскопняда спектрал чизиқларни частота билан эмас, балки тўлқин сони ( $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$  тўлқин сони билан алмаштириш ярамайди!) деб аталувчи тўлқин узунлигининг тескари қиймати,

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = \frac{\omega}{2\pi c} \quad (59.2)$$

билан характерлаш қабул қилинган. Бунинг сабаби шундаки, тўлқин узунлиги (ва демак, тўлқин сони ҳам) ҳозирги вақтда ёруғлик тезлиги  $c$  ни аниқлашга нисбатан анча катта аниқлик билан ўлчанади [бу аниқлик ҳақида  $R$  константанинг (59.4) қийматига қараб фикр юритиш мумкин. Шунинг учун частотанинг қиймати тўлқин сонининг қийматичалик аниқликка эга эмас.

Агар (59.1) ни тўлқин сонига нисбатан ўзгартириб ёзилса,

$$\nu' = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (59.3)$$

формула ҳосил бўлади, бу ерда  $R$  ҳарфи билан  $4\lambda_0$  га тенг бўлган константа белгиланган. Бу константа швед спектроскопчиси шарафига Ридберг доимийси деб аталган:

$$R = 109\,737,309 \pm 0,012 \text{ см}^{-1}. \quad (59.4)$$

Биз спектрал чизиқларни характерлаш учун спектроскопик белгилар билан иш кўрмай,  $\omega$  доиравий частотадан фойдаланамиз. Мос равишда Ридберг доимийси деб (59.3) формуладаги  $R$  дан  $2\pi c$  марта катта бўлган катталикини тушунамиз. Бу катталикини ҳам биз ўша  $R$  ҳарфи билан белгилаймиз. Демак, келгусида Ридберг доимийси деб аталувчи катталик

$$R = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ сек}^{-1} \quad (59.5)$$

қийматга эга бўлиб, аниғни олганда, Ридберг доимийсини  $2\pi c$  га кўпайтирилганига тенг.

Шундай қилиб, (59.3) формулани

$$\omega = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (59.6)$$

кўринишда ёзамиз.

(59.6) формула [худди (59.3) формула каби] Бальмер формуласи деб аталади. Водород атомининг спектрал чизиқларига тегишли серия эса Бальмер серияси деб аталади. Кейинги текширишлар водород спектрида яна бир нечта серия борлигини кўрсатди. Спектрнинг ультрабинафша қисмида Лайман серияси мавжуд. Қолган сериялар инфрақизил соҳада ётади. Бу сериялар чизиқлари (59.6) га ўхшаш бўлган қуйидаги формулалар кўринишида берилиши мумкин:

$$\text{Лайман серияси } \omega = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 2, 3, 4, \dots);$$

$$\text{Пашен серияси } \omega = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 4, 5, 6, \dots);$$

$$\text{Брэкет серияси } \omega = R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 5, 6, 7, \dots);$$

$$\text{Пфунд серияси } \omega = R \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 6, 7, 8, \dots).$$

Водород атоми спектридаги ҳамма чизиқларга мос частоталарни битта

$$\omega = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (59.7)$$

формула ёрдамида ифодалаш мумкин. Бунда  $m$  Лайман серияси учун 1, Бальмер серияси учун 2 ва ҳ. к. қийматларни қабул қилади. Берилган  $m$  учун  $n$  сони  $m+1$  дан бошлаб ҳамма бутун сонларни қабул қилади. (59.7) ифода Бальмернинг умумлашган формуласи деб аталади.

$n$  нинг орта бориши билан ҳар бир серияда чизиқнинг частотаси серия чегараси деб аталувчи  $R/m^2$  чегаравий қийматга интилади (180-расмда Бальмер сериясининг чегараси  $H_{\infty}$  символ билан белгиланган).  $T(n) = R/n^2$  ифоданинг

$$\frac{R}{1^2}, \frac{R}{2^2}, \frac{R}{3^2}, \dots \quad (59.8)$$

қийматларини олайлик.

Водород спектридаги исталган чизиқнинг частотаси (59.8) қатордаги иккита соннинг айирмаси шаклида берилиши мумкин. Бу сонлар спектрал терм ёки тўғридан-тўғри терм<sup>1)</sup> деб аталади. Масалан, Бальмер сериясидаги биринчи чизиқнинг частотаси  $T(2) - T(3)$  га, Пфунд сериясидаги иккинчи чизиқнинг частотаси  $T(5) - T(7)$  га тенг ва ҳ. к.

<sup>1)</sup> Спектроскопияда терм деб  $2\pi c$  марта кичик қийматга эга бўлган сонларга айтилади. Уларнинг айирмаси спектрал чизиқларнинг  $\nu'$  тўлқин сонини беради.

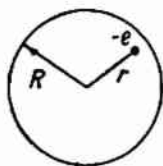
Бошқа атомлар спектрларини ўрганиш бу ҳолларда ҳам чизик частоталарини иккита терм айирмаси шаклида берилиши мумкинлигини кўрсатди:

$$\omega = T_1(m) - T_2(n). \quad (59.9)$$

Аммо  $T(n)$  терм одатда водород атоминикига нисбатан мураккаб кўринишга эга бўлади. Ундан ташқари (59.9) формуланинг биринчи ва иккинчи ҳадлари термларнинг турли қаторларидан олинади.

## 60-§. Томсоннинг атом модели

Изоляцияланган атом чиқараётган спектр характерини тушунтириш учун нурланаётган атомдаги электрон гармоник тебранма ҳаракат қилади ва демак, мувозанат ҳолат атрофида  $f = -kr$  кўринишдаги квазиэластик куч билан тутиб турилади деб фараз қилиш лозим эди, бунда  $r$ —электроннинг мувозанат ҳолатдан четланиши. 1903 йилда Томсон атомнинг шундай бир моделини таклиф қилдики, унга асосан атом мусбаг электр билан бир текис тўлдирилган сферадан иборат бўлиб, ичида электрон жойлашган бўлади (181-расм). Сферанинг йиғинди мусбаг заряди электрон зарядига тенг бўлиб, атом бир бутун ҳолатда нейтралдир.



181-расм.

Бир текис зарядланган сфера ичидаги майдон кучланганлиги қуйидаги ифода орқали аниқланади<sup>1</sup>:

$$E(r) = \frac{e}{R^3} r \quad (0 \leq r < R),$$

бунда  $e$ —сфера заряди,  $R$ —унинг радиуси, [II том, (8.12) формулага қаранг]. Демак, мувозанат ҳолатдан (сфера марказидан)  $r$  ораликда турган электронга

$$f = (-e)E = -\frac{e^2}{R^3} r = -kr$$

куч таъсир қилади.

Бундай шароитда бирор йўл билан мувозанат ҳолатдан чиқарилган электрон:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{e^2}{mR^3}} \quad (60.1)$$

частота билан тебранади ( $e$ —электрон заряди,  $m$ —электрон массаси,  $R$ —атом радиуси).

<sup>1</sup>) Бунда ва бундан кейин ҳам биз бу томда Гаусс бирликлар системасидан фойдаланамиз.



Охирги муносабатдан атом ўлчамини аниқлашда фойдаланиш мумкин. (60.1) га асосан

$$R = \left( \frac{e^2}{m\omega^2} \right)^{1/3}$$

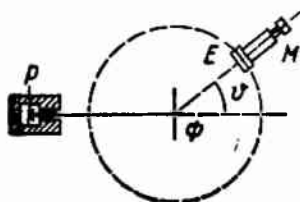
$\lambda = 0,6 \text{ мк} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ см}$  тўлқин узунлигига (спектрнинг кўринувчан соҳаси)  $\omega \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$  частота мос келади. Демак,

$$R = \left( \frac{4,8^2 \cdot 10^{-20}}{0,91 \cdot 10^{-27} \cdot 3^2 \cdot 10^{30}} \right)^{1/3} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ см.}$$

Олинган қиймат тартиби бўйича атомнинг газокинетик ўлчамига тўғри келиб, уни Томсон моделнинг тасдиғи деб ҳам қараш мумкин эди. Лекин кейинчалик бу моделнинг яроқсизлиги аниқланди. Шунинг учун ҳозирги вақтда у фақат атомлар тузилиши ҳақидаги тасаввурларнинг тараққиёти занжиридаги звеноларидан бири сифатида тарихий аҳамиятга эга.

### 61- §. $\alpha$ -зарраларнинг сочилиши бўйича қилинган тажрибалар. Атомнинг ядро модели

Атомдаги мусбат ва манфий зарраларнинг тақсимланиш характерини аниқлаш учун атомнинг ички соҳасини бевосита тажрибада „зондлаш“ зарур эди. Бундай зондлашни Резерфорд ва унинг ходимлари  $\alpha$ -зарралар ёрдами билан, бу зарралар юпқа модда қатлаидан ўтаётганларида учиш йўналишлари ўзгаришини (сочилишини) кузатиб, амалга оширдилар.



182- расм.

$\alpha$ -зарралар деб баъзи моддаларнинг радиоактив емирилиш пайтида жуда катта тезлик билан ажратиб чиқарадиган зарраларига айтилишини эслатиб кетамиз. Резерфорд ўз тажрибаларини ўтказган вақтда  $\alpha$ -зарралар иккиланган элементар мусбат зарядга эга эканлиги ва бу зарядни йўқотган (яъни ўзига иккита электронни бирлаштириб олган) пайтда  $\alpha$ -зарранинг гелий атомига айланиши маълум эди. Радиоактив моддадан  $\alpha$ -зарраларнинг учиб чиқиш тезлиги  $10^9 \text{ см/сек}$  тартибда бўлади.

Тажриба қуйидагича амалга оширилди (182-расм). Қўрғошин парчасидаги ковак ичига  $P$  радиоактив модда киритилган бўлиб, у  $\alpha$ -зарралар манбаи бўлиб хизмат қилади.  $\alpha$ -зарралар қўрғошинда кучли тормозланиши сабабли улар ташқарига фақат ингичка тирқиш орқали чиқа олади. Шу усул билан ҳосил қилинган  $\alpha$ -зарраларининг ингичка дастаси йўлига юпқа  $\Phi$  металл зар қўйилган.  $\alpha$ -зарралар зардан ўтганларида бошланғич ҳаракат йўналишидан турли  $\theta$  бурчакка оққан. Сочил-

ган  $\alpha$ -зарралар рух сульфид суртилган  $E$  экранга бориб урилиб ҳосил бўлган сцинтилляцияларни<sup>1)</sup>  $M$  микроскоп орқали кузатилади. Микроскоп билан экранни сочувчи зар марказидан ўтувчи ўқ атрофида айлантириш ва исталган  $\theta$  бурчак остида ўрнатиш мумкин эди.  $\alpha$ -зарраларининг ҳаво молекулалари билан тўқнашиши натижасида юз берадиган тормозланишнинг олдини олиш мақсадида бутун қурилма ҳавоси сўриб олинган ғилоф ичига жойлаштирилган.

Маълум миқдордаги  $\alpha$ -зарралар жуда катта (деярли  $180^\circ$  гача бўлган) бурчакларга сочилганлиги маълум бўлди. Тажриба натижаларини анализ қилиб, Резерфорд қуйидаги хулосага келди:  $\alpha$ -зарраларнинг бундай катта оғиши фақат атомнинг ичида жуда кичик ҳажмга тўпланган катта масса билан боғланган з-аряднинг ҳосил қилган ҳаддан ташқари кучли электр майдон бўлгандагина юзага келиши мумкин. Бу хулосага асосланиб, Резерфорд 1911 йилда атомнинг ядро моделини таклиф қилди. Резерфорд тасавури бўйича атом марказига  $Ze$  мусбат зарядли, ўлчами  $10^{-12}$  см дан ошмайдиган оғир ядро жойлашган, ядро атрофида атом эгаллаган бутун ҳажм бўйича тақсимланган  $Z$  донга электрон бўлган зарядлар системасидан иборат. Атомнинг деярли ҳамма массаси ядрога мужас-самланган.

Резерфорд бу тасавурларга асосланиб,  $\alpha$ -зарраларнинг сочилиш назариясини ишлаб чиқди ва сочилган зарраларнинг  $\theta$  бурчак қийматлари бўйича тақсимланиш формуласини келтириб чиқарди. Резерфорд формулани келтириб чиқаришда қуйидагича мулоҳаза юритди.  $\alpha$ -зарралар, уларга атом ядроларининг таъсири натижасида оққан. Электронлар билан ўзаро таъсир натижасида катта оғиш юзага келиши мумкин эмас, чунки электроннинг массаси  $\alpha$ -зарранинг массасидан тўртта тартибга кичик. Зарра ядро яқинидан учиб ўтаётганида унга Кулон итариш кучи таъсир қилади.

$$f = \frac{2Ze^2}{r^2}. \quad (61.1)$$

Зарранинг бу ҳолдаги траекторияси асимптоталари ўзаро  $\theta$  бурчак ҳосил қилган гиперболадан иборат бўлади (183-а расм). Бу бурчак зарранинг бошланғич йўналишидан оғишини характерлайди. Ядродан  $\alpha$ -зарранинг бошланғич йўналишигача бўлган  $b$  масофа нишонга олиш параметри деб аталади. Зарра ядрога қанчалик яқин ўтса ( $b$  қанчалик кичик бўлса), унинг шунчалик кучли оғиши ( $\theta$  нинг шунчалик катта бўлиши табиий.  $b$  ва  $\theta$  лар орасида оддий боғланиш бор уни қуйида аниқлаймиз.

1) Сцинтилляция деб зарядланган зарраларнинг люминесценцияланадиган моддага бериб урилишларидаги ҳосил бўлган ёруғлик чақнашига айтади.

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан зарранинг ядрога сочилишидан аввалги  $p_0$  импульси қандай бўлган бўлса, унинг сочилгандан кейинги  $p$  импульси ҳам ядродан узоқлашганда худди ушундай бўлади, яъни  $p=p_0$ . Демак (183-б расмга қаранг), зарранинг сочилиши натижасида вужудга келадиган импульс вектори орттирмасининг модули учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

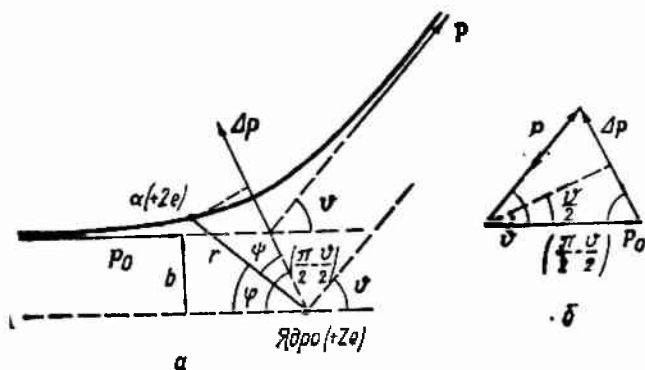
$$|\Delta p| = 2 p_0 \sin \frac{\theta}{2} = 2 m_\alpha v \sin \frac{\theta}{2}, \quad (61.2)$$

бунда  $m_\alpha$  —  $\alpha$ -зарранинг массаси,  $v$  — унинг бошланғич тезлиги.

Бошқа томондан, Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан:

$$|\Delta p| = \int f_n dt, \quad (61.3)$$

бунда  $f_n$  — (61.1) кучнинг  $\Delta p$  вектор йўналиши бўйича ва  $f \cos \psi$  га тенг бўлган проекцияси (183-а расмга қаранг). 183-а ва б



183-расм.

расмдан кўришиб турибдики,  $\psi$  бурчакни қутб бурчаги  $\varphi$  ва  $\theta$  бурчаги орқали алмаштириш мумкин, яъни:

$$\psi = \frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2} - \varphi.$$

Бу муносабатдан қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$f_n = f \cos \psi = f \sin \left( \varphi + \frac{\theta}{2} \right) = \frac{2 Z e^2}{r^2} \sin \left( \varphi + \frac{\theta}{2} \right).$$

Бу ифодани (61.3) формулага қўйиб ва бир вақтнинг ўзида  $dt$  ни  $d\varphi/\dot{\varphi}$  орқали алмаштириб,

$$|\Delta p| = 2 Z e^2 \int_0^{\pi-\theta} \frac{\sin(\varphi + \theta/2) d\varphi}{r^2 \dot{\varphi}} \quad (61.4)$$

га эга бўламиз.

$m_a r^2 \dot{\varphi}$  катталиқ  $\alpha$ -зарранинг сочувчи ядрога нисбатан олинган  $M$  импульс моментини ташкил этади.  $\alpha$ -заррага таъсир этувчи куч марказий куч ҳисобланади. Шунинг учун  $M$  момент ҳар доим ўзгармасдан қолади ва ўзининг бошланғич  $M_0 = m_a v b$  қийматига тенг бўлади.  $r^2 \dot{\varphi}$  ни  $v b$  га алмаштиргандан кейин (61.4) интеграл осонгина ҳисоблаб чиқарилади:

$$|\Delta p| = \frac{2Ze^2}{vb} \int_0^{\pi-\theta} \sin\left(\varphi + \frac{\theta}{2}\right) d\varphi = \frac{2Ze^2}{vb} 2 \cos \frac{\theta}{2}.$$

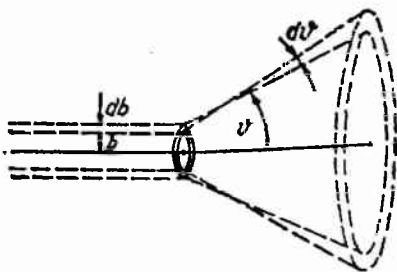
Бу ифодани (61.2) формула билан таққосласак,

$$2m_a v \sin \frac{\theta}{2} = \frac{2Ze^2}{vb} 2 \cos \frac{\theta}{2}$$

келиб чиқади, бундан<sup>1)</sup>

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{m_a v^2}{2Ze^2} b. \quad (61.5)$$

Сочувчи модда қатламини шунчалик юпқа деб қарайликки, ҳар бир зарра ундан ўтаётганида фақат битта ядро яқинидан учиб ўтсин, яъни ҳар бир зарра фақат бир марта сочилсин. Зарра  $\theta$ ,  $\theta + d\theta$  оралиқда ётган бурчакка сочилиши учун ядролардан бирини яқинидан шундай траектория бўйлаб учиб ўтсинки, унинг нишонга олиш параметри  $b$ ,  $b + db$  оралиққа тўғри келсин (184-расм). Бунда  $d\theta$  ва  $db$  лар (61.5) га асосан қуйидаги муносабат орқали боғланган:



184- расм.

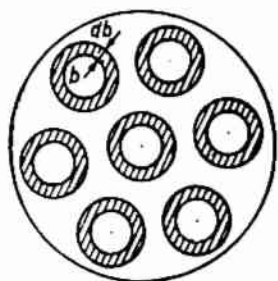
$$-\frac{1}{\sin^2(\theta/2)} \frac{d\theta}{2} = \frac{m_a v^2}{2Ze^2} db. \quad (61.6)$$

Бу ифодадаги минус ишора  $b$  нинг ортиши билан ( $d\theta > 0$ ) оғиш бурчагининг камайиши ( $d\theta < 0$ ) натижасида пайдо бўлган. Келгусида бизни фақат  $db$  нинг  $v$  ва  $d\theta$  га боғлиқ бўлган функциясидаги абсолют қиймати қизиқтиради. Шунинг учун минус ишорани ҳисобга олмаймиз.

$\alpha$ -зарралар дастасининг кўндаланг кесим юзини  $S$  ҳарфи билан белгилаймиз.  $U$  вақтда сочувчи зарнинг даста йўлидаги атомлар сонини  $nSd$  кўринишда бериш мумкин, бунда  $n$ —бирлик ҳажмдаги атомлар сони,  $d$ —зарнинг қалинлиги. Агар  $\alpha$ -зарралар дастанинг кесим бўйича бир текис тақсимланган

<sup>1)</sup> (61.5) формуланинг бунда келтирилган ишоти И. Е. Иродовдан олинган.

булса ва уларнинг сони жуда кўп булса (аслида шундай бўлади), ядролардан бирининг яқинидан  $b$  дан  $b + db$  гача нишонга олиш параметрли траектория бўйича учиб ўтувчи (ва демак,  $\vartheta$  дан  $\vartheta + d\vartheta$  гача бурчаклар интервалада огувчи)  $\alpha$ -зарраларининг нисбий сони



185-расм.

$$\frac{dN_{\vartheta}}{N} = \frac{nSd \cdot 2\pi b db}{S} = nd2\pi b db \quad (61.7)$$

бўлади (185-расмга қаранг). Бу ифодада  $dN_{\vartheta} - \vartheta$  ва  $\vartheta + d\vartheta$  бурчак интервалада сочилган зарралар сони,  $N$  дастадаги зарраларнинг тўлиқ сони. Иккала ҳолда ҳам зарралар сони деганда мос равишда тегишли сиртлардан ўтувчи зарралар оқими тушунилади.

(61.7) формулада  $b$  ва  $db$  ларни (61.5) ва (61.6) ларга асосан  $\vartheta$  ва  $d\vartheta$  орқали белгилаб,

$$\frac{dN_{\vartheta}}{N} = nd \left( \frac{2Ze^2}{m_{\alpha} v^2} \right)^2 2\pi \operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} \frac{1}{\sin^2(\vartheta/2)} \frac{d\vartheta}{2}$$

ни ҳосил қиламиз.

$\vartheta$  бурчакни ўз ичига олган кўпайтувчиларни ўзгартирамиз:

$$\frac{\operatorname{ctg}(\vartheta/2)}{\sin^2(\vartheta/2)} = \frac{\cos(\vartheta/2) \sin(\vartheta/2)}{\sin^4(\vartheta/2)} = \frac{\sin \vartheta}{2 \sin^4(\vartheta/2)}$$

Бу ўзгартиришни ҳисобга олганимизда

$$\frac{dN_{\vartheta}}{N} = nd \left( \frac{2Ze^2}{m_{\alpha} v^2} \right)^2 \frac{2\pi \sin \vartheta d\vartheta}{4 \sin^4(\vartheta/2)}$$

бўлади.

Ниҳоят,  $2\pi \sin \vartheta d\vartheta$  ни  $\vartheta$  дан  $\vartheta + d\vartheta$  гача бўлган бурчакларга тегишли йўналишларни ўз ичига олган  $d\Omega$  фазовий бурчак эканлигини назарда тутган ҳолда

$$\frac{dN_{\vartheta}}{N} = nd \left( \frac{Ze^2}{m_{\alpha} v^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4(\vartheta/2)} \quad (61.8)$$

ни ёзиш мумкин. Охириги ифода  $\alpha$ -зарраларининг сочилиши учун Резерфорд формуласи деб аталади. 1913 йилда Резерфорднинг ходимлари бу формулани бир хил вақт оралиғида турли  $\vartheta$  бурчак остида кузатилган сцинтилляция сонларини ҳисоблаш йўли билан текшириш ўтказдилар. Тажриба шаронтида (182-расмга қаранг) биргина ( $E$  экран юзи ва унинг зардан узоқлиги билан аниқланадиган) фазовий бурчак оралиғидаги  $\alpha$ -зарралар ҳисобланди, шунинг учун турли бурчак остида кузатилган сцинтилляция сони Резерфорд формуласига асосан  $1/\sin^4(\vartheta/2)$  га пропорционал булиши керак. Назариянинг бу натижаси тажрибада тасдиқланди. Сочилишни зар

қалинлигига ва  $\alpha$ -зарранинг тезлигига боғлиқлиги ҳам (618) формула билан мос келди.

$\alpha$ -зарра билан атом ядроси орасидаги Кулон таъсирига асосланган назариянинг тўғрилиги ҳагто орқага отиб ташланган  $\alpha$ -зарра атомнинг мусбат зарядланган соҳасига кира олмаслигининг далили бўлади (биз Томсоннинг атом моделини кўриб ўтганимиздек, бу ҳолда ўзаро таъсир  $2Ze^2/r^2$  қонун билан аниқланмай, балки  $2Ze^2r/R^3$  қонунга мос келишни кўрган эдик). Шу билан бирга, аниқ ядрога қараб йўналган  $\alpha$ -зарра унинг марказига шундай бир масофагача яқин келши мумкинки, уни  $\alpha$ -зарранинг кинетик энергиясини унинг тўлиқ тўхтаган моментидagi ядро билан ўзаро таъсир потенциал энергиясига тенглаб туриб аниқлаш мумкин:

$$\frac{m_a v^2}{2} = \frac{2Ze^2}{r_{\min}}$$

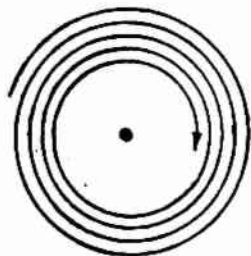
( $r_{\min}$  —  $\alpha$ -зарра ва ядро марказлари орасидаги минимал масофа).  $Z = 10$ ,  $v = 10^9$  см/сек ва  $m_a = 4 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} = 6,6 \cdot 10^{-24}$  г деб олиб

$$r_{\min} = \frac{4Ze^2}{m_a v^2} = \frac{4 \cdot 10 \cdot 4,8^2 \cdot 10^{-20}}{6,6 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{18}} \approx 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ см}$$

га эга бўламиз.

Шундай қилиб,  $\alpha$ -зарраларнинг сочилиши бўйича ўтказилган тажрибаларнинг натижаси Резерфорд таклиф этган атомнинг ядро модели фойдасига ҳал бўлди.

Лекин ядро модели классик механика ва электродинамика қонунларига зид бўлиб чиқди. Ҳаракатсиз турган зарядлар системаси турғун ҳолатда бўла олмагани учун Резерфорд атомнинг статик моделидан воз кечиб, электронлар ядро атрофида берк траектория ҳосил қилиб ҳаракат қилади деб тахмин қилишга мажбур бўлди. Лекин бу ҳолда электрон тезланиш билан ҳаракатланади, шу муносабат билан классик электродинамикага асосан у узлуксиз равишда электромагнит (ёруғлик) тўлқинларини нурлаб туриши лозим. Нурланиш процесси энергия сарфлаш йўли билан содир бўлади ва демак, охирида электрон ядрога тушиши керак (186-расм).



186-расм.

## 62-§. Бор постулатлари. Франк ва Герц тажрибаси

Ўтган параграфда атомнинг ядро модели классик механика ва электродинамика билан биргаликда на атомнинг турғун эканлигини, на атом спектрининг характерини тушунтиришга қодир эмаслиги аниқланди. Юз берган бу аҳволдан қутулиш

Аўлини 1913 йилда Дания физиги Нильс Бор топган эди. Тўғри, унинг қилган тахмини классик механикага ҳам, классик электродинамикага ҳам зид эди. Борнинг қилган фарази у таърифлаган қуйидаги икки постулатда ўз мазмунини топган.

1. Классик механика нуқтаи назардан мумкин бўлган чексиз кўп электрон орбиталаридан ҳақиқатда фақат баъзи маълум квант шартларни қаноатлантирувчи дискрет орбиталаргина мавжуд бўла олади. Бу орбиталардан бирида турган электрон, у тезланиш билан ҳаракат қилишига қарамай, электромагнит тўлқинлар (ёруғлик) чиқармайди.

2. Электрон бир стационар (турғун) ҳолатдан иккинчи бир стационар ҳолатга ўтганда, нурланиш  $h\omega$  ёруғлик энергия кванти шаклида ютилади ёки чиқарилади. Ёруғлик квантининг катталиги ўша электроннинг квант сакраши юз берган стационар ҳолатларга тегишли энергияларнинг айирмасига тенг бўлади, яъни

$$h\omega = E_n - E_m. \quad (62.1)$$

Нурланаётган чизиқ частотаси

$$\omega = \frac{E_n}{h} - \frac{E_m}{h}$$

га тенг бўлади.

Агар энергия ифодасида ихтиёрий аддитив доимий катталикни шундай қилиб ганлаб олинсаки, электронни ядродан чексизликка узоқлаштирганда  $E$  нолга тенг бўлса, у вақтда ҳамма  $E_i$  лар нолдан кичик бўлади (электронни ядродан узоқлаштириш учун мусбат иш бажариш керак).  $(-E_i/h)$  катталар ҳам мусбат бўлади. Шу ҳолни назарда тутилганда,

$$\omega = \left(-\frac{E_m}{h}\right) - \left(-\frac{E_n}{h}\right).$$

Бошқа томондан,

$$\omega = T(m) - T(n)$$

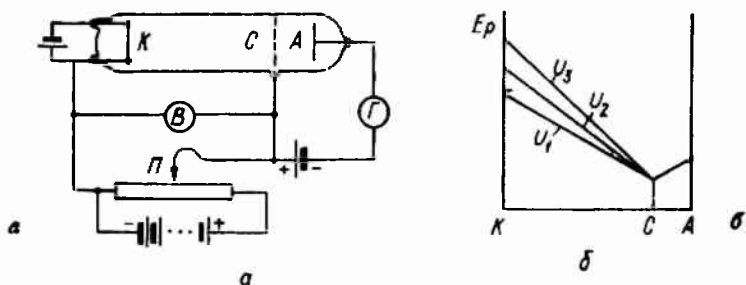
эканлиги бизга маълум, бунда  $T(i) > 0$  (59-§ га қаранг).

Кейинги иккита ифодани таққослаб, терм  $(-1/h)$  кўпайтувчигача аниқлик билан атомнинг стационар ҳолатига тегишли энергияга тенг эканлигини кўрамиз, яъни

$$T(n) = -\frac{E_n}{h}. \quad (62.2)$$

Атомнинг дискрет энергиявий сатҳларининг мавжудлиги Франк ва Герц ўтказган тажрибалари билан тасдиқланган. Уларнинг қурилмалари схемаси 187-а расмда келтирилган. Унча катта бўлмаган босим ( $\sim 1$  мм. сим. уст.) да симоб буғлари билан тўлдирилган трубкага  $K$  катод,  $C$  тўр ва  $A$  анод вазифасини ўтайдиган электродлар жойлаштирилган. Термоэлектрон эмиссия натижасида катоддан учиб чиқаётган электрон-

лар катод ва тўр орасига қўйилган  $U$  потенциаллар фарқи билан тезлаштирилади. Бу потенциаллар фарқини  $\Pi$  потенциометр ёрдамида бир текис ўзгартириш мумкин. Тўр ва анод орасида кучсиз электр майдонини (потенциаллар айирмаси  $0,5 \text{ в}$  атрофида) ҳосил қилиб, анодга қараб кетаётган электронларнинг ҳаракатини тормозлантирилган. 187-б расмда кагод ва



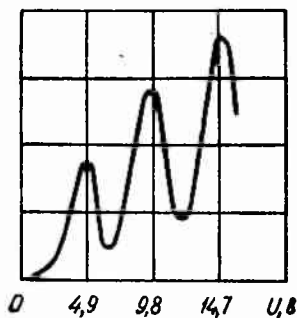
187- расм.

тўр орасидаги кучланишнинг турли қийматларида электроннинг электродлар орасидаги  $E_p = -e\phi$  потенциал энергиясининг ўзгариши кўрсатилган ( $\phi$ —майдоннинг тегишли нуқтасидаги потенциал).

Анод занжиридаги ( $\Gamma$  гальванометр билан) ўлчанаётган  $i$  ток кучининг  $U$  кучланишга боғлиқлиги аниқланган. Олинган натижалар 188-расмда берилган. Ток кучи аввал монотон ўсиб бориб  $U = 4,9 \text{ в}$  да максимумга эришади, шундан кейин  $U$  ни яна орттириб бориш билан кескин камайиб, минимумга эришади ва яна янгидан ўса бошлайди. Ток кучининг максимумлари  $U$  нинг  $9,8 \text{ в}$  ва  $14,7 \text{ в}$  ва ҳ. к.<sup>1)</sup> қийматларида такрорланади.

Эгри чизиқнинг бундай кўринишда бўлиши энергиявий сатҳларнинг дискретлиги натижасида атомлар энергияни фақат маълум порциялар тарзида қабул қила олиши билан тушунтирилади, яъни  $\Delta E_1 = E_2 - E_1$  ёки  $\Delta E_2 = E_3 - E_1$  ва ҳ. к. Бу ерда  $E_1, E_2, E_3, \dots$  — 1-, 2-, 3- ва ҳ. к. стационар ҳолатларнинг энергиялари.

Электроннинг энергияси  $\Delta E_1$  дан кичик бўлгунча, электрон билан си-



188- расм.

<sup>1)</sup> Амалда максимумлар кучланишнинг  $4,1 \text{ в}$ ,  $9,0 \text{ в}$ ,  $13,9 \text{ в}$  ва ҳ.к. қийматларида ҳосил бўлади бу, ҳатто, ташқи кучланиш бўлмаганда, электродлар орасидаги  $0,8 \text{ в}$  тартибдаги контакт потенциаллар айирмасининг мавжудлиги натижасида пайдо бўлган.



моб атоми орасидаги урилиш эластик характерда бўлади, электроннинг массаси симоб атомининг массасидан жуда кичик бўлганлиги сабабли электроннинг урилиш пайтидаги энергияси амалда ўзгармайди. Электронларнинг бир қисми тўрға келиб тушади, қолганлари эса тўрдан утиб, анодга етиб боради ва  $\Gamma$  гальванометр занжирида ток ҳосил қилади. Электронларнинг тўрға бориб еггандаги тезликлари ( $U$  кучланиш) қанчалик катта бўлса, тўрдан ўтиб кетувчи электронларнинг сони ва демак  $i$  ток кучи шунчалик катта бўлади.

Электроннинг катод тўр оралиғида тўплаган энергияси  $\Delta E_1$  га етганда, ёки ундан ортиб кетганда урилиш эластик бўлмай, электронлар атомларга урилганида уларга  $\Delta E_1$  энергияни бериб, кейин эса анча кичик тезлик билан ҳаракатланишни давом эттиради. Шунинг учун анодга етиб келувчи электронларнинг сони камаяди. Масалан,  $U=5,3$  в да электрон атомга 4,9 в (симоб атомининг биринчи уйғониш потенциали) га тенг бўлган энергияни беради ва 0,4 эв энергия билан ҳаракатини давом эттиради. Агар, ҳатто шундай электрон тўр ва анод орасига тушиб қолган бўлса ҳам, у 0,5 в тўхтатувчи кучланишни енга олмайди ва орқага, тўрға қайтарилади.

Электронлар билан тўқнашиб  $\Delta E_1$  энергия олган атомлар уйғонган ҳолатга ўтади ва жуда қисқа вақт ичида ( $\sim 10^{-8}$  сек)  $\omega = \Delta E_1/h$  частотали ёруғлик кванти (фотон) чиқариб асосий ҳолатга қайтади.

9,8 в дан катта бўлган кучланишда электрон катод-анод йўлида симоб атоми билан икки марта нозластик тўқнашиши мумкин, бунда 9,8 в энергия йўқотиши мумкин, бунинг натижасида  $i$  ток кучи яна янгидан камая бошлайди. Бундан ортиқ кучланишларда электронларнинг атомлар билан уч марта нозластик тўқнашиши мумкин, бу  $U=14,7$  в ва ҳ. к. ларда максимумнинг пайдо бўлишига олиб келади.

Симоб буғлари етарли даражада сийраклаштирилганда ва тезлатувчи кучланишнинг тегишли қийматида электронлар атомлар билан тўқнашгунча ўтган вақт ичида атомни  $E_T$  энергияли ҳолатга ўтказиш учун етарли бўлган тезликка эришиши мумкин. Бу ҳолда  $i=f(U)$  эгри чизиқда атомнинг иккинчи уйғониш потенциалига (симоб учун бу потенциал 6,7 в га тенг) ёки биринчи ва иккинчи ва ҳ. к. уйғониш потенциалининг йиғиндисига каррали бўлган кучланишларда максимумлар кузатилади.

Шундай қилиб, Франк ва Герц тажрибаларидан атомларда дискрет энергиявий сатҳлар мавжудлигини бевосита кўриш мумкин.

### 63-§. Водород атоми учун Борнинг элементар назарияси

Бор электроннинг мумкин бўлган ҳамма орбиталардан фақат импульс моменти Планк доимийси  $h$  ни  $2\pi$  га бўлинганига каррали бўлганларигина мавжуд бўла олади деган фаразни илгари сурди.

$$m_e v r = n \hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (63.1)$$

бу ерда  $n$  бош квант сони деб аталади.  $\hbar$  константа (53.2) қийматга эга.

Атом ядроси майдонида ҳаракатланаётган  $Ze$  зарядли электронни қараб чиқайлик.  $Z=1$  да бундай система водород атомига тегишли бўлиб,  $Z$  нинг бошқа қийматларида эса водородсимон ионга, яъни битта электронидан бошқа ҳамма электрони ташқарига чиқарилган  $Z$  тартиб номерли атомга тегишли булади. Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан  $m_e$  электрон массасининг  $\frac{v^2}{r}$  марказга интилма тезланишга бўлган кўпайтмаси Кулон кучига тенглашиши лозим:

$$m_e \frac{v^2}{r} = \frac{Ze^2}{r^2}. \quad (63.2)$$

(63.1) ва (63.2) лардан  $v$  ни йўқотиб, атомдаги электрон орбиталарининг радиуси фақат қатор дискрет қийматларни қабул қила олишига эришамиз:

$$r_n = \frac{\hbar^2}{m_e Z e^2} n^2 \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (63.3)$$

Водород атомининг биринчи орбитаси ( $Z = 1$ ,  $n = 1$ ) учун

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 0,529 \text{ \AA} \quad (63.4)$$

ҳосил бўлади, яъни атомнинг газокинетик ўлчами тартибдаги катталиқ ҳосил бўлади.

Атомнинг ички энергияси электроннинг кинетик энергияси (ядро ҳаракатсиз) ва электроннинг ядро билан ўзаро таъсир энергия (потенциал энергия) ларининг йиғиндисидан иборат:

$$E = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{Ze^2}{r}$$

(63.2) дан

$$\frac{m_e v^2}{2} = \frac{Ze^2}{2r}$$

Демак,

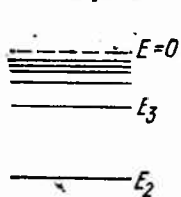
$$E = \frac{Ze^2}{2r} - \frac{Ze^2}{r} = -\frac{Ze^2}{2r}$$

Ниҳоят,  $r$  нинг (63.3) дан олинандиган қийматини назарда тутиб, атомнинг ички энергиясининг йўл қўйилган қийматларига эга бўламиз:

$$E_n = -\frac{m_e e^4 Z^2}{2 \hbar^2 n^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (63.5)$$

(63.5) билан аниқланадиган энергиявий сатҳлар схемаси 189-расмда берилган.

Водород атоми ( $Z = 1$ )  $n$  ҳолатдан  $m$  ҳолатга ўтганида



$$\hbar\omega = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

квант чиқарилади.

Чиқарилган ёруғлик частотаси

$$\omega = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

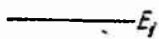
бўлади.

Шундай қилиб, (59.7) даги Бальмернинг умумлашган формуласига келдик. Ридберг доимийси учун

$$R = \frac{m_e e^4}{2\hbar^3} \quad (63.6)$$

қиймат ҳосил бўлади.

Бу ифодага кирувчи константаларнинг қийматларини қўйиб чиқсак, Ридберг доимийсининг экспериментал аниқланган қиймати билан ҳайратда қоларли даражада тўғри келувчи кагталик келиб чиқади.



189- расм.

Шундай қилиб, Бор назариясидан келиб чиқадиган хулосаларнинг водород учун тажрибадан олинган натижалар билан мос тушиши бундан яхши бўлиши мумкин эмас. Бор назарияси атом назарияси тараққиётида қўйилган катта қадам бўлди.

Бу назария классик физика тушунчаларини атом ичида содир бўладиган ҳодисаларга қўллаш мумкин эмаслигини ва квант қонунларининг микродунёда асосий куч эканлигини яққол кўрсатди.

Юқорида баён этилган элементар назария кейинги ўн йил ичида янада тараққий этди ва унга кўпгина аниқликлар киритилди. Улар билан бу ерда биз танишиб ўтирмаймиз, чунки ҳозирги вақтда Бор назарияси асосан тарихий аҳамиятга эга бўлиб қолган. Назариянинг биринчи муваффақиятларидан сўнг унинг камчиликлари борган сари аниқ кўриниб борди. Атомларнинг водород атомидан кейин турган энг оддий атом—гелий атомининг назариясини яратиш учун қилинган ҳамма ҳаракатларнинг муваффақиятсизликка учраши айниқса оғир бўлган.

Бор назариясининг энг бўш томони, уни кейинги муваффақиятсизликларга олиб келган ички антиқий қарама-қаршиликдир: у на классик ва на квант назариясига тегишли эди. Ҳозирги вақтда, модданинг ўзига хос тўлқин хусусиятлари очилгандан кейин классик механикага асосланган Бор назарияси атом ҳодисаларининг аниқ бир назариясини яратиш йўлидаги ўтиш этапи бўлибгина ҳисобланиши мумкинлиги равшан бўлди.

ВОДОРОД АТОМИНИНГ КВАНТОМЕХАНИК  
НАЗАРИЯСИ

64- §. Де-Бройль гипотезаси. Модданинг тўлқин  
хусусиятлари

Бор назариясида камчиликлар бўлгани сабабли квант назария асослари ва элементар зарралар (электронлар, протонлар ва ҳ. к.) табиати ҳақидаги тасаввурларни танқидий қараб чиқишга тўғри келди. Электроннинг аниқ координатлари ва аниқ тезлик билан характерланувчи кичик механик зарра деб тасаввур қилиш қанчалик тугалланган фикр эканлиги физиклар олдида гавдаланган муаммолардан бири булди.

Ёруғликнинг табиати ҳақидаги билимларимизнинг чуқурлашиши натижасида оптикавий ҳодисаларда ўзига хос дуализм борлиги аниқланди (57- § га қаранг). Ёруғликнинг тўлқин табиатини бевосита кўрсатувчи хусусиятлари (интерференция, дифракция) билан биргаликда шундай хусусиятлари ҳам борки, улар ёруғликнинг корпускуляр табиатини бевосита кўрсатади (фотоэффект, Комптон ҳодисаси).

1924 йилда Луи де-Бройль дуализм фақат оптикавий ҳодисаларга хос хусусият бўлмай, балки у универсал аҳамиятга эга деган ажойиб гипотезани илгари сурди.

„Оптикада юз йил давомида корпускуляр усулга тўлқин усули билан ўрганишга нисбатан жуда ҳам аҳамиятсизлик билан қаралди; модда назариясида бунга тескари бўлган хатога йўл қўйилмаганмикин?“ — деб ёзган эди у.

Де-Бройль модданинг зарралари корпускуляр хусусият билан бирга тўлқин хусусиятга ҳам эга деб фараз қилиб, модда зарраларига ёруғлик учун ўринли бўлган бир манзарадан иккинчисига ўтиш қоидаларини қўллади. Маълумки [(57.1) ва (57.4) формулаларга қаранг], фотон:

$$E = h\nu$$

энергияга ва

$$p = \frac{2\pi h}{\lambda}$$

импульсга эга.

Де-Бройль ғояларига асосан, электроннинг ёки бошқа бир зарранинг ҳаракати тўлқин процесси билан боғлиқ бўлиб, унинг тўлқин узунлиги

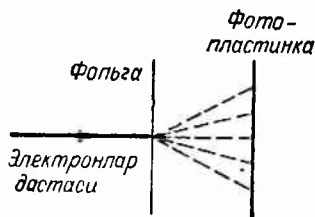
$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{2\pi\hbar}{mv} \quad (64.1)$$

частотаси эса

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \quad (64.2)$$

орқали аниқланади.

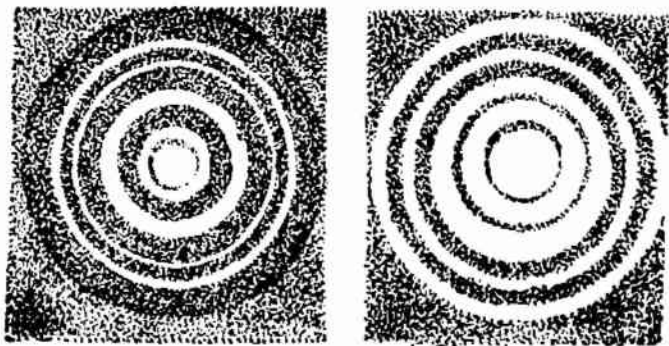
Де-Бройль гипотезаси тез орада экспериментал равишда тасдиқланди. Дэвиссон ва Жермер кристалл пластинкада со-  
 чиляётган электронлар дастаси дифракцион манзара ҳосил қилишини кузатдилар. Томсон ва унга боғлиқ бўлмаган ҳолда Тартаковский электрон даста металл зардан ўтганда дифракцион манзара ҳосил бўлишини кузатдилар. Тажриба қуйидагича амалга оширилган эди (190-расм). Бир неча ўн киловольт тартибдаги потенциаллар фарқи билан тезлаштирилган электронлар



190- расм.

дастаси юпқа металл зардан ўтиб фотопластинкага тушган Электрон фотопластинкага тушганда унга фотон каби таъсир кўрсатган. Шундай усул билан ҳосил қилинган олтин зардаги электронограмма (191-а расм) худди шундай шароитда олинган алюминий рентгенограммаси (191-б расм) билан таққосланган. Иккала манзаранинг ўхшашлиги ажабланарли эди.

Штерн ва унинг ходимлари дифракцион ҳодисалар, шунингдек атом ва молекуляр дасталарда ҳам кузатилишини кўрсатдилар. Юқорида айтиб ўтилган ҳамма ҳолларда дифракцион манзара (64.1) муносабат билан аниқланадиган тўлқин узунлигига тўғри келади.



191- расм.

Юқорида баён қилинган тажрибалардан келиб чиқадиган шубҳасиз натижа шуки, маълум тезликка ва йўналишга эга бўлган микроразрлар дастаси ясси тўлқин берадиган дифракцион манзарага ўхшаш манзарани ҳосил қилади.

### 65- §. Шредингер тенгламаси

Микроразрларнинг<sup>1)</sup> тўлқин хусусиятини аниқлаш, шу каби зарраларнинг табиатини классик механика тўғри ифодалаб бера олмаслигини кўрсатди. Микроразрларнинг тўлқин хусусиятларини ҳам ҳисобга олувчи микроразрлар механикасини юзага келтириш зарурати туғилди. Шредингер, Гейзенберг, Дирак ва бошқалар юзага келтирган янги механика тўлқин ёки квант механикаси номини олди.

Шредингер тенгламаси квант механикасининг асосий тенгламаси бўлиб ҳисобланади. Ньютон динамикасининг тенгламаларини назарий келтириб чиқариш мумкин эмас, балки уни жуда кўп тажриба фактларининг умумлашмасидир. Шунга ўхшаш Шредингер тенгламасини ҳам олдиндан маълум бўлган муносабатлардан келтириб чиқариш мумкин эмас. Уни бошланғич асосий фараз деб ҳисоблаб, унинг тўғрилигини ундан келиб чиқадиган натижаларнинг тажриба фактлари билан жуда аниқ мос тушиши билан исботлаш мумкин.

Микроразрнинг ҳолати квант механикасида тўлқин функцияси деб аталувчи функция билан ифодаланиб, уни  $\Psi$  ҳарфи билан белгилаш қабул қилинган. У координаталар ва вақт функцияси бўлиб, қуйидаги

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + U\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} \quad (65.1)$$

тенгламани ечиб топилади.

Бу тенгламани 1926 йилда Шредингер таклиф қилган бўлиб, вақт иштирок этган Шредингер тенгламаси (ёки Шредингернинг вақт тенгламаси) деб аталади. Бу тенгламага кирувчи катталиклар қуйидаги қийматларга эга:

$i$  — мавҳум бирлик;

$\hbar$  — Планк доимийсининг  $2\pi$  га бўлингани;

$m$  — зарранинг массаси;

$\Delta$  — Лаплас оператори  $\left(\Delta\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}\right)$ ;

$U$  — зарранинг потенциал энергияси.

$\Psi$  тўлқин функциянинг кўриниши  $U$  потенциал энергия орқали, яъни бошқача айтганда заррага таъсир қилувчи кучларнинг характери орқали аниқланиши (65.1) тенгламадан ке-

<sup>1)</sup> Элементар зарралар (электронлар, протонлар, нейтронлар ва бошқа оддий зарралар), шунингдек элементар зарралардан таркиб топган мураккаб зарралар (молекулалар, атомлар, атомлар ядролари ва ҳ. к.) микроразрлар деб аталади.

либ чиқади. Умуман айтганда,  $U$  кагталиқ координаталар ва вақт функциясидир. Стационар (вақт ўтиши билан ўзгармай-диган) куч майдони учун  $U$  вақтга ошкор боғлиқ эмас. Кейинги ҳолда  $\Psi$  функция иккита кўпайтувчига ажралади. Улардан бири фақат вақтга, иккинчиси эса фақат координаталарга боғлиқ бўлади:

$$\Psi(x, y, z, t) = e^{-i(E/\hbar)t} \psi(x, y, z) \quad (65.2)$$

( $E$  — зарранинг тўлиқ энергияси).

Ҳақиқатда эса (65.2) функцияни (65.1) тенгламага қўйиш билан

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi e^{-i(E/\hbar)t} + U \psi e^{-i(E/\hbar)t} = i\hbar \left(-i \frac{E}{\hbar}\right) \psi e^{-i(E/\hbar)t}$$

ни ҳосил қиламиз.

Бу тенгламанинг ҳамма ҳадларини умумий бўлган  $e^{-i(E/\hbar)t}$  кўпайтмага қисқартиб, ва тегишли алмаштирашларни бажариб,  $\psi$  функцияни аниқловчи қуйидаги дифференциал тенгламани ҳосил қиламиз:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0. \quad (65.3)$$

Агар  $U$  функция вақтга ошкор боғлиқ бўлса, охириги тенгламанинг ечими  $\psi$  функция ҳам вақтга боғлиқ бўлади. Бу эса (65.2) га зиддир.

(65.3) тенглама стационар ҳолат учун Шредингер тенгламаси (ёки вақт иштирок этмаган Шредингер тенгламаси) деб аталади. Кейинчалик биз буни оддийгина Шредингер тенгламаси деб атаймиз.

Шредингер тенгламасини қуйидагича мулоҳаза юритиш билан ҳосил қилиш мумкин. Микроразрларнинг дифракцияси бўйича ўтказилган тажрибалардан зарраларнинг параллел дастаси зарранинг ҳаракат йўналиши бўйлаб тарқалаётган ясси тўлқин хоссасига эга бўлиши келиб чиқади. Маълумки,  $x$  ўқи бўйлаб тарқалаётган ясси тўлқиннинг тенгламаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\xi(x, t) = a \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x\right).$$

Бу ифодани кўпинча комплекс кўринишда ёзилади:

$$\xi(x, t) = a e^{-i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x)}, \quad (65.4)$$

бу ифоданинг ҳақиқий қисмигина эътиборга олинади [1 том, (79.9) формулага қаранг].

Де-Бройль гипотезасига асосан зарранинг эркин ҳаракатига  $\omega = E/\hbar$  частотали ва  $\lambda = 2\pi\hbar/p$  тўлқин узунликли ясси тўлқин  $\omega$  келади. (65.4) ифодадаги  $\omega$  ва  $\lambda$  ларни зарранинг энергияси ва импульси билан алмаштириб,  $x$  ўқи бўйлаб ҳаракат-

ланаётган эркин зарра учун тўлқин функция қийматини ҳосил қиламиз:

$$\Psi(x, t) = ae^{-i\left(\frac{E}{\hbar}t - \frac{p}{\hbar}x\right)} = ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et - px)} \quad (65.5)$$

(65.5) функция қандай дифференциал тенгламани қаноатлантиришини топиш учун  $E$  ва  $p$  орасидаги

$$E = \frac{p^2}{2m} \quad (65.6)$$

муносабатдан фойдаланамиз.

(65.5) функцияни аввал  $t$  бўйича, кейин  $x$  бўйича икки марта дифференциаллаб,

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} E \Psi,$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \left(-\frac{i}{\hbar} p\right)^2 \Psi = -\frac{1}{\hbar^2} p^2 \Psi$$

ни ҳосил қиламиз. Бу муносабатлардаги  $E$  ва  $p^2$  ларни  $\Psi$  функция ва унинг ҳосилалари орқали ифодалаш мумкин:

$$E = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \Psi}{\partial t} \frac{1}{\Psi} = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \frac{1}{\Psi},$$

$$p^2 = -\hbar^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \frac{1}{\Psi}.$$

Охирги ифодани (65.6) муносабатга қўйиб,

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}$$

дифференциал тенгламани ҳосил қиламиз.

Агар тўлқиннинг йўналиши  $x$  (ёки  $y$ , ёки  $z$ ) ўқи билан мос тушмаса, тебраниш фазаси  $x$ ,  $y$  ва  $z$  координатларнинг ҳаммасига боғлиқ бўлади. Бу ҳолда дифференциал тенглама

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}$$

эканлигини кўрсатиш қийин эмас.

Ҳосил қилинган тенглама  $U=0$  бўлган ҳолда (зарра шартга кўра эркин) (65.1) Шредингер тенгламаси билан мос тушади. Бу тенгламага (65.2) ни қўйсақ (бундай қилиш ўринли, чунки  $U=0$ , яъни  $t$  га боғлиқ эмас), стационар ҳолатлар учун ёзилган Шредингер тенгламаси ҳосил бўлади:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0. \quad (65.7)$$

Бу тенглама  $U=0$  бўлган ҳол учун (65.3) тенглама билан мос тушади.



Шундай қилиб, биз эркин ҳаракатланувчи зарра учун Шредингер тенгламасини ҳосил қилдик. Энди (65.7) тенгламани кучларнинг погенциал майдонида ҳаракатланувчи зарра учун  $E$  тўлиқ энергия,  $T$  кинетик энергия ва  $U$  потенциал энергиялар йиғиндисидан иборат бўлгандаги ҳол учун умумлаштириш керак.

Эркин зарранинг  $E$  тўлиқ энергияси  $T$  кинетик энергиянинг ўзига тенг бўлади, шунинг учун (65.7) тенгламадаги  $E$  катталикни  $\epsilon$  тўлиқ энергия сифатида,  $\epsilon$  зарранинг кинетик энергияси сифатида қараш мумкин. (65.7) тенгламани зарранинг куч майдонидаги ҳаракаги учун умумлаштириб, бундай зарра учун  $E$  катталикни қандай қабул қилиш кераклигини ҳал қилиш лозим: тўлиқ энергия сифатидами, ёки фақат кинетик энергия сифатида қараш керакми? Агар  $E$  ни зарранинг тўлиқ энергияси деб қабул қилинса,  $\psi$  ни аниқловчи умумлашган тенглама ва демак,  $\psi$  нинг ўзи ҳам  $U$  функциянинг кўринишига, яъни куч майдонининг характериға боғлиқ бўлмайди. Бу эса ҳақиқатга тўғри келмайди. Шунинг учун, заррага кучлар таъсир қилаётганда (65.7) тенгламадаги  $E$  нинг ўрнига зарранинг  $T = E - U$  кинетик энергиясини олиш керак. Шундай алмаштиришлардан кейин (65.3) тенгламани оламиз.

Баъзида учраб турадиган чалкашликка йўл қўйилмаслиги учун яна бир марта эслатиб ўтамизки, бу ерда келтирилган мулоҳазаларни Шредингер тенгламасининг келтириб чиқарилиши деб қабул қилиш мумкин эмас. Бу мулоҳазаларни кiritишдан мақсад микрозарра учун тўлқин тенгламаси қандай кўринишда бўлишини аниқлашдир. Шредингер тенгламаси ёрдамида олинган натижаларнинг тажриба билан мос тушиниш бунинг тўғри эканлигининг исботи бўлиб хизмат қила олади.

## 66- §. Микрозарралар ҳаракатининг квантомеханик баёни

$\Psi$  тўлқин функция ва бу функция билан ифодаланадиган зарра орасидаги муносабат ёруғлик тўлқини ва фотон орасидаги муносабатга ўхшашдир. 57- § да ёруғлик тўлқини амплитудасининг квадрати фотоннинг фазонинг маълум нуқтасига тушиш эҳтимолини аниқлашини кўрсатган эдик. Худди шунингдек фазонинг бирор нуқтаси учун тўлқин функция модулининг<sup>1)</sup> квадрати шу нуқтани ўз ичига олган  $dV$  ҳажм элементига бўлган кўпайтмаси зарранинг  $dV$  ҳажм элементига бўлиш эҳтимоли  $dP$  ни кўрсатади, яъни

$$dP = |\Psi|^2 dV = \Psi^* \Psi dV. \quad (66.1)$$

Шундай қилиб,  $\Psi$  функциянинг физикавий мазмуни шундаки, унинг модулининг квадрати зарранинг фазонинг тегишли

<sup>1)</sup> Тўлқин функция ва унинг квадрати комплекс катталиклардир. Эҳтимолик эса фақат ҳақиқий сон билан ифодаланishi мумкин.

жойда бўлишининг эҳтимоллик зичлигини (бирлик ҳажмга нисбатан олинган эҳтимоллигини) беради.

Стационар ҳолатлар учун тўлқин функция (65.2) кўринишида бўлиб, қуйидагича ёзилади:

$$\Psi\Psi^* = e^{-i(E/\hbar)t} \psi \cdot e^{i(E/\hbar)t} \psi^* = \psi\psi^*,$$

бу ҳолда эҳтимоллик зичлиги  $\psi\psi^*$  га тенг ва, демак, вақтга боғлиқ эмас.

Айтилганлардан квант механикаси статистик характерга эга эканлиги қелиб чиқади. Квант механикаси бўйича зарранинг фазодаги ўрнини ёки зарра ҳаракатланаётган траекторияни аниқлаш мумкин эмас. Фақат зарранинг фазонинг турли нуқталарида қандай эҳтимолликда бўлишлигини тўлқин функция ёрдамида олдиндан айтиб бериш мумкин.

Куринишидан, квант механикаси зарра ҳаракатининг унча катта аниқликка эга бўлмаган, атрофлича қараб чиқилмаган юзаки бир баёнини бер-

гандай туюлади, чунки классик механика ҳар бир вақт моментда зарранинг эгаллаган ўрни ва тезлигини „аниқ“ кўрсатиб беради. Аммо ҳақиқатда эса бундай эмас. Квант механикаси микрзарранинг ҳақиқий табиатини



192- расм.

очиб беради. У фақат аслида йўқ нарсанигина аниқлай олмайд, холос. Аниқ ўрин эгаллаш ва траектория тушунчаларини микрзарраларга қўллаб бўлмайди. Аниқ траектория бўйича бўлган ҳаракат билан тўлқин хусусиятларини ҳеч қачон биргаликда қараб бўлмайди. Агар дифракция бўйича ўтказилган тажрибаларнинг моҳиятини анализ қилиб кўрадиган бўлсак, юқорида айтилганлар ойдинлашади.

Бир-бирига яқин жойлаштирилган иккита тирқишдан бўладиган дифракцияни қараб чиқамиз (192- расм). Тирқишлардан тарқалаётган тўлқинлар интерференцияси натижасида ҳосил бўлган дифракцион манзара ҳар бир тирқишдан ҳосил бўлган дифракцион манзараларнинг қўшилганига айнан тўғри келмайди (192- а расмдаги ҳол учун бўлган манзара, б ва в ҳолларда ҳосил бўлган манзараларнинг қўшилишидан пайдо бўлган манзарага ўхшамайди). Демак, даста иккала тирқишдан ўтаётганда электроннинг (ёки бирор бошқа микрзарранинг) экраннинг турли нуқталарига тушиш эҳтимоли ҳам дастанинг ҳар бир тирқишдан алоҳида ўтгандаги ҳоллар учун ҳосил бўлган эҳтимоллар йиғиндисига тенг бўлмайди. Бундан, ҳар бир электрон ҳаракатининг характерига ҳар иккала тирқиш ҳам таъсир кўрсатади, деган хулоса келиб чиқади. Бундай хулоса траекториялар ҳақидаги тасаввурга зиддир. Агар электрон ҳар бир вақт

моментида фазонинг аниқ нуқтасида турган бўлиб, маълум траектория бўйлаб ҳаракатланса, унинг биринчи ёки иккинчи тирқишдан ўтгани аниқ бўлар эди. Дифракция ҳодисасининг мавжудлиги эса ҳар бир электроннинг тирқишдан ўтишида ҳам биринчи, ҳам иккинчи тирқишнинг бирга иштирок этишини исбот этади.

Аммо электроннинг бирор қисми бир тирқишдан, қолган қисми иккинчи тирқишдан ўтади деб тасаввур қилиш мумкин эмас. Электрон ҳам бошқа микроразрлар каби доим ўзига хос масса, заряд ва бошқа характерли катталикларга эга бўлиб, бир бутун ҳолда намоён бўлади. Шундай қилиб, электрон, протон, атом ядроси ўзига хос хусусиятларга эга бўлган зарралар ҳисобланади. Ҳатто жуда кичик ўлчамга эга бўлган оддий шарча (макроскопик зарра) микроразрнинг образи бўла олмайди. Ўлчамларни кичрайтириш билан микроразрларда намоён бўлмайдиган сифати жиҳатидан янги хусусиятлар пайдо бўла бошлайди.

Микроразрларда траекториянинг бўлмаслиги ҳақидаги тасдиқ қатор ҳолларда тажрибалардан олинган фактларга зид бўлгандай кўринади. Масалан, Вильсон камерасида микроразрнинг ҳаракат йўли туман томчилари ҳосил қилган ингичка излар (треклар) шаклида намоён бўлади; электрон-нур трубкадаги электронларнинг ҳаракатини классик қонунлар асосида аниқ ҳисоблаб топиш мумкин ва ҳ. к. Бу қарама-қаршилик шу билан тушунтириладики, траектория ва аниқ ўрин тутиш тушунчасини микроразрларга қўллаш мумкин экан, лекин аниқлик маълум даражагача тақрибий бўлади.

Бу ҳол оптикада юз берган ҳолни эслатади. Агар тўсиқ ёки тирқиш ўлчамлари тўлқин узунлигидан катта бўлса, ёруғлик маълум нурлар (траекториялар) бўйлаб тарқалаётгандай кўринади. Фазодаги ўрин ва траектория тушунчалари микроразрлар ҳаракатига маълум шароитда тақрибий равишда ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонунининг аниқлиги қадар қўлланилиши мумкин.

Заррнинг фазодан аниқ ўрин олиш тушунчасини унга қўллаш мумкинлигининг аниқлик даражаси Гейзенберг кўрсатган ноаниқлик муносабати орқали берилади. Бу муносабатга асосан зарра бир вақтнинг ўзида аниқ қийматларга эга бўла олмайди. Масалан, заррнинг  $x$  координатаси ва шу координатага мос келувчи импульснинг  $p_x$  ташкил этувчиси бир вақтда бир хил аниқликда бўлмайди. Бу катталикларнинг қийматлари орасидаги ноаниқликлар

$$\Delta x \Delta p_x > \hbar \quad (66.2)$$

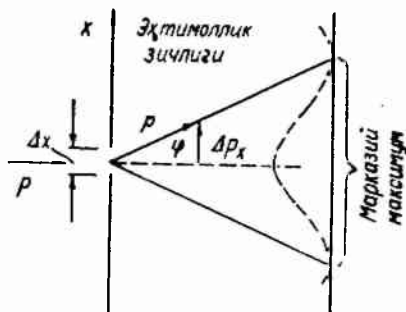
шартни қаноатлантиради.

Бундай ёзиш координата ва унга мос келувчи импульс ноаниқликларининг кўпайтмаси  $\hbar$  тартибидаги катталикдан кичик бўла олмаслигини билдиради. Бу катталиклардан бири:  $x$  ёки

$p_x$  қанчалык аниқ топилган бўлса, иккинчи катталикнинг ноаниқлиги шунчалык катта бўлади. Зарранинг шундай ҳолатлари ҳам бўладики, катталиклардан бири аниқ қийматга эга бўлади, лекин бу вақтда иккинчи катталик бутунлай ноаниқ бўлади.

(66.2) га ўхшаш бўлган муносабатлар исталган координата ва шу координатага мос келган импульсга, шунингдек, қатор бошқа катталикларга, масалан, импульс моментининг координата ўқларига туширилган проекцияларининг жуфтлаб олинганига ҳам ўринли бўла олади.

Ноаниқликлар муносабатини тушунтириш учун қуйидаги мисолни кўриб чиқамиз. Эркин учиб бораётган микрораранинг ўрнини аниқлаш учун унинг йўлига кенглиги  $\Delta x$  бўлган тирқишни зарранинг ҳаракат йўналишига перпендикуляр қилиб жойлаштирамиз (193- расм). Зарра тирқишдан



193- расм.

ўтганига қадар унинг импульсининг  $p_x$  ташкил этувчиси нолга тенг, яъни аниқ қийматга эга (шартга кўра тирқиш импульс йўналишига перпендикуляр), шунинг учун  $\Delta p_x = 0$ , аммо зарранинг  $x$  координатаси бутунлай ноаниқ. Зарранинг тирқишдан ўтиш momentiда вазият ўзгаради.  $x$  координатанинг бутунлай ноаниқлиги ўрнига  $\Delta x$  ноаниқлик пайдо бўлади. Лекин бунга эришиш  $p_x$  қийматидаги аниқликни йўқолиши ҳисобига бўлади. Ҳақиқатан ҳам, дифракция нағижасида зарранинг  $2\varphi$  бурчак оралиғида ҳаракатланишининг бирор эҳтимоллиги мавжуддир, бу ерда  $\varphi$  — биринчи дифракцион минимумга тўғри келган бурчак (юқори тартибли максимумларни ҳисобга олмаса ҳам бўлади, чунки уларнинг интенсивлиги марказий максимум интенсивлигига нисбатан анча кам). Шундай қилиб,

$$\Delta p_x = p \sin \varphi$$

ноаниқлик пайдо бўлади.

24-§ да  $\Delta x$  кенгликдаги тирқишдан ҳосил бўлган марказий дифракцион максимум охирига (биринчи минимумга)  $\varphi$  бурчак мос келади:

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{\Delta x}.$$

Демак,

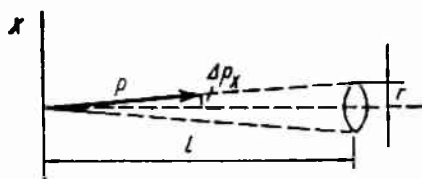
$$\Delta p_x = p \frac{\lambda}{\Delta x},$$

бу ердан (64.1) ни ҳисобга олсак, (66.2) билан мос бўлган

$$\Delta x \Delta p_x = p\lambda = 2\pi h$$

муносабат ҳосил бўлади.

Электрон-нур трубकाдаги электрон учун координата ва импульсининг ноаниқлигини баҳолайлик. Электрон дастанинг эк-



194- расм.

ранда қолдирган изи  $10^{-3}$  см тартибдаги  $r$  радиусга эга ва трубканинг  $l$  узунлиги 10 см тарғибда бўлсин (194-расм). У вақтда  $\Delta p_x/p_x \sim 10^{-4}$  бўлади. Электрон импульси тезлатувчи  $U$  кучланиш билан

$$\frac{p^2}{2m} = eU$$

муносабат орқали боғлиқ; бу ердан  $p = \sqrt{2meU}$ .  $U \sim 10^4$  в кучланишда электрон энергияси  $10^4$  эв =  $1,6 \cdot 10^{-8}$  эрг га тенг. Импульс катталигини баҳолаймиз:

$$p = \sqrt{2 \cdot 0,91 \cdot 10^{-27} \cdot 1,6 \cdot 10^{-8}} \approx 5 \cdot 10^{-18}$$

Демак,

$$\Delta p_x \approx 5 \cdot 10^{-18} \cdot 10^{-4} = 5 \cdot 10^{-22} \text{ ва ниҳоят,}$$

(66.2) муносабатга асосан:

$$\Delta x \approx \frac{h}{\Delta p_x} = \frac{1,05 \cdot 10^{-27}}{5 \cdot 10^{-22}} \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ см.}$$

Олинган натижа кўриб чиқилган шароитдаги электроннинг ҳаракати амалда траектория бўйлаб бўладиган ҳаракатдан фарқ қилмаслигидан далолат беради.

Ноаниқликлар муносабати микрозарраларнинг иккиёқлама корпускуляр-тўлқин табиатини акс эттиради. Бу муносабат бир қатор муҳим натижаларни олиш учун етарли бўлади. Хусусан, у электроннинг атом ядросига тушмаслигини тушунтиришга, шунингдек, оддий атом ўлчамини ва бундай атомдаги электроннинг минимал энергиясини баҳолашга имкон беради.

Агар электрон нуқтавий ядрога тушса, унинг координатаси ва импульси аниқ (ноль) қийматни қабул қилган бўлар эди; бу эса ноаниқлик муносабати принципига тўғри келмаслигини кўрсатади. Бу принцип электрон координатасидаги  $\Delta r$  ноаниқлик ва импульсидаги  $\Delta p$  ноаниқлик (66.2) шарт билан боғланган бўлишини талаб қилади. Юзаки қараганда энергия  $r = 0$  ва  $p = 0$  да минимал бўлиши мумкин эди. Шунинг учун, энг кичик имконий энергияни баҳолашда  $\Delta r \approx r$  ва  $\Delta p \approx p$  деб олиш лозим. Бу қийматларни (66.2) га қўйиб,

$$rp = h \quad (66.3)$$

муносабатга эга бўламиз (аниқлик учун  $\gg$  ишора ўрнига биз  $=$  ишорани олдик).

Водород атомидаги электроннинг энергияси

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e}{r}$$

га тенг. (66.3) га асосан  $p$  ни  $h/r$  га алмаштириб,

$$E = \frac{h^2}{2mr^2} - \frac{e^2}{r} \quad (66.4)$$

ни ҳосил қиламиз.

$E$  минимал бўлган ҳолда  $r$  қандай қийматга эга бўлишини аниқлаймиз (66.4) функцияни  $r$  бўйича дифференциаллаб ва ҳосилани нолга тенглаб,

$$-\frac{h^2}{mr^3} + \frac{e^2}{r^2} = 0$$

тенгламани ҳосил қиламиз. Бу ердан

$$r = \frac{h^2}{me^2} \quad (66.5)$$

келиб чиқади. Ҳосил бўлган бу қиймат водород атомининг биринчи Бор орбитасининг радиуси билан бир хил [(63.4) формулага қаранг].

Асосий ҳолат энергиясини (66.5) ни (66.4) формулага қўйиш билан топиш мумкин:

$$E_{\min} = \frac{h^2}{2m} \left( \frac{me^2}{h^2} \right)^2 - e^2 \frac{me^2}{h^2} = -\frac{me^4}{2h^2}$$

Бу қиймат ҳам биринчи Бор сатҳининг  $Z=1$  учун ҳисобланган энергиясининг қиймати билан бир хил [(63.5) формулага қаранг].

$r$  ва  $E$  учун аниқ қийматлар ҳосил бўлиши тасодифий бир ҳолдир. Биз кўрсатган ҳисоблашлар  $r$  ва  $E$  катталикларнинг тартибинигина баҳолаш учун ўринли бўлиши мумкин.

## 67- §. Тўлқин функциянинг хоссалари. Квантлаш

Шредингер тенгламасининг аҳамиятли томонлари унинг ёрдами билан фазонинг турли нуқталарида зарранинг бўлиш эҳтимолини топиш мумкинлиги билангина чегараланмайди. Бу тенгламадан ва тўлқин функцияга қўйиладиган шартлардан бевосита энергияни квантлаш қоидаси келиб чиқади.

Юқорида эслатилган шартлар шундан иборатки,  $\psi$  тўлқин функция ўзининг физикавий моҳиятига мос ҳолда бир қиймагли, чекли ва  $x$ ,  $y$ ,  $z$  ўзгарувчиларнинг ҳамма ўзгариш соҳасила узлуксиз булиши керак. Шредингер тенгламасига параметр сифатида зарранинг  $E$  тўлиқ энергияси киради. Дифференциал тенгламалар назариясида Шредингер тенгламаси

кўринишидаги тенгламалар юқорида таърифланган шартлар (яъни бир қийматлилик, чеклилик ва узлуксизлик) ни қаноатлантирувчи  $E$  параметрнинг исталган қийматлари учун эмас, балки маълум бир танланган қиймаглари учун ечимга эга бўлишлари исбот қилинади. Бу танланган қийматлар параметрнинг хусусий қийматлари, тенгламанинг уларга мос келган ечимлари эса масаланинг хусусий функциялари деб аталади.

Хусусий қиймат ва хусусий функцияларни топиш, одатда жуда қийин математик масалалардан ҳисобланади. Шунинг учун бундан кейин ҳаракатнинг турли ҳоллари учун Шредингер тенгламасининг ечилишида ҳосил бўлган натижаларни қараб чиқиш билан чегараланиб, масаланинг соф математик томонига тегмаймиз.

Тўлқин функциялар доим шундай „нормаланган“ бўлиши керакки, натижада

$$\int \psi \psi^* dV = 1 \quad (67.1)$$

шарт бажарилиши керак.

Интеграллаш  $x$ ,  $y$  ва  $z$  ўзгарувчиларининг ҳамма ўзгариш соҳалари бўйича бажарилади. (67.1) интеграл зарранинг бўлиши мумкин бўлган ҳамма ҳажм элементларидан топиш эҳтимолларининг йиғиндисини, яъни зарранинг фазонинг бирор нуқтасидан топиш эҳтимолини беради. Бу муқаррар воқеанинг эҳтимолидир; шунинг учун у бирга тенг бўлиши керак.

### 68- §. Чексиз чуқур бир ўлчовли потенциал ўрадаги зарра. Зарраларнинг потенциал тўсиқдан ўтиши

**Потенциал ўрадаги зарра.** Бундан олдинги параграфда айтилганларни тушунтириш учун Шредингер тенгламасини қийинчиликсиз ечиш мумкин бўлган конкрет мисол кўриб ўтамиз.

Чексиз чуқур бир ўлчовли потенциал ўрада зарра ўзини қандай тугишини текшираемиз. Зарра фақат  $x$  ўқи бўйлаб ҳаракатлана олади, деб фараз қиламиз. Ҳаракат зарра ўтолмайдиган  $x=0$  ва  $x=l$  деворлар билан чегараланган бўлсин. Бу ҳолда потенциал энергия қуйидаги кўринишга эга бўлади (195-а расм):  $y$   $0 \leq x \leq l$  да нолга тенг ва  $x < 0$  ҳамда  $x > l$  бўлган ҳолда чексизликка айланади.

$\psi$  функция фақат битта  $x$  координатага боғлиқ бўлгани учун (65.3) тенглама

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (68.1)$$

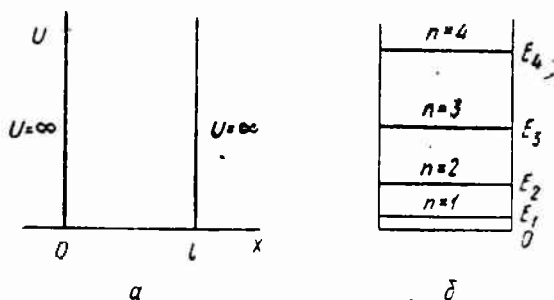
кўринишга келади.

Зарра потенциал ўрадан ташқарига чиқа олмайди. Шунинг учун зарранинг потенциал ўрадан ташқарида бўлиш эҳтимоли

ва демак,  $\psi$  функция ҳам нолга тенг. Узлуксизлик шартига асосан  $\psi$  ўранинг чегараларида ҳам нолга тенг, яъни:

$$\left. \begin{aligned} \psi(0) &= 0, \\ \psi(l) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (68.2)$$

(68.2) лаги ифодалар (68.1) тенгламанинг физикавий маънога эга бўлган ечимларини қаноатлантирувчи шартларни аниқлаб беради.



195- расм.

$\psi$  айнан нолга тенг бўлмаган соҳаларда (68.1) тенглама қуйидаги кўринишни олади (бу соҳада  $U$  нолга тенг):

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0. \quad (68.3)$$

$2mE/\hbar^2 = \omega^2$  деб белгилаб олиб, тебранишлар назариясидан яхши маълум бўлган тенгламага эга бўламиз:

$$\psi'' + \omega^2\psi = 0.$$

Маълумки, бундай тенгламанинг ечими

$$\psi(x) = a \sin(\omega x + \alpha)$$

кўринишга эга бўлади<sup>1)</sup>.

(68.2) шартни  $\omega$  ва  $\alpha$  ўзгармасларни мослаб танлаш йўли билан қаноатлантириш мумкин. Аввал  $\psi(0) = 0$  шартдан

$$\psi(0) = a \sin \alpha = 0$$

ни ҳосил қиламиз. Бу ердан  $\alpha$  нинг нолга тенг бўлиши келиб чиқади. Бундан ташқари:

$$\psi(l) = a \sin \omega l = 0$$

шарт бажарилиши лозим. Бу шарт

$$\omega l = \pm n\pi \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (68.4)$$

бўлгандагина бажарилиши мумкин ( $n=0$  бўлган ҳол олинмайди, чунки бунда  $\psi = 0$ , яъни зарранинг ўзи ҳеч қаерда йўқ).

<sup>1)</sup> I том, (62.7) формулага қаранг. Бу ерда қулайлик туғдириш учун косинуснинг ўрнига синус олинган.



(68.4) муносабатдан (68.3) тенгламанинг ечимлари  $E$  энергиянинг ҳамма қийматларида эмас, балки фақат

$$\omega^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E_n = \frac{\pi^2}{l^2} n^2 \quad (n=1, 2, 3, \dots)$$

муносабатни қаноатлантирувчи қийматларидагина физикавий мазмунга эга булиши келиб чиқади.

Шундай қилиб, ҳеч қандай қўшимча фаразлар киритмай (бундай фаразларни Бор киритган эди), зарра энергиясини квантлашни ҳосил қилдик ва бу энергиянинг хусусий қийматларини тойдик:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2 \quad (n=1, 2, 3, \dots). \quad (68.5)$$

Энергетик сатҳларнинг схемаси 195-б расмда тасвирланган. Зарра массаси  $m$  нинг ва ўранинг кенглиги  $l$  нинг турли қийматлари учун қўшни сатҳлар орасини баҳолайлик. Иккита қўшни сатҳнинг энергия фарқлари

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (2n+1) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{ml^2} n$$

га тенг. Агар  $m$  ни молекула массаси тартибда ( $\sim 10^{-28}$  г)  $l$  ни эса (идишдаги газ молекулалари) 10 см тартибда олсак,

$$\Delta E_n \approx \frac{3,14^2 \cdot 1,05^2 \cdot 10^{-54}}{10^{-28} \cdot 10^2} n \approx 10^{-32} n \text{ эрг}$$

бўлади.

Бунчалик зич жойлашган энергетик сатҳлар амалда энергиянинг туташ спектри сифатида қабул қилинади, шунинг учун энергия квантланади, лекин молекулаларнинг ҳаракатига таъсир қилмайди.

Агар  $m$  ни электрон массаси тартибда ( $\sim 10^{-27}$  г) олинса, ўранинг аввалги ўлчамлари (металлдаги эркин электронлар) назарда тутилган ҳолда ҳам юқоридагига ўхшаш натижага эга бўламиз. Бу ҳолда

$$\Delta E_n \approx 10^{-28} n \text{ эрг} \approx 10^{-16} n \text{ эв}$$

бўлади.

Агар электрон атом ўлчами ( $\sim 10^{-8}$  см) тартибдаги соҳада ҳаракатланаётган бўлса, натижа бутунлай бошқача бўлади. Бу ҳолда

$$\Delta E_n \approx \frac{3,14^2 \cdot 1,05^2 \cdot 10^{-54}}{10^{-27} \cdot 10^{-16}} n \approx 10^{-10} n \text{ эрг} \approx 10^2 n \text{ эв.}$$

Бу ҳолда энергетик сатҳларнинг дискретлиги жуда сезиларли намоён булиши кўриниб туради.

(68.4) даги шарглардан маълум бўлишича хусусий функциялар

$$\psi_n(x) = a \sin \frac{n\pi x}{l}$$

бўлади.

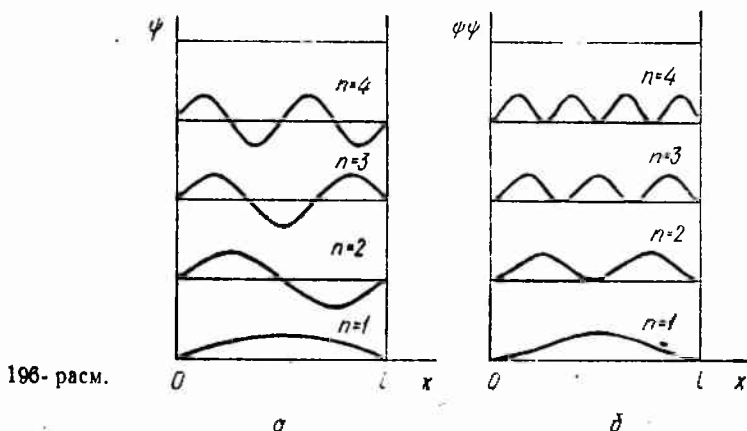
Коеффициент  $a$  ни топиш учун нормалаш шартидан фойдаланамиз. Бу ҳол учун нормалаш шартини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$a^2 \int_0^l \sin^2 \frac{n\pi x}{l} dx = 1.$$

Интеграл остидаги функция интеграллаш чегараларида нолга айланади. Шунинг учун интегралнинг қийматини  $\sin^2(n\pi x/l)$  нинг ўртача қийматини (маълумки, у  $1/2$  га тенг)  $l$  ораликқа кўпайтириб топиш мумкин. Натижада  $a^2 (1/2) l = 1$  ҳосил бўлади. Бу ердан  $a = \sqrt{2/l}$  пайдо бўлади. Шундай қилиб, хусусий функциялар

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{n\pi x}{l} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (68.6)$$

кўринишга эга бўлади.

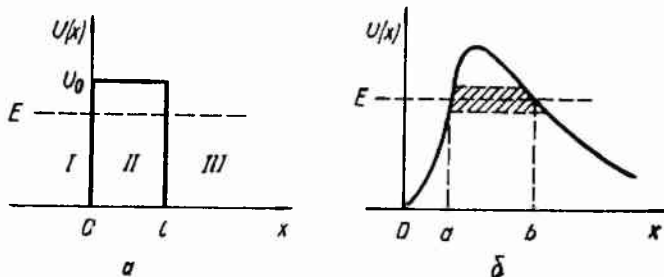


196- расм.

(68.6) функцияларнинг графиклари 196-а расмда тасвирланган. 196-б расмда зарранинг ўра деворларидан турли ораликларда бўлиш эҳтимолининг  $\psi^* \psi$  га тенг бўлган зичлиги берилган. Графиклардан кўринишича зарра, масалан,  $n=2$  бўлган ҳолда ўранинг ўртасида бўла олмайди ва шунингдек зарранинг ўранинг чап ва ўнг яримларида бўлиш эҳтимоли бир хил бўлади. Зарранинг бундай табиатли бўлиши траекториялар ҳақидаги тасавурларга тўғри келмайди. Эслатиб ўтамизки, классик тасавурларга кўра зарранинг ўрадаги ҳамма ҳолатлари бир хил эҳтимоликда бўлади.

**Зарранинг тўсиқдан ўтиши.** Чапдан ўнгга қараб ҳаракатланаётган зарра баландлиги  $U_0$  ва кенглиги  $l$  га тенг бўлган потенциал ўрага тушиб кетган бўлсин (197-а расм). Классик тасавурларга кўра зарра ўзини қуйидагича гутади. Агар зар-

ранинг энергияси тўсиқ баланглигилан (энергиясидан) катта ( $E > U_0$ ) бўлса, зарра тўсиқ „устидан“ ҳеч қандай қаршилиққа учрамай ўтиб кетади (фақат  $0 < x < l$  соҳада зарранинг тезлиги камайди, лекин кейин  $x > l$  дан бошлаб яна аввалги тезлигига эришади). Агар зарранинг  $E$  энергияси  $U_0$  дан кичик бўлса (расмда тасвирлангандек), у ҳолда зарра тўсиқдан қайтиб, қарама қарши томонга қараб учади; зарра тўсиқдан паррон ўтиб кета олмайди.



197-расм.

Квант механикасига кўра зарра бундай шароитда ўзини бугунлай бошқача тутади. Биринчидан, ҳатто  $E > U_0$  бўлганда ҳам зарранинг тўсиқдан қайтиб, орқа томонга учиб кетиш эҳтимоли нолдан фарқлидир. Иккинчидан,  $E < U_0$  бўлганда зарранинг тўсиқдан „паррон“ ўтиб,  $x > l$  бўлган соҳада бўлиш эҳтимоли нолдан фарқли бўлади. Микрзарранинг классик нуқтаи назардан мутлақо мумкин бўлмаган бундай табиатли эканлиги Шредингер тенгламасидан бевосита келиб чиқади.

$E < U_0$  бўлган ҳолни кўриб чиқамиз. Бу ҳолда Шредингер тенгламаси I ва III соҳа учун

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0$$

кўринишга ва II соҳа учун

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U_0)\psi = 0$$

кўринишга эга бўлади; бунда  $E - U_0 < 0$  бўлади.

Шредингер тенгламасининг учала соҳанинг ҳар бири учун умумий ечими

$$\left. \begin{aligned} \psi_1 &= A_1 e^{i\alpha x} + B_1 e^{-i\alpha x} && \text{I соҳа учун,} \\ \psi_2 &= A_2 e^{\beta x} + B_2 e^{-\beta x} && \text{II соҳа учун,} \\ \psi_3 &= A_3 e^{i\alpha x} + B_3 e^{-i\alpha x} && \text{III соҳа учун} \end{aligned} \right\} \quad (68.7)$$

кўринишга эга бўлишига (ҳеч бўлмаганда ўрнига қўйиш йўли билан) ишонч ҳосил қилиш қийин эмас. Бу ердаги  $\alpha$  ва  $\beta$  лар қўйидаги ифодалардан аниқланади:

$$\alpha^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}, \quad \beta^2 = \frac{2m(U_0 - E)}{\hbar^2}. \quad (68.8)$$

Бу ерда  $e^{i\alpha x}$  кўринишдаги ечим  $x$  ўқи йўналишида тарқалувчи тўлқинга тегишли,  $e^{-i\alpha x}$  кўринишдаги ечим эса қарама-қарши йўналишда тарқалувчи тўлқинга тегишли эканлигини эслатиб ўтамиз. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун одатдаги (товуш, электромагнит ва ҳ. к. тўлқинлар)  $x$  ўқи бўйича тарқалувчи ясси тўлқин  $\cos(\omega t - kx)$  кўринишга,  $x$  нинг камая бориш томони бўйича тарқалаётган тўлқин эса  $\cos(\omega t + kx)$  кўринишга эга бўлишини эслайлик [I том, (78.2) ва (78.5) формулаларга қаранг]. 65-§ да биз  $x$  ўқи бўйлаб ҳаракатланаётган эркин зарранинг тўлқин функцияси (65.5) кўринишга эга бўлишини кўрсатган эдик. Бу формулада вақт иштирак этган қўпайтувчини ташлаб юборсак,  $\psi$  учун  $e^{i(p/\hbar)x}$  қиймат ҳосил бўлади. Қарама-қарши томонга ҳаракатланаётган зарра учун эса  $e^{-i(p/\hbar)x}$  ни олиш кераклиги кўриниб турибди.

III соҳада фақат тўсиқдан ўтган ва чапдан ўнгга қараб тарқалувчи тўлқин бўлади. Шунинг учун  $B_3$  коэффициентни нолга тенг деб олиш керак. Бошқа коэффициентларни топиш учун  $\psi$  функция қаноатлантириши лозим бўлган шартлардан фойдаланамиз  $x$  нинг  $-\infty$  дан  $+\infty$  гача ҳамма ўзгариш соҳасида  $\psi$  узлуксиз бўлиши учун  $\psi_1(0) = \psi_2(0)$  ва  $\psi_2(l) = \psi_3(l)$  шартлар бажарилиши лозим  $\psi$  нинг силлиқлиги йўқолмаслиги учун эса  $\psi'_1(0) = \psi'_2(0)$  ва  $\psi'_2(l) = \psi'_3(l)$  шартлар бажарилиши лозим. Бу шартлардан қўйидагича муносабатлар келиб чиқади:

$$\left. \begin{aligned} A_1 + B_1 &= A_2 + B_2, \\ A_2 e^{\beta l} + B_2 e^{-\beta l} &= A_3 e^{i\alpha l}, \\ i\alpha A_1 - i\alpha B_1 &= \beta A_2 - \beta B_2, \\ \beta A_2 e^{\beta l} - \beta B_2 e^{-\beta l} &= i\alpha A_3 e^{i\alpha l}. \end{aligned} \right\} \quad (68.9)$$

Ҳамма тенгламаларни  $A_1$  га бўлиб юборамиз ва қўйидагича белгилаб оламиз:

$$b_1 = \frac{B_1}{A_1}, \quad a_2 = \frac{A_2}{A_1}, \quad b_2 = \frac{B_2}{A_1}, \quad a_3 = \frac{A_3}{A_1}$$

ва

$$n = \frac{\beta}{\alpha}. \quad (68.10)$$

Белгиларни ўрнига қўйсак. (68.9) тенгламалар қўйидаги кўринишга келади:

$$\left. \begin{aligned} 1 + b_1 &= a_2 + b_2, \\ a_2 e^{\beta l} + b_2 e^{-\beta l} &= a_3 e^{i\alpha l}, \\ i - i b_1 &= n a_2 - n b_2, \\ n a_2 e^{\beta l} - n b_2 e^{-\beta l} &= i a_3 e^{i\alpha l}. \end{aligned} \right\} \quad (68.11)$$

Қайтган ва тушган тўлқинлар амплитудаларининг модулла-  
ри квадратларининг нисбати

$$R = \frac{|B_1|^2}{|A_1|^2} = |b_1|^2$$

зарранинг потенциал тўсиқдан қайтиш эҳтимолини кўрсатади  
ва уни қайтиш коэффициенти деб аташ мумкин.

Ўтган ва тушган тўлқинлар амплитудаларининг модуллари  
квадратларининг нисбати

$$D = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} = |a_3|^2 \quad (68.12)$$

зарранинг тўсиқдан ўтиш эҳтимолини кўрсатади ва уни ўтиш  
коэффициенти (ёки шаффолик коэффициенти)  
деб аташ мумкин.

Бизни зарранинг тўсиқдан ўтишигина қизиқтиради, шунинг  
учун  $D$  катталикини топиш билан чегараланамиз. Тўғри,  $D$  ни  
топгандан кейин  $R$  ни топиш осон, чунки бу коэффицентлар  
орасида  $R + D = 1$  муносабат бор.

(68.11) тенгламалардан биринчисини  $l$  га кўпайтириб, учин-  
чисига қўшамиз. Натижада

$$2i = (n + i) a_2 - (n - i) b_2 \quad (68.13)$$

ни ҳосил қиламиз.

Энди (68.11) тенгламалардан иккинчисини  $l$  га кўпайтириб,  
уни тўртинчи тенгламадан айирामиз ва

$$(n - i) e^{\beta l} a_2 - (n + i) e^{-\beta l} b_2 = 0 \quad (68.14)$$

ни ҳосил қиламиз.

(68.13) ва (68.14) тенгламаларни бирга ечиб,

$$a_2 = \frac{2i(n + i)e^{\beta l}}{(n + i)^2 e^{-\beta l} - (n - i)^2 e^{\beta l}},$$

$$b_2 = \frac{2i(n - i)e^{\beta l}}{(n + i)^2 e^{-\beta l} - (n - i)^2 e^{\beta l}}$$

ларни топамиз.

Ниҳоят, биз топган  $a_2$  ва  $b_2$  ларнинг қийматларини (68.11)  
тенгламаларнинг иккинчисига қўйиб,  $a_3$  нинг ифодасини то-  
памиз:

$$a_3 = \frac{4nl}{(n + i)^2 e^{-\beta l} - (n - i)^2 e^{\beta l}} e^{-ial}.$$

Одатда,

$$\beta l = \frac{\sqrt{2m(U_0 - E)}}{\hbar} l$$

катталик бирдан анча катта бўлади. Шунинг учун  $a_3$  нинг  
ифодасидаги махражда  $e^{-\beta l}$  кўпайтувчига эга бўлган қўши-  
лувчини  $e^{\beta l}$  кўпайтувчига эга бўлган қўшилувчига нисбатан

ҳисобга олмаса бўлади ( $n + i$  ва  $n - i$  комплекс сонларнинг модули бир хил). Шундай қилиб,

$$a_3 \approx - \frac{4nie^{-ial}}{(n-i)^2} e^{-\beta l}$$

деб олиш мумкин.

(68.12) га асосан бу катталиқ модулининг квадрати зарранинг потенциал тўсиқдан ўтиш эҳтимолини беради.  $|n - i| = \sqrt{n^2 + 1}$  эканлигини назарда тутиб

$$D = |a_3|^2 \approx \frac{16n^2}{(n^2 + 1)^2} e^{-2\beta l}$$

ни ҳосил қиламиз. Бу ерда

$$n^2 = \frac{\beta^2}{a^2} = \frac{U_0 - E}{E} = \frac{U_0}{E} - 1$$

[(68.8) формулага қаранг].

$16n^2/(n^2 + 1)^2$  катталиқнинг қиймати бирга<sup>1</sup>) яқин. Шунинг учун

$$D \approx e^{-2\beta l} = e^{-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m(U_0 - E)} dx} \quad (68.15)$$

деб ҳисоблаш мумкин.

Ҳосил қилинган ифодадан зарранинг потенциал тўсиқдан ўтиш эҳтимоли тўсиқнинг кенглиги  $l$  га ва тўсиқнинг  $E$  дан қанчалик катта бўлишига, яъни  $U_0 - E$  га кучли боғлиқ эканлиги келиб чиқади. Агар тўсиқнинг бирор кенглиги учун  $D$  ўтиш коэффициенти 0,01 га тенг деб ҳисобласак, кенгликни қикки марта орттирилганда  $D = 0,01^3 = 0,0001$  га тенг бўлиб қолади, яъни 100 марта камаяди. Мана шу эффект бу ҳол учун  $U_0 - E$  катталиқнинг тўрт марта ортишига олиб келган бўлар эди. Зарранинг  $m$  массаси ортганда ўтиш коэффициенти кескин камаяди.

Потенциал тўсиқ ихтиёрий шаклга эга бўлган ҳол учун (масалан, 197-б расмга қаранг) (68.15) формулани умумийроқ кўринишдаги

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \int_a^b \sqrt{2m(U-E)} dx} \quad (68.16)$$

формула билан алмаштириш лозим. Бу ерда  $U = U(x)$ .

Зарра потенциал тўсиқни енгиб ўтганда, у бу тўсиқдаги „туннель“ орқали ўтгандай бўлади (197-б расмдаги штрихланган соҳага қаранг). Шу муносабат билан юқорида кўриб ўтилган ҳодисани кўпинча туннель эффект деб аталади.

Туннель эффект классик нуқтаи назардан бутунлай ўринсиз ҳол бўлиб кўринади, чунки „туннельдаги“ зарра манфий ки-

<sup>1</sup>)  $16x/(x+1)^2$  функция  $x = 1$  да максимумга эга. яъни 4 га тенг  $x$  нинг 0,07 дан 14 гача бўлган қийматлари интервалида функциянинг қийматлари 1 дан 4 гача бўлган интервалда ётади.

нетик энергияга эга (туннельда  $E < U$ ) бўлиш лозим эди. Лекин туннель—классик физикадан аналогич топилмаган ўзига хос квант ҳодисаси ҳисобланади. Квант механикасида тўлиқ энергияни кинетик ва потенциал энергияларга ажратиш маъносиздир, чунки энергияларни ажратиш ноаниқлик принципага зид. Ҳақиқатан ҳам, зарранинг аниқ  $T$  кинетик энергияга эга бўлиши унинг аниқ  $p$  импульсга эга эканлигини билдиради. Шунингдек, зарранинг аниқ  $U$  потенциал энергияга эга бўлиши, унинг фазонинг тайинли бир жойида турганлигини билдирган булар эди. Зарранинг координатаси ва импульси бир вақтда аниқ қийматларга эга бўла олмаслигидан  $T$  ва  $U$  ларнинг аниқ қийматларини бир вақтда топиш мумкин эмаслиги келиб чиқади. Шундай қилиб, зарранинг  $E$  тўлиқ энергияси аниқ қийматга эга бўлса ҳам, лекин уни  $T$  ва  $U$  энергияларнинг аниқ топилган қийматлари йиғиндисидан кўринишида тасвирлаш мумкин эмас. Бундай ҳолатда  $T$  нинг туннельда манфий бўлиши ҳақидаги хулосанинг асосизлиги тушунарлидир.

### 69-§. Водород атоми

Водород атомида ёки водородсимон ионда электроннинг потенциал энергияси

$$U = -\frac{Ze^2}{r}$$

га тенг. Бу ерда  $Ze$  — ядронинг заряди,  $r$  — ядро билан электрон орасидаги масофа.

Бу ҳолда (65.3) Шредингер тенгламаси

$$\Delta\psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left( E + \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0 \quad (69.1)$$

кўринишда бўлади.

Майдон марказий-симметрик бўлгани учун сферик координаталар системаси:  $r$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  лардан фойдаланиш қулай. (69.1) га Лаплас операторининг сферик координатлардаги ифодасини қўйиб,

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \\ + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left( E + \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0 \end{aligned} \quad (69.2)$$

тенгламани ҳосил қиламиз.

(69.2) тенглама қуйидаги ҳолларда: 1)  $E$  нинг исталган мусбаб қийматларида; 2) энергиянинг

$$E_n = -\frac{m_e e^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (69.3)$$

га тенг дискрет манфий қийматларида талабга жавоб берадиган (яъни бир қийматли, чекли ва узлуксиз) ечимга эга бўлишини кўрсатиш мумкин.

$E > 0$  бўлган ҳол ядро яқинидан учиб ўтувчи ва чексизликка кетувчи электрон учун мос келади.  $E < 0$  бўлган ҳол атом ичидаги электрон учун мос келади. (69.3) ни (63.5) билан солиштириш квант механикаси водород атоми энергиясининг Бор назариясидан олинган қийматларининг айнан ўзига олиб келишини кўрсатади. Лекин квант механикасида бу қийматлар микрозарраларнинг ҳаракати Шредингер тенгламаси билан ифодалангани деган асосий тасаввурдан мантиқий йўл билан келтириб чиқарилади. Бор эса бу натижага эришиш учун қўшимча фаразларни киритишга мажбур бўлди.

(69.2) тенгламанинг хусусий функциялари учта бутун сонли параметрга эга. Улардан бири энергетик сатҳ номери  $n$  билан мос тушади, қолган иккитасини  $l$  ва  $m$  ҳарфлари билан белгилаш қабул қилинган. Бу сонлар квант сонлари деб аталади:

- $n$  — бош квант сони,
- $l$  — азимутал квант сони,
- $m$  — магнит квант сони.

Тайинли  $n$  сон учун  $l$  ва  $m$  сонлар қуйидаги қийматларни қабул қилади:

$$l = 0, 1, 2, \dots, n - 1,$$

яъни ҳаммаси бўлиб  $n$  та ҳар хил қийматларни қабул қилади;

$$m = -l, -l + 1, \dots, -1, 0, +1, \dots, l - 1, l,$$

яъни ҳаммаси бўлиб  $2l + 1$  та ҳар хил қийматларни қабул қилади.

Шундай қилиб,  $E_n$  дан ташқари ҳар бир  $E_n$  га  $l$  ва  $m$  квант сонларининг қийматлари билан фарқ қиладиган бир неча  $\psi_{nlm}$  тўлқин функциялари тўғри келади. Бу эса водород атомининг турли ҳолатларда бир хил энергияга эга бўла олишини кўрсатади.

Бир хил энергияга эга бўлган ҳолатлар айниган ҳолатлар деб аталади. Бирор энергия қийматига эга бўлган турли ҳолатлар сони ўша энергетик сатҳнинг айниш карралиги деб аталади.

Водород сатҳининг айниш карралигини  $l$  ва  $m$  нинг мумкин бўлган қийматларидан фойдаланиб ҳисоблаб топиш осон.  $l$  квант сонининг  $n$  та қийматининг ҳар бирига  $m$  квант сонининг  $2l + 1$  та қиймати тўғри келади. Демак, тайинли  $n$  квант сонига мос келувчи турли ҳолатлар сони

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = n^2$$

га тенг бўлади.

Шундай қилиб, водород атомининг ҳар бир энергетик сатҳи  $n^2$  каррали айнишга эга.



Энергия сатҳи $E_l$	Тўлқин функция $\psi_{nlm}$	Квант сонлари*		
		$n$	$l$	$m$
$E_1$	$\psi_{1,0,0}$	1	0	0
$E_2$	$\psi_{2,0,0}$	2	0	0
	$\psi_{2,1,-1}$	2	1	-1
	$\psi_{2,1,0}$	2	1	0
	$\psi_{2,1,+1}$	2	1	+1
$E_3$	$\psi_{3,0,0}$	3	0	0
	$\psi_{3,1,-1}$	3	1	-1
	$\psi_{3,1,0}$	3	1	0
	$\psi_{3,1,+1}$	3	1	+1
	$\psi_{3,2,-2}$	3	2	-2
	$\psi_{3,2,-1}$	3	2	-1
	$\psi_{3,2,0}$	3	2	0
	$\psi_{3,2,+1}$	3	2	+1
	$\psi_{3,2,+2}$	3	2	+2

Маълум йўналиш деганда (биз уни  $z$  ҳарфи билан белгилаймиз) физика нуқтан назаридан юзага келтирилган, масалан, магнит ёки электр майдонини юзага келтириш билан танланган йўналиш тушунилади.

$M$  импульс momenti

$$M = \hbar \sqrt{l(l+1)} \quad (69.4)$$

га тенг эканлиги аниқланган.

Импульс моментининг берилган йўналишга туширилган проекцияси қуйидагига тенг:

$$M_z = m\hbar. \quad (69.5)$$

(69.4) ва (69.5) муносабатлар атомдаги электроннинг импульс momenti ва бу моментнинг проекцияси худди энергия каби квантланган катталиклар<sup>1)</sup> эканини кўрсатади. Ўзгармас  $\hbar$  катталиқни импульс моментининг табиий бирлиги деб қараш мумкин.

Шундай қилиб,  $l$  азимутал квант сони турлича бўлган ҳолатлар бир-биридан импульс моментининг катталиги билан

<sup>1)</sup>  $M$  импульс momenti нолдан фарқли бўлган ҳолатда турган микрозарра (электрон, атом ва ҳ. к.) шунингдек  $\mu$  магнит моментига ҳам эга бўлади (71-, 72- ва 75-параграфларга қаранг),  $M$  ва  $\mu$  ларнинг йўналишлари ўзаро боғлиқ (электрон учун бу йўналишлар қарама-қарши бўлади). Шунинг учун  $\mu$  нинг физика нуқтан назаридан ажратилган йўналишга туширилган проекцияси ҳам квантланиши лозим. Атом магнит momenti проекциясининг квантланиши Штерн ва Герлах тажрибаларидан бевосита аниқланади (II том, 51- § га қаранг).

фарқ қилади. Атом физикасида электроннинг импульс моментининг турли қийматларига тўғри келган ҳолатларини белгилашда спектроскопияда қабул қилинган шартли белгилар ишлатилади.  $l=0$  ҳолатда турган электронни  $s$ -электрон (бунга мос ҳолатни  $s$ -ҳолат) деб аталади,  $l=1$  ҳолатдаги электронни  $p$ -электрон,  $l=2$  ҳолатда  $d$ -электрон,  $l=3$  дагиси  $f$ -электрон, кейингилари  $g$ ,  $h$  ва ҳ. к. алфавит бўйича давом этади. Бош квант сонининг қиймати  $l$  квант сонининг шартли белгиси олдида кўрсатилади. Шундай қилиб,  $n=3$  ва  $l=1$  ҳолатдаги электронни  $3p$  симболи билан белгиланади ва ҳ. к.

$l$  квант сони  $n$  дан доим кичик бўлганлиги сабабли электроннинг қуйидаги ҳолатлари бўлиши мумкин:

$$\begin{aligned} &1s, \\ &2s, 2p, \\ &3s, 3p, 3d, \\ &4s, 4p, 4d, 4f \end{aligned}$$

ва ҳ. к.

Энергия сатҳларининг схемасини 63-§ да кўрсатилгандай қилиб тасвирлаш мумкин эди (189-расмга қаранг). Лекин 198-расмда кўрсатилган схемадан фойдаланиш анча қулай. Бу схемада сатҳларнинг айниши қисман кўрсатилган; бундан ташқари бу схема яна қатор қулайликларга эгаки, улар келгусида узидан-ўзи аён бўлиб қолади.

Биламизки, ёруғликнинг нурланиши ва ютилиши электроннинг бир энергетик сатҳдан бошқа энергетик сатҳга ўтишида содир бўлади. Квант механикасида  $l$  квант сони фақат бир birlikка ўзгарадиган

$$\Delta l = \pm 1 \quad (69.6)$$

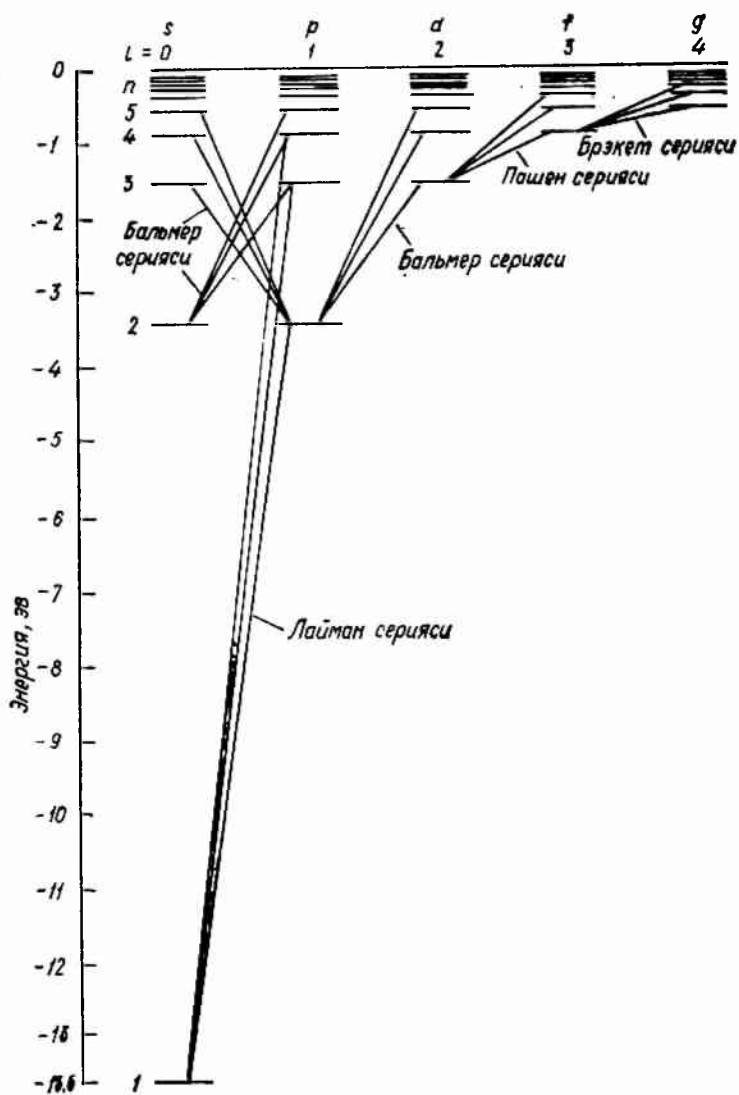
ўтишларгина юз бериши исбот қилинади.

(69.6) муносабат орқали ифодаланган шарт танлаш қоида си деб аталади. (69.6) қонданнинг мавжудлиги фотоннинг тахминан  $h$  га тенг бўлган (кейинчалик биз унинг қийматини аниқлаймиз) импульснинг хусусий моментига (спинга<sup>1)</sup>) эга бўлиши билан тушунтирилади. Нурланишда фотон атомдан бу моментни олиб кетади, ютилишда эса олиб келади, шунинг учун (69.6) танлаш қондаси импульс моментининг сақланиш қонунининг натижаси, холос.

198-расмда (69.6) қондага кўра рухсат этилган ўтишлар кўрсатилган. Электрон ҳолатининг шартли белгиларидан фойдаланиб, Лайман сериясини пайдо бўлишига олиб келувчи ўтишларни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$np \rightarrow 1s, (n=2, 3 \dots);$$

<sup>1)</sup> II том, 51-§ га қаранг.



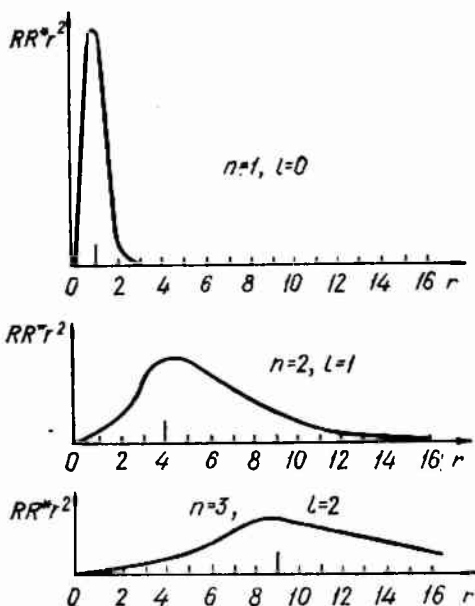
198- расм.

## Бальмер сериясига

$$ns \rightarrow 2p \text{ ва } nd \rightarrow 2p \quad (n=3, 4, \dots)$$

Ўтишлар тўғри келади ва ҳ. к.

1s ҳолат водород атомининг асосий ҳолатидир. Бундай ҳолатдаги атомнинг энергияси минимал бўлади. Атомни асосий ҳолатдан уйғонган ҳолатга (яъни катта энергияли ҳолатга) ўтказиш учун унга энергия бериш лозим. Бу атомларнинг иссиқлик тўқнашишлари ҳисобига (шу сабабли қиздирилган жисмлар ёруғлик сочади—атомлар уйғонган ҳолатдан асосий ҳолатга қайтганларида нурланади), ёки атомнинг тез электрон билан тўқнашиши ҳисобига (62-§ га қаранг), ёки ниҳоят, атом фотонни ютиши ҳисобига амалга оширилиши мумкин.



199- расм.

Атом фотонни ютганда у ўзининг ҳамма энергиясини атомга бериб, ўзи йўқолади. Атом фотоннинг бир қисминигина юта олмайди, чунки фотон электрон ва бошқа элементар зарралар каби бўлинмасдир. Шунинг учун атом энергияси атомнинг икки сатҳининг энергия фарқига аниқ мос келганларинигина<sup>1)</sup> ютади. Фотонни ютувчи атом одатда асосий ҳолатда бўлгани учун водород атомининг ютиш спектри

$$1s \rightarrow n\sigma \quad (n=2, 3, \dots)$$

<sup>1)</sup> Тўғрироғи, 79-§ да киритиладиган кичик бир тузатмагача аниқлик билан олинган энергия қийматга мос келадигани.

Ўтишларга тегишли бўлган чизиқлардан ташкил топиши лозим. Бу натижа тажриба натижаларига тўлиқ мос келади.

$s$ -ҳолатнинг (яъни  $l=0$  ҳолатнинг) хусусий функциялари  $\psi$  ва  $\varphi$  бурчакларга боғлиқ эмас экан. Буни

$$\varphi_{n,0,0} = R_n(r)$$

шаклда ёзиш мумкин. Электроннинг  $r$  радиусли ва  $dr$  қалинликдаги юққа шар қатламидан топилиш эҳтимоли (66.1)га асосан

$$dP_r = \psi^* \psi dV = R_n(r) R_n^*(r) 4\pi r^2 dr$$

га тенг.

$R_n R_n^* 4\pi r^2$  катталиқ электроннинг ядродан  $r$  масофада топилиш эҳтимолининг зичлигини беради.

Нолдан фарқли бўлган  $l$  лар учун тўғри келадиган тўлқин функциялар иккита кўпайтувчига ажралиб, улардан бири фақат  $r$  га, иккинчиси эса фақат  $\vartheta$  ва  $\varphi$  бурчакларга боғлиқ бўлади. Шундай қилиб, бу ҳолда ҳам  $R(r)$  ни  $\psi$  функциянинг фақат  $r$  га боғлиқ бўлган қисми деб олиб, электроннинг ядродан  $r$  масофада топилиш эҳтимолининг зичлиги тушунчасини киритиш мумкин.

199-расмда: 1)  $n=1, l=0$ ; 2)  $n=2, l=1$  ва 3)  $n=3, l=2$  ҳоллар учун эҳтимоллиқ зичлиги келтирилган.  $r$  ўқида масштаб бирлиги учун биринчи Бор орбитасининг радиуси қабул қилинган [(63.4) га қаранг.] Графикларда Бор орбиталарига мос радиуслар белгиланган. Расмдан бу радиуслар электроннинг ядродан энг катта эҳтимолга эга бўлган оралиғига тўғри келиши кўриниб турибди.

---

## ХІІ БОБ

### КЎП ЭЛЕКТРОНЛИ АТОМЛАР

#### 70-§. Ишқорий металлларнинг спектрлари

Ишқорий металллар атомларининг чиқариш спектрлари, водород спектри сингари, бир нечта серияга қарашли чизиқлардан ташкил топган. Улардан энг интенсивлари бош серия, аниқ серия, диффуз серия ва асосий серия (ёки Бергман серияси) деб аталади. Бу номларнинг келиб чиқиши қуйидагича. Бош серия ютилиш спектрида ҳам кўринадиган бўлгани учун шундай аталган. Демак, бу серия атомнинг асосий ҳолатга ўтишига мос келади. Аниқ ва диффуз сериялар мос ҳолда аниқ ва хира (диффуз) чизиқлардан иборат. Бергман серияси водород серияларига ўхшаш бўлгани сабабли асосий (фундаментал) серия деб аталган эди.

Ишқорий металллар серияларининг частоталарини ҳисоблашга имкон берувчи эмпирик формулаларни бундан олдинги аср охирларидаёқ Ридберг топган эди. Бу формулалар ҳамма сериялар учун ўхшаш бўлиб, қуйидаги кўринишга эга:

$$\omega = \omega_{\infty} - \frac{R}{(n + \alpha)^2}, \quad (70.1)$$

бунда  $\omega_{\infty}$  — серия чегарасига мос келувчи частота,  $R$  — Ридберг доимийси (59.5),  $n$  — бутун сон,  $\alpha$  — каср сон.

Шундай қилиб, спектрал чизиқлар частоталари иккита терм фарқи, яъни доимий ( $\omega_{\infty}$ ) терм билан Бальмер терми ( $R/n^2$ ) дан анча мураккаб кўринишга эга бўлган ўзгарувчан терм фарқи сифатида ифодаланиши мумкин.  $\omega_{\infty}$  ва  $\alpha$  константалар, умуман айтганда, турли сериялар учун турлича қийматга эга бўлади. Масалан, натрийнинг спектрал серияларини қуйидаги формулалар орқали тасвирлаш мумкин.

Аниқ серия:

$$\omega = S_{\infty} - \frac{R}{(n + s)^2} \quad (n=4, 5, \dots)$$

( $s$  ҳарфи серия номининг бош ҳарфи: sharp — аниқ).

Бош серия:

$$\omega = P_{\infty} - \frac{R}{(n+p)^2} \quad (n=3, 4, \dots)$$

(principal – бош).

Диффуз серия:

$$\omega = D_{\infty} - \frac{R}{(n+d)^2} \quad (n=3, 4, \dots)$$

(diffuse – диффуз).

Асосий серия (Бергман серияси):

$$\omega = F_{\infty} - \frac{R}{(n+f)^2} \quad (n=4, 5 \dots)$$

(fundamental – асосий).

$n$  нинг қийматлари<sup>1)</sup> юқорида кўрсатилганча бўлганда ўзгарувчан термлардаги константалар натрий учун қуйидаги қийматларга эга бўлади:

$$\begin{aligned} s &= -1,35, \\ p &= -0,87, \\ d &= -0,01, \\ f &= 0,00. \end{aligned}$$

$f$  константа нолга тенг бўлгани сабабли асосий серия формуласидаги ўзгарувчан терм Бальмер серияси билан бир хил бўлади, сериянинг ўзи эса, юқорида айтиб ўтилганидек, водород сериясига ўхшайди.

Қисқароқ белгилаш мақсадида ўзгарувчан термларни  $n$  сони ёнига ҳар бир серияга мос бўлган  $S$ ,  $P$ ,  $D$ ,  $F$  ҳарфларини қўшиб ёзиб кўрсатишга келишиб олинган. У ҳолда аниқ сериянинг ўзгарувчан терми  $R/(n+s)^2$  кўринишда эмас, балки  $nS$  кўринишда бўлади. Бош сериянинг ўзгарувчан терми  $nP$  кўринишда, диффуз серияники  $nD$  ва асосийники  $nF$  кўринишда ёзилди.

Натрий серияларининг формулаларини қисқача белгилардан фойдаланиб ёзганда тажрибадан топилган бир фактни, чунончи бош сериянинг  $P_{\infty}$  доимий терми  $n=3$  бўлган ҳолда аниқ сериянинг ўзгарувчан терми билан бир хил ( $P_{\infty} = 3S$ ) бўлиб чиқишини ҳам ҳисобга оламиз.  $S_{\infty}$  ва  $D_{\infty}$  доимий термлар бир хил бўлиб, бош сериянинг  $n=3$  бўлган ҳолдаги ўзгарувчан термига тенг экан ( $S_{\infty} = D_{\infty} = 3P$ ). Асосий сериянинг  $F_{\infty}$  доимий терми диффуз сериянинг  $n=3$  бўлган ҳолдаги ўзгарувчан тер-

<sup>1)</sup> Аниқ серия формуласидаги  $n$  сони 2, 3 ва ҳоказо қийматлар,  $s$  константа эса + 0,65 қиймат олади, деб ҳисоблаш мумкин эди. Равшанки, чизиқларнинг частоталари бунга қараб ўзгармаган бўлар эди. Бунда термларнинг номерларигина бошқача бўлар эди, холос. Дастлаб, бу масала фақат эмпирик нуқтаи назардан қаралган ҳолда термлар худди шу йўл билан номерланган эди. Бироқ биз бу ерда термларни улар схемасининг назарий талқинига мос келадиган қилиб номерлаймиз.

мига тенг ( $F_{\infty} = 3D$ ) экан. Шундай қилиб, нагрининг спектрал сериялари қуйидагича тасвирланиши мумкин:

Аниқ серия:	$\omega = 3P - nS$	$(n = 4, 5, \dots)$
Бош серия:	$\omega = 3S - nP$	$(n = 3, 4, \dots)$
Диффуз серия:	$\omega = 3P - nD$	$(n = 3, 4, \dots)$
Асосий серия:	$\omega = 3D - nF$	$(n = 4, 5, \dots)$

Биз жуда муҳим натижани олдик.  $nS$ ,  $nP$ ,  $nD$  ва  $nF$  термлар қаторини комбинациялаш йўли билан тўртала спектрал сериянинг чизиқларини олиш мумкин эканлиги маълум бўлиб қолди [(59.9) формула билан таққосланг].

Терм атомнинг тегишли ҳолати энергиясига доимий кўпайтувчи аниқлигида мос келади [қ. (62.2) формула]. Демак, спектрал термларнинг ҳар бир қаторига ўзининг энергия сатҳлари қатори мос келиши керак. 200-расмда натрий атоми сатҳларининг эмпирик схемаси тасвирланган. Бошқа ишқорий металлларнинг сатҳлари схемаси натрийникидек характерга эга.

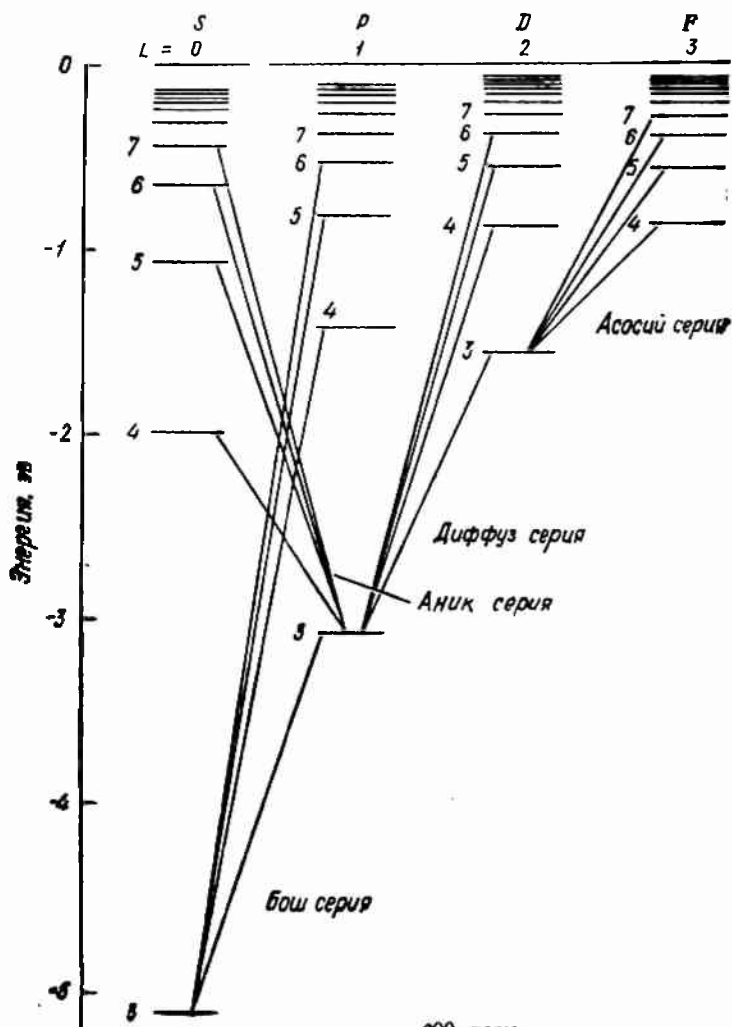
Натрий сатҳларининг схемаси (200-расм) водород атоми сатҳларининг схемасидан (198-расм) шу билан фарқ қиладики, турли қаторлардаги ўхшаш сатҳлар ҳар хил баландликда ётади. Лекин бу фарқиға қарамасдан, иккала схеманинг ўхшаш томонлари кўп. Бу ўхшашлик ишқорий металлларнинг спектрлари энг ташқи (валентлик ёки оптикавий электрон деб аталувчи) электроннинг бир сатҳдан бошқа сатҳга ўтишида чиқарилади, деб фараз қилишимизга асос бўлади.

200-расмдан кўриниб турибдики, ҳолат энергияси  $n$  сонига боғлиқ бўлишдан ташқари, мазкур термнинг қайси қаторга тушишига, яъни қатор номерига ҳам боғлиқ. Водород атоми сатҳларининг схемасида термларнинг турли қаторлари (сатҳлари бўйича мос тушувчи термлар) электрон импульсининг моменти қиймати билан фарқ қилади. Ишқорий металллар термларининг турли қаторлари оптикавий электрон импульсининг моменти қийматлари билан ҳам фарқ қилади, деб фараз қилиш табиий.

Бу ҳолда турли қаторлар сатҳлари бир хил баландликда бўлмагани сабабли ишқорий металл атомидаги оптикавий электроннинг энергияси электрон импульсининг моменти катталигига боғлиқ, деб ҳисоблаш керак (водородда эса бундай эмас).

Электронлари бир нечта бўлган, водороддан кўра мураккаброқ атомларда ҳар бир электрон ядро ва бошқа электронлар ҳосил қилган ўртача майдонда ҳаракатланади дейиш мумкин. Бу майдон Кулон майдони (яъни  $1/r^2$  га пропорционал майдон) бўла олмайди, лекин марказий симметрияга эга (фақат  $r$  га боғлиқ). Дарҳақиқат, электроннинг атом бағрига кира бориш даражасига қараб, ядро заряди бу электрон учун бошқа электронлар томонидан озми-кўпми экраниланади (тўсилади), шу сабабли бу электронга таъсир қилувчи эффектив заряд доимий бўлмайди. Лекин электронлар атомда улкан тезлик билан ҳа-





ракатлангани сабабли вақт бўйича ўртачаланган майдонни марказий симметрик майдон деб ҳисоблаш мумкин.

$1/r^2$  га пропорционал бўлмаган марказий симметрик майдонда ҳаракатланувчи электрон учун (65.3) Шредингер тенгламасининг ечими водород атоми учун олинган натижага ўхшаш натижа беради, фақат фарқи шундаки, энергетик сатҳлар квант сони  $n$  гагина эмас, балки квант сони  $l$  га ҳам боғлиқ бўлади:

$$\begin{aligned} E &= E_{nl}, \\ \psi &= \psi_{nlm}. \end{aligned}$$

Шундай қилиб, бу ҳолда  $l$  бўйича айниш бўлмайди  $l$  ҳар хил ва  $n$  бир хил бўлган ҳолатлар энергиялари орасидаги фарқ  $n$  турлича бўлган ҳолатлардагидек катта бўлмайди.  $l$  ортиши билан  $n$  бир хил бўлган сатҳлар энергияси ортади.

$l$  ва  $m$  сонлари аввалгидек электрон импульсининг моменти ва унинг тайинли бир йўналишдаги проекциясини белгилайди.

Атом импульсининг моменти атом таркибига кирган барча электронлар моментларининг йиғиндисидан иборат бўлади. Импульс моментлари квант қонунлари бўйича қўшилади, бу қонунларга мувофиқ, натижавий  $M$  моментнинг катталиги қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$\left. \begin{aligned} M &= \hbar \sqrt{L(L+1)}, \\ L &= l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, |l_1 - l_2|. \end{aligned} \right\} \quad (70.2)$$

бундаги  $l_1$  ва  $l_2$  сонлар қўшиладиган  $M_1$  ва  $M_2$  моментларни  $M_1 = \hbar \sqrt{l_1(l_1+1)}$  формула билан аниқловчи сонлар. Шундай қилиб, натижавий момент  $2l_2 + 1$  ёки  $2l_1 + 1$  донга (иккита  $l$  дан кичигини олиш керак) турли қийматларга эга бўлиши мумкин.

Ишқорий металллар ионларининг оптикавий спектрларини текшириш шуни кўрсатадики, атом қолдиғи (яъни ядро ва ионланиш вақтида атомдан чиқиб кетадиган энг заиф боғланган оптикавий электрондан ташқари бошқа электронлар) импульсининг моменти нолга тенг. Демак, ишқорий металл атомининг моменти унинг оптикавий электронининг моментиغا тенг ва атомнинг  $L$  параметри шу электроннинг  $l$  параметри билан бир хил бўлади.

Атом уйғонганда ва нур чиқарганда қолган электронлар ўз энергетик ҳолатини ўзгартирмайди, шунинг учун атом сатҳларининг схемасини оптикавий электрон сатҳлари схемасига айнан ухшаш деб ҳисоблаш мумкин. Шундай қилиб, квант механикаси 200-расмда келтирилган схеманинг барча хусусиятларини тўла-тўқис изоҳлаб бера олади.

200-расмда турли серияларни вужудга келтирадиган сатҳлараро ўтиш процесслар кўрсатилган. Бу ўтишлар бу ҳол учун ҳам ўринли бўлган танлаш қонидасига бўйсунди: шун-

дай ўтишларгина мавжуд бўлиши мумкинки, унда атом моменти бир-бирликка ўзгаради:

$$\Delta L = \pm 1. \quad (70.3)$$

Юқорида айтилганлардан  $s$ ,  $p$ ,  $d$  ва бошқа символларнинг келиб чиқиш сабаби аён бўлади. Спектрал сериялар номидан олинган бу ҳарфлар дастлаб термлар қаторларини белгилашга, сўнгра  $L$  ёки  $l$  нинг маълум қийматларига мос келадиган ҳолатларни белгилашга ишлатилди.

## 71-§. Зееманнинг нормал эффекти

Агар ёруғлик тарқатувчи атомлар магнит майдонига жойлаштирилса, бу атомлар чиқарилган чизиқлар бир нечта компонентга бўлинади. Бу ҳодисани 1896 йилда натрий буғларининг шуълаланишини кузатаётганда голландиялик физик Зееман аниқлаган эди, шу сабабли бу ҳодиса унинг номи билан юритилади. Бўлиниш унча катта бўлмай,  $H = 20 \div 30$  минг эрстед бўлганда ангстремнинг ўндан бир неча улушинигина ташкил қилади, холос.

Чизиқларнинг бўлинишига магнит майдони таъсирида атомнинг энергетик сатҳларининг бўлиниши сабаб бўлса керак, деган фараз ўртага ташланади. Агар орбитада айланаётган электрон  $M$  механик момент<sup>1)</sup> билан бир қаторда магнит моментига ҳам эга деб ҳисобласак, спектрал чизиқларнинг бундай бўлиниши тушунарли бўлади:

$$\mu = - \frac{e}{2 m_e c} M \quad (71.1)$$

[қ. II том, (51.3) формула].

Орбиталар ҳақидаги тасаввуримиз, умуман микрозарралар траекториялари ҳақидаги тасаввуримиз каби, нотўғри булишига қарамай, тажриба (71.1) муносабатнинг тўғрилигича қолишини кўрсатади.

Маълумки, магнит моменти магнит майдонида

$$U = - \mu H = - \mu H \cos \alpha = - H \mu_H \quad (71.2)$$

энергияга эга бўлади [қ. II том, (48.7) формула], бунда  $\mu_H$  — магнит моментининг майдон йўналишидаги проекцияси.

Электроннинг орбитал магнит моменти катталигини ва моментининг майдон йўналишидаги проекцияси катталигини ҳисоблаб топамиз. (71.1) муносабатга механик моментнинг квантомеханик ифодасини қўямиз:

$$\mu = - \frac{e}{2 m_e c} M = - \frac{e}{2 m_e c} \hbar \sqrt{l(l+1)} = - \mu_B \sqrt{l(l+1)}.$$

<sup>1)</sup> Биз импульс моментини қисқалик учун механик момент деб атаймиз.

Қуйидаги

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 0,927 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/гаусс} \quad (71.3)$$

катталиқ Бор магнетони дейлади.

Магнит моментининг майдон йўналишига туширилган проекцияси:

$$\mu_H = -\frac{e}{2m_e c} M_H = -\frac{e}{2m_e c} m\hbar = -\mu_B m,$$

бунда  $m$  — магнит квант сони.

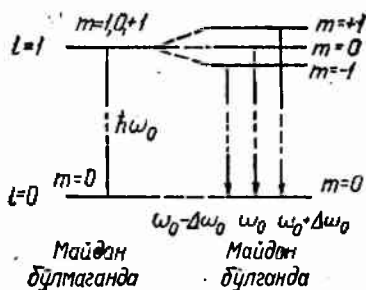
(71.2) га мувофиқ, магнит майдонида атом қўшимча энергия олади:

$$\Delta E = -H\mu_H = \mu_B H m.$$

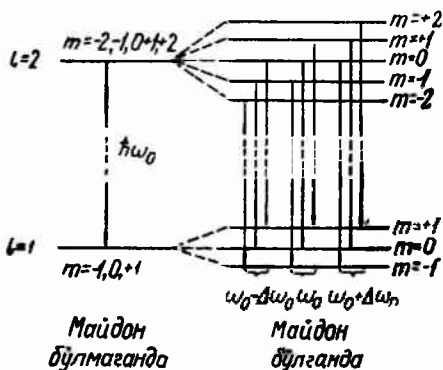
Демак,  $E_{n,l}$  энергетик сатҳ бир-биридан бир хил масофада жойлашган  $2l+1$  донга сатҳчаларга бўлинади (магнит майдони  $m$  бўйича айнинамай қўяди), шунинг учун спектрал чизиқлар ҳам бўлинади.

201-расмда сатҳлар ва спектрал чизиқларнинг  $l=1$  ҳолат билан  $l=0$  ҳолат орасидаги ўтишга ( $P \rightarrow S$ -ўтишга) тегишли бўлиниши кўрсатилган. Майдон бўлмаганда частотаси  $\omega_0$  билан белгиланган битта чизиқ кўринади. Магнит майдони бўлганда эса  $\omega_0$  чизиқдан ташқари, унга нисбатан симметрик жойлашган  $\omega_0 + \Delta\omega_0$  ва  $\omega_0 - \Delta\omega_0$  частотали икки чизиқ пайдо бўлади.

202-расмда мураккаброқ бўлган  $D \rightarrow P$  ўтишга оид юқоридагича ўхшаш схема берилган. Юзаки қараганда дастлабки чизиқ бу ҳолда еттига еттига компонентага бўлиниши керакдек туюлади. Бироқ ҳақиқатда эса, худди аввалги ҳолдагидек, фақат учта компонента ҳосил бўлади:  $\omega_0$  частотали чизиқ ва унга нисбатан симметрик жойлашган  $\omega_0 + \Delta\omega_0$  ва  $\omega_0 - \Delta\omega_0$  частотали икки-



201- расм.



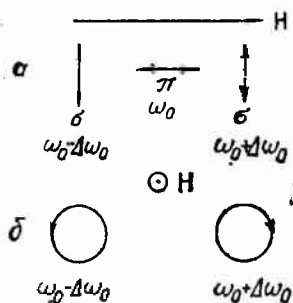
202- расм.

та чизиқ ҳосил бўлади. Бунга сабаб шуки, магнит квант сони  $m$  учун ҳам танлаш қондаси мавжуд, бу қондага кўра фақат шундай ўтишлар бўлиши мумкинки, бу ўтишда квант сони  $m$  ўзгармайди ёки бир birlikка ўзгаради:

$$\Delta m = 0, \pm 1. \quad (71.4)$$

Бу қонданинг келиб чиқишини қуйидагича тушунтириш мумкин. Агар нурланиш вақтида электроннинг механик моменти бир birlikка<sup>1)</sup> ўзгарса (фотон ўзи билан birlik момент олиб кетади), у ҳолда момент проекциясининг ўзгариши бирдан катта бўла олмайди.

(71.4) қоида назарда тутилса, фақат 202-расмда кўрсатилган ўтиш процессларигина рўй бериши мумкин. Натижада частоталари юқорида кўрсатилган учта компонента ҳосил бўлади.



203- расм.

Тажриба бу компоненталарнинг қутбланган бўлишини кўрсатади. Қутбланиш характери кузатиш йўналишига боғлиқ. Кўндалангига кузатилганда (яъни  $\mathbf{H}$  векторга перпендикуляр бўлган йўналишда кузатилганда) силжиган компонентанинг ( $\pi$  компонента деб аталади) ёруғлик (электр) вектори  $\mathbf{H}$  векторга параллел йўналишда тебранади, силжиган  $\sigma$ -компоненталарнинг электр вектори эса  $\mathbf{H}$  га перпендикуляр йўналишда тебранади (203-а расм). Бўйламасига кузатилганда фақат иккита силжиган компонента ҳосил

бўлади. Уларнинг иккаласи доира бўйича қутбланади: кичик частотали томонга силжиган компонента соат стрелкасига тескари катта частотали томонга силжиган компонента соат стрелкаси йўналишида қутбланган бўлади (203-б расм).

Компоненталарнинг биз кўриб чиққан ҳоллардаги силжиши нормал силжиш ёки Лоренц силжиши<sup>2)</sup> дейилади. Равшанки, нормал силжиш катталиги қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta \omega_0 = \frac{\mu_B H}{\hbar} = \frac{e \hbar}{2m_e c} \frac{H}{\hbar} = \frac{eH}{2m_e c}. \quad (71.5)$$

Майдон  $10^4$  эрсгед бўлганда чизиқларнинг компоненталарга бўлинишининг  $\Delta \lambda$  катталигини баҳолаймиз.  $\lambda = 2\pi c/\omega$  бўлгани сабабли

$$|\Delta \lambda| = \frac{2\pi c}{\omega^2} \Delta \omega_0 = \frac{\pi e H}{m_e c \omega^2}.$$

<sup>1)</sup> Аниқроғи, механик момент катталигини белгиловчи квант сони  $l$  бир birlikка ўзгаради

<sup>2)</sup> Зеemannнинг нормал эффектини Лоренц классик нуқтаи назардан тушунтирди ва нормал силжиш катталигини ҳисоблаб топди. Бунда  $\Delta \omega_0$  нинг Лармор частотаси билан мос тушишига эътибор беринг. [қ. 11 том, (52.1) формула].

ω частота кўринадиган ёруғлик учун  $3 \cdot 10^{15}$  сек<sup>-1</sup> гартибида бўлади. Демак,

$$\Delta\lambda = \frac{3,14 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 10^4}{0,91 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{30}} \approx 0,2 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 0,2 \text{ \AA}.$$

Бу параграфда тавсифланган йўл билан бўлинадиган спектрал чизиқлар кўп эмас. Кўп ҳолларда бўлиниш анча мураккаб характерда бўлиб (хусусан, компоненталар сони учтадан ортиқ бўлиши мумкин), уни тушунтириш учун қўшимча мулоҳазалар юритиш керак бўлади (қ. 75-§).

## 72-§. Спектрларнинг мультиплетлиги ва электроннинг спини

Ишқорий металллар спектрларини ажрата олиш кучи катта бўлган асбоблар ёрдамида тадқиқ қилиш бу спектрларнинг ҳар бир чизиғи қўшалок (дублет) эканлигини кўрсатди. Масалан, натрий учун характерли бўлган  $3P \rightarrow 3S$  сариқ чизиқ тўлқин узунлиги 5890 Å ва 5896 Å бўлган иккита чизиқдан иборат бўлади. Бош сериянинг бошқа чизиқлари, шунингдек бошқа серияларнинг чизиқлари ҳам қўшалок бўлади. 4-жадвалда натрийнинг баъзи дублетлари келтирилган. Туртинчи устунида чизиқларнинг  $\nu'$  тўлқин сонлари кўрсатилган [қ. (59.2)]. Охирги устунда дублетлар компонентларининг бўлиниши (тўлқин сонлари фарқи) берилган.

Равшанки, спектрал чизиқларнинг бўлиниши энергетик сатҳларнинг бўлиниши билан боғлиқдир.  $nP \rightarrow 3S$  бош серия чизиқларининг бўлиниши турлича,  $nS \rightarrow 3P$  аниқ серия чизиқларининг бўлиниши бир хил бўлгани сабабли (қ. 4-жадвал),  $S$  сатҳларни яққаланган (синглет),  $P$  сатҳларни эса қўш (дублет)

4-жадвал

Серия	Ўтиш	$\lambda, \text{\AA}$	$\nu', \text{см}^{-1}$	$\Delta\nu'$
Бош серия	$3P \rightarrow 3S$	{ 5 890 5 896 }	{ 17 017 17 000 }	17
•	$4P \rightarrow 3S$	{ 3 302 3 302,6 }	{ 30 306 30 300 }	6
•	$5P \rightarrow 3S$	{ 2 852,8 2 853 }	{ 35 002 35 000 }	2
Аниқ серия	$4S \rightarrow 3P$	{ 11 382 11 404 }	{ 8 787 8 770 }	17
•	$5S \rightarrow 3P$	{ 6 154 6 160,5 }	{ 16 217 16 200 }	17
•	$6S \rightarrow 3P$	{ 5 158 5 149 }	{ 19 417 19 400 }	17

деб фараз қилишга тўғри келади (қ. 204-расм). Натрий спектри устида қилинган кейинги анализ  $D$  ва  $F$  сатҳлар ҳам қўш сатҳлар эканини кўрсатди.

Спектрнинг чизиқларнинг компонентларга бўлинишини акс эттирувчи структураси нозик структура дейилади. Бир неча компонентадан иборат мураккаб чизиқлар мультиплетлар деб аталади. Нозик структура ишқорий металллардан ташқари бошқа элементларда ҳам бўлади, бунда мультиплетдаги компоненталар сони иккига (дублетлар), учга (триплетлар), тўртга (квартетлар), бешга (квинтетлар) ва ҳоказога тенг бўлиши мумкин. Хусусий ҳолда спектрал чизиқлар нозик структурани ҳисобга олганда ҳам якка (синглетлар) булиши мумкин.

Спектрларнинг мультиплет структурасини ва Зеemannнинг аномал эффектини (қ. 75-§) изоҳлаб бериш учун Гаудсмит ва Юленбеклар 1925 йилда ўртага гипотеза ташладилар. Бу гипотезага мувофиқ, электрон ўзининг фазода қиладиган ҳаракати-га боғлиқ бўлмаган импульсининг хусусий  $M_s$  моментига эга бўлади. Бу хусусий момент спин деб аталган.

Дастлаб спин электроннинг ўз ўқи атрофида айланиши натижасида вужудга келади, деб фараз қилинган эди. Бу тасаввурларга кўра, электрон пилдироқ ёки урчиққа ўхшатилади. „Спин“ термини ҳам инглизча spin сўзидан олинган бўлиб, „айланиш“ деган маънони англатади. Бироқ тез орада бундай тасаввурлардан воз кечишга тўғри келди, бунинг бир сабаби қуйидагидан иборат. Айланаётган зарядли шарча магнит моментига эга бўлиши, лекин бунда магнит моментининг механик моментга нисбати қуйидаги қийматга эга булиши керак [қ. (71. 1)].

$$\frac{\mu}{M} = -\frac{e}{2m_e c} \quad (72.1)$$

Дарҳақиқат, электрон хусусий механик momenti билан бирга хусусий магнит моментига ( $\mu_s$ ) ҳам эга эканлиги аниқланди. Бироқ тажрибадан топилган бир қатор далиллар, жумладан, Зеemannнинг аномал эффекти шундан далолат берадики, хусусий магнит momenti билан хусусий механик momenti нисбати орбитал моментлар нисбатидан икки марта катта экан:

$$\frac{\mu_s}{M_s} = -\frac{e}{m_e c} \quad (72.2)$$

Шундай қилиб, электронни айланаётган шарча деб фараз қилиш асоссиз бўлиб чиқди. Спинни электроннинг заряди ва массаси каби ажралмас хоссаси деб ҳисоблаш керак.

Электроннинг спини ҳақидаги фараз тажрибадан топилган кўп далиллар билан тасдиқланди ва уни мутлақо исботланган деб ҳисоблаш керак. Шунингдек, спиннинг борлиги ва унинг ҳамма хоссалари квант механикасининг Дирак аниқлаган ва

нисбийлик назариясининг талабларини қаноатлантирадиган тенг-ламасидан автоматик равишда келиб чиқар экан. Шундай қилиб, спин электроннинг ҳам квантлик, ҳам релятивистик хоссаси эканлиги аён бўлди. Ҳозирги вақтда протон, нейтрон, фотон ва бошқа элементар зарралар ҳам спинга эга эканлиги маълум.

Электрон импульсининг хусусий моменти катталиги квант механикасининг умумий қонунлари бўйича [қ. (69.4) формула] спин квант сони деб аталадиган ва  $\frac{1}{2}$  га тенг бўлган  $s$  сон билан аниқланади<sup>1)</sup>:

$$M_s = \hbar \sqrt{s(s+1)} = \hbar \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2}} = \frac{1}{2} \hbar \sqrt{3}. \quad (72.3)$$

Механик моментининг маълум бир йўналишдаги ташкил этувчиси бир-биридан  $\hbar$  га фарқ қилувчи квантланган қийматлар қабул қилиши мумкин:

$$M_{sz} = m_s \hbar, \text{ бунда } m_s = \pm s = \pm \frac{1}{2}. \quad (72.4)$$

Электроннинг хусусий магнит моментини топиш учун  $\mu_s$  нинг  $M_s$  га нисбати (72.2) ни  $M_s$  га кўпайтирамиз:

$$\mu_s = -\frac{e}{m_e c} M_s = -\frac{e\hbar}{m_e c} \sqrt{s(s+1)} = -2\mu_B \sqrt{s(s+1)} = -\mu_B \sqrt{3}. \quad (72.5)$$

Минус ишора электроннинг  $M_s$  механик моменти ва  $\mu_s$  магнит моменти қарама-қарши йўналган эканлигини кўрсатади.

Электроннинг хусусий магнит моментининг маълум бир йўналишга туширилган проекцияси қуйидаги қийматларни қабул қилиши мумкин:

$$\begin{aligned} \mu_{sz} &= -\frac{e}{m_e c} M_{sz} = -\frac{e}{m_e c} \hbar m_s = \\ &= -\frac{e\hbar}{m_e c} \left( \pm \frac{1}{2} \right) = \mp \mu_B \end{aligned} \quad (72.6)$$

( $m_s = +\frac{1}{2}$  бўлганда ишора минус,  $m_s = -\frac{1}{2}$  бўлганда ишора плюс бўлади).

Шундай қилиб, электрон импульсининг хусусий моменти проекцияси  $+\frac{1}{2}\hbar$  ва  $-\frac{1}{2}\hbar$  қийматларни, хусусий магнит моменти проекцияси эса  $+\mu_B$  ва  $-\mu_B$  қийматларни қабул қилиши мумкин. Бир қатор формулаларда, хусусан, энергия ифодасида моментлар эмас, балки уларнинг проекциялари иштирок этади. Шунинг учун электроннинг хусусий механик моменти (спини) Борнинг ярим магнетонига ( $\hbar$  бирликларида), хусусий магнит моменти эса Борнинг бир магнетонига тенг деб гапирилади.

<sup>1)</sup> Протон ва нейтрон учун ҳам  $s$  яримга, фотон учун  $s$  бирга тенг.



Энди спектрнинг мультиплетли структураси электронда спиннинг мавжудлиги билан қандай тушунтирилишини натрий атоми мисолида қараб чиқамиз. Атом қолдигининг momenti нолга тенг бўлгани сабабли натрий атомининг momenti оптикавий электроннинг momentига тенг. Электрон momenti иккита момент йиғиндисидан иборат бўлади: электроннинг атомдаги ҳаракати туфайли ҳосил бўладиган орбитал  $M_l$  момент ва электроннинг фазодаги ҳаракати билан боғлиқ бўлмаган спинли  $M_s$  момент. Бу икки моментнинг натижаловчиси оптикавий электрон импульсининг тўла momentига тенг. Орбитал ва спин momentларини қўшиб тўла momentни топишда турли электронларнинг орбитал momentларини қўшишда қўлланиладиган квант қонунларидан фойдаланилади [қ. (70.2)]. Тўла momentнинг  $M_j$  катталиги  $j$  квант сони орқали аниқланади:

$$M_j = h \sqrt{j(j+1)},$$

бунда  $j$  сони

$$j = l + s, |l - s|$$

қийматларни қабул қилиши мумкин, бу ерда  $l$  ва  $s$  — азимутал ва спин квант сонлари.  $l = 0$  бўлганда  $j$  квант сони фақат битта қиймат олади:  $j = s = 1/2$ .  $l$  нолдан фарқли бўлганда  $j$  квант сони „параллел“ ва „антипараллел“  $M_l$  ва  $M_s$  momentларнинг ўзаро мумкин бўлган иккита ориентациясига мос келувчи  $j = l + 1/2$  ва  $j = l - 1/2$  қийматлар қабул қилиши мумкин<sup>1)</sup>.

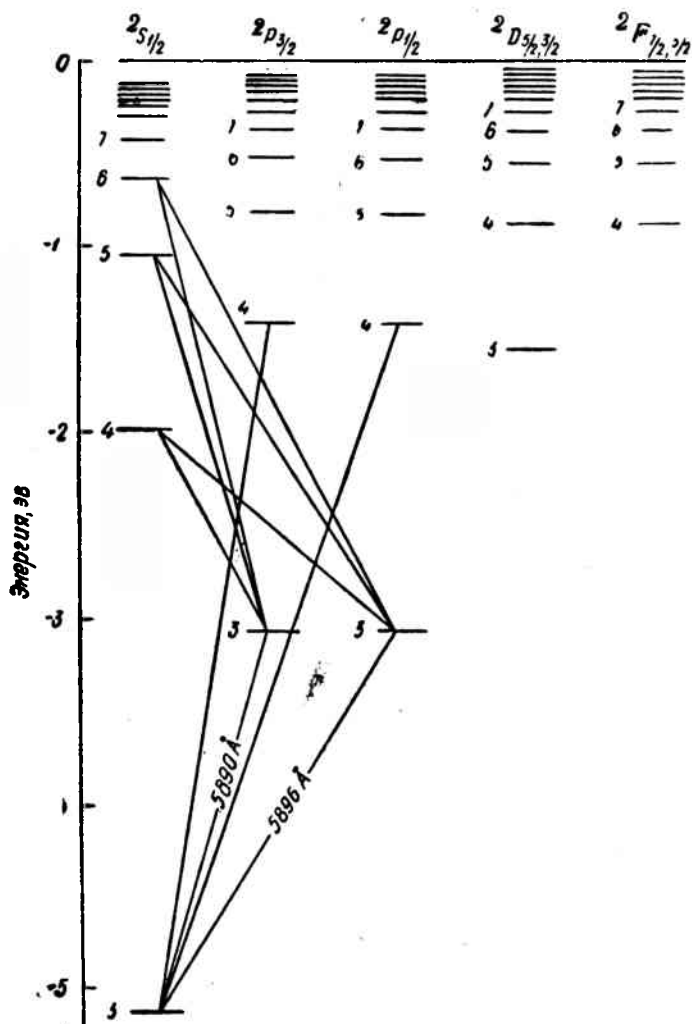
Энди биз бир-бири билан икки ток ёки икки магнит стрелкаси таъсирлашгани каби ўзаро таъсирлашадиган магнит momentлари механик momentларга боғлиқ эканлигини ҳисобга оламиз. Бу ўзаро таъсир энергияси орбитал ва хусусий momentларнинг ўзаро ориентациясига боғлиқдир (бу ўзаро таъсир спин-орбитал ўзаро таъсир дейилади). Демак,  $j$  квант сони турлича бўлган ҳолатлар ҳар хил энергияга эга бўлиши керак.

Шундай қилиб,  $P$  қаторнинг ( $l = 1$ ) ҳар бир терми  $j = 1/2$  ва  $j = 3/2$  ларга мос келадиган икки термга бўлинади;  $D$  қаторнинг ( $l = 2$ ) ҳар бир терми квант сонлари  $j = 3/2$  ва  $j = 5/2$  бўлган термларга бўлинади ва ҳоказо.  $S$  қаторнинг ( $l = 0$ ) ҳар бир термига фақат битта  $j = 1/2$  қиймат мос келади; шунинг учун  $S$  қатор термлари бўлинмайди.

Шундай қилиб, термларнинг  $S$  дан бошқа ҳар бир қатори иккита қаторга ажралади, яъни термлар структураси дублет (қўш) бўлар экан. Термлар қуйидаги символлар билан белгиланади:

$${}^2S_{1/2}, {}^2P_{1/2}, {}^2P_{3/2}, {}^2D_{3/2}, {}^2D_{5/2}, {}^2F_{5/2}, {}^2F_{7/2}, \dots$$

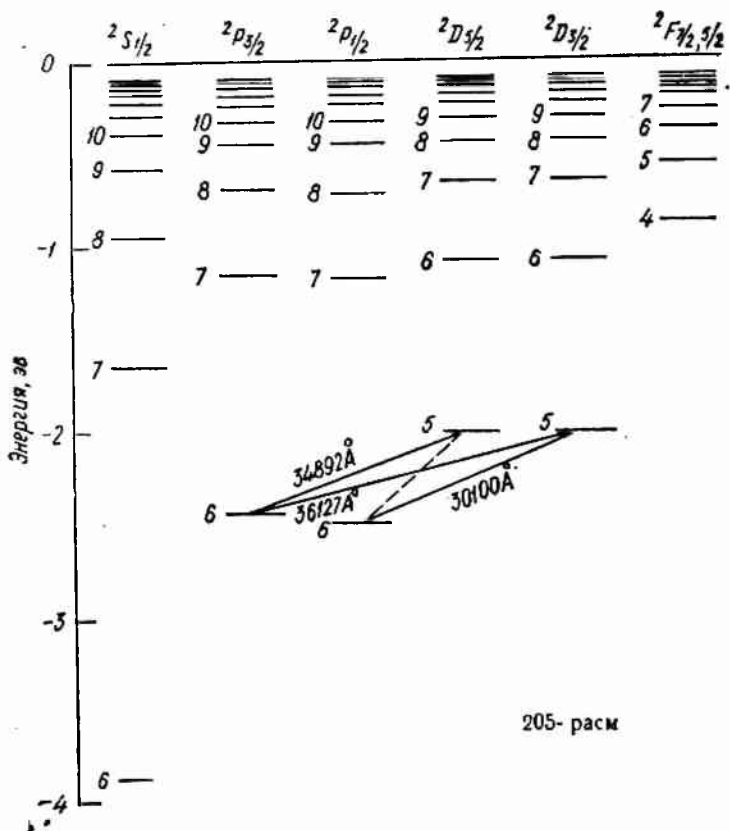
<sup>1)</sup> Қўшилувчи икки момент ҳеч қачон битта тўғри чизик бўйича йўналган бўлмайди, шу сабабли бунда „параллел“ ва „антипараллел“ терминлари қўштирноқ ичига олинган. Бу ҳақда кейинги параграфда батафсилроқ ёзилган.



204- расм.

Ўнг томондаги пастки индекс  $j$  нинг қийматини кўрсатади. Чап томондаги юқориги индекс термларнинг мультиплетлигини кўрсатади.

$S$  қатор яққаланган қатор бўлса ҳам, унинг дублет термлар системасига тааллуқли эканини билдириш учун бу терм символига 2 қўйилади.



205- расм

Нозик структура назарда тутилганла термлар схемаси анча мураккаблашади, натрий сатҳлари (204-расм) ва цезий сатҳлари (206-расм) схемалари буни тасаввур қилишга ёрдам бериши мумкин. Натрий учун олинган схемани 200-расмда тасвирланган схема билан таққослаш керак. Натрий учун  $D$  ва  $F$  термларнинг мультиплет бўлиниши жуда кам бўлгани сабабли бир-биридан  $j$  квант сони билан фарқ қилувчи  $D$  ва  $F$  сатҳчалар схемада қўшиб кўрсатилган. Цезийда мультиплет бўлиниш натрийдагидан кўпроқдир. Цезий схемасидан диффуз се-

риянинг нозик структураси иккита эмас, балки учта чизиқдан иборат экани кўриниб турибди:

$$5^2D_{3/2} \rightarrow 6^2P_{3/2} \sim 26\,127 \text{ \AA},$$

$$5^2D_{5/2} \rightarrow 6^2P_{3/2} \sim 34\,892 \text{ \AA},$$

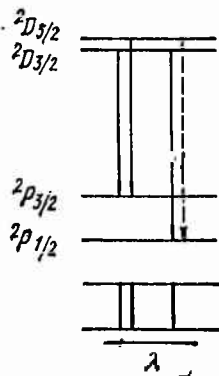
$$5^2D_{5/2} \rightarrow 6^2P_{1/2} \sim 30\,100 \text{ \AA}.$$

Бу чизиқларнинг ҳосил бўлиши 206-расмда қўшимча равишда тушунтирилган, пунктир билан тасвирланган  $5^2D_{3/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$  ўтиш танлаш қондасига кўра мумкин эмас:

$$\Delta j = 0, \pm 1. \quad (72.7)$$

206-расмдаги схеманинг пастки қисмида мультиплетнинг ўзи қандай кўринишда бўлиши кўрсатилган. Схемдаги чизиқлар қалинлиги спектрал чизиқларнинг интенсивлигига тахминан мос келади. Ҳосил бўлган чизиқлар тўплами дублетга ўхшайди, унинг компоненталаридан бири қўшалоқ бўлади. Бундай чизиқлар тўплами триплет эмас, балки мураккаб дублет дейилади, чунки у дублет термлар комбинацияси натижасида ҳосил бўлади.

Пировардида, электрон спинининг мавжудлиги туфайли водород атомида ҳам  $l > 0$  сатҳлар қўшалоқ бўлиши спектрал чизиқлар дублет бўлиши керак, деган савол туғилиши табиий эканини эслатиб ўтамыз. Водород спектрининг нозик структураси ҳақиқатда экспериментал равишда аниқланган эди.



206- расм.

### 73-§. Квант механикасида импульс моменти

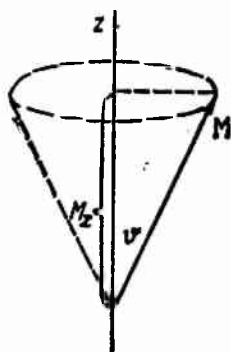
Импульснинг  $M$  моменти ва унинг  $M_z$  проекцияси мос равишда (69.4) ва (69.5) формулалар орқали аниқланадиган қийматлар қабул қилгани ҳолда моментнинг қолган иккита  $M_x$  ва  $M_y$  проекцияси ноаниқлигича қолади<sup>1)</sup>. Бундай ҳолни биз микроскопчалар ҳаракатини квантомеханик тавсифлаш жараёнида 66-§ да учратган эдик, (66.2) муносабатга мувофиқ, импульснинг координатаси ва ташкил этувчиси ҳам бир вақтда тайинли бир қийматга эга бўлиши мумкин эмас.

Моментнинг иккита проекцияси аниқ эмаслиги фазода момент йўналиши ҳам ноаниқ бўлишига олиб келади. Фақат  $M$  вектор  $z$  ўқи йўналиши билан қандай бурчак ташкил қилиши-

<sup>1)</sup> Моментнинг учала  $x$ ,  $y$ ,  $z$  ўқдаги проекцияси нолга тенг бўлган аниқ қиймат қабул қиладиган  $M = 0$  ҳол бундан мустаснодир.

гина маълум.  $l < \sqrt{l(l+1)}$  бўлгани сабабли момент проекциясининг энг катта қиймати ҳар доим моментнинг ўзини қийматидан кичик бўлади. Демак, момент йўналиши фазода белгиланган йўналиш билан мос тушмайди. Бу ҳол фазода момент йўналиши тайинсиз эканлигига мос тушади.

Фазода  $M$  вектор йўналиши тайинсиз бўлгани сабабли, биз шу вақтгача моментларнинг график тасвиридан фойдаланмай келдик. Бироқ векторларни график усул билан қўшиш анча кўргазмалидир, баъзи ҳолларда ундан фойдаланган маъқул. Бунда ҳар доим график яшашларнинг шартли эканини назарда тутмоқ керак.



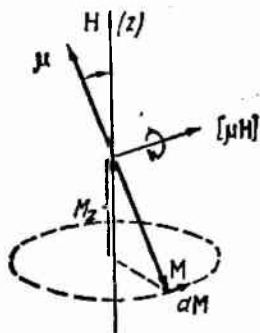
207- расм.

$M$  ва  $M_z$  лар аниқ қийматга эга экани сабабли  $M$  вектор 207-расмда тасвирланган конуснинг бирор ясовчиси бўйлаб йўналган бўлиши мумкин, бунда  $M$  вектор конус ясовчисидан бирининг ҳолатини эгаллаши аниқ. Буни қуйидагича тасаввур этишимиз мумкин:  $M$  вектор  $z$  йўналиш атрофида  $\psi$  бурчак ҳосил қилиб текис айланади (прецессия), бу бурчакнинг косинуси қуйидагига тенг:

$$\cos v = \frac{M_z}{M} = \frac{m}{\sqrt{l(l+1)}}. \quad (73.1)$$

У ҳолда  $v$  бурчак билан характерланадиган ҳамма йўналишларнинг бўлиш эҳтимоли бирдай бўлади.

$M$  векторнинг  $z$  ўқ атрофида прецессия қилиши ҳақидаги тасаввурга яна қуйидаги асослар бор. Механик момент билан магнит momenti ўзаро боғлиқ бўлгани сабабли, бу моментлар магнит майдонида ўзларини Ернинг тортиш кучи майдонидаги гироскоп сингари тутиши керак (қ. I том, 44-§).



208- расм.

Ҳақиқатдан ҳам, магнит моментига магнит майдонида (208-расм) кучларнинг  $[\mu H]$  momenti таъсир қилади [қ. II том, (48.4) формула]. Гироскопик эффект туфайли шу кучлар momenti таъсирида  $M$  момент (демак,  $\mu$  момент ҳам)  $H$  майдон йўналиши атрофида, яъни фазода берилган йўналиш атрофида прецессияланади. Кучларнинг  $[\mu H]$  momenti қанча катта бўлса, яъни  $H$  майдон  $\mu$  моментга қанча кучли таъсир кўрсатса, прецессия тезлиги шунча катта бўлади.

Энди моментларни қўшиб, натижавий момент ҳосил қилишга боғлиқ бўлган баъзи масалаларни кўриб чиқамиз.

Аввал шуни қайд қиламизки, иккита момент бир-бирига аниқ параллел ёки антипараллел бўла олмайди. Дарҳақиқат,

$$\sqrt{(l_1 + l_2)(l_1 + l_2 + 1)} < \sqrt{l_1(l_1 + 1)} + \sqrt{l_2(l_2 + 1)}$$

бўлгани сабабли натижавий моментнинг энг катта қиймати  $M_1$  ва  $M_2$  катталиклар йиғиндисидан кичик, ваҳоланки,  $M_1$  ва  $M_2$  ларнинг узаро параллел бўлиши учун  $M_{\max} = M_1 + M_2$  бўлиши керак. Сўнгра

$$\sqrt{|l_1 - l_2|(|l_1 - l_2| + 1)} > |\sqrt{l_1(l_1 + 1)} - \sqrt{l_2(l_2 + 1)}|$$

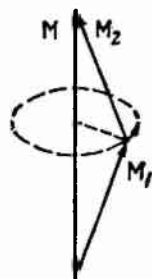
бўлгани сабабли, натижавий моментнинг энг кичик қиймати  $M_1$  ва  $M_2$  лар айирмасидан катта. Антипараллел бўлиши учун эса  $M_{\min} = |M_1 - M_2|$  бўлиши керак.

Классик тасавурларга кўра, қўшилиувчи иккита момент ўзаро таъсир қилишгани сабабли, натижавий момент атрофида прецессияланиши керак (209-расм).

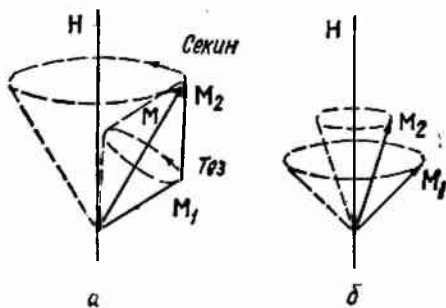
Агар  $M_1$  ва  $M_2$  моментларга магнит майдони таъсир қилса, моментларнинг ўзаро таъсири ва магнит майдони билан бўладиган таъсирлари орасидаги муносабатга қараб турли ҳодисалар юз беради. Икки ҳолни кўриб чиқамиз: 1) кучсиз майдон—моментлар ўртасидаги ўзаро таъсир уларнинг ҳар бирига магнит майдони кўрсатадиган таъсирдан катта; 2) кучли майдон—майдоннинг моментлардан ҳар бирига кўрсатадиган таъсири шу моментлар ўртасидаги ўзаро таъсирдан катта.

Биринчи ҳолда (210-а расм) моментлар қўшилиб,  $I_1$  квант сони билан аниқланадиган натижавий  $M$  момент ҳосил қилади ва бу момент майдон йўналишига проекцияланади. Бунда икки хил прецессия содир бўлади:  $M_1$  ва  $M_2$  моментлар  $M$  момент йўналиши атрофида прецессия қилади ва натижавий  $M$  вектор  $N$  йўналиши атрофида прецессия қилади. Биринчи прецессиянинг тезлиги анча катта, чунки моментларнинг ўзаро таъсири уларнинг ҳар бирига магнит майдони кўрсатадиган таъсирдан катта.

Иккинчи ҳолда (210-б расм) майдон  $M_1$  ва  $M_2$  моментлар орасидаги боғланишни узади ва уларнинг ҳар бири майдон йўналиши атрофида мустақил равишда прецессияланади.  $M_1$  ва  $M_2$  векторлар майдон йўналишига алоҳида-алоҳида проекцияланади.



209- расм.



210- расм.

Бу параграфда момент векторларининг прецессияси ҳақида айтилган фикрларнинг ҳаммасини моментлар қўшилишини ва уларнинг тайинли бир йўналишдаги проекцияларини ҳосил қилишни тушунтирувчи классик аналогия (ўхшатма) деб қараш керак.

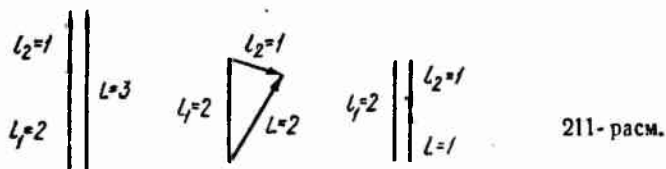
#### 74-§. Кўп электронли атомнинг натижавий моменти

Атомдаги ҳар бир электрон ўз импульсининг орбитал  $M_l$  моментига ва хусусий  $M_s$  моментига эга. Механик моментлар тегишли магнит моментларига боғлиқдир, бунинг натижасида ҳамма  $M_l$  ва  $M_s$  лар бир-бирига таъсир кўрсатади

$M_l$  ва  $M_s$  моментлар қўшилиб, атомнинг натижавий  $M_J$  моментини ҳосил қилади. Бунда икки ҳол бўлиши мумкин.

1.  $M_l$  моментлар орасидаги ўзаро таъсир уларнинг  $M_s$  моментларга кўрсатадиган таъсиридан кучлироқ, уз навбатида  $M_s$  моментлар орасидаги ўзаро таъсир уларнинг  $M_l$  моментларга кўрсатадиган таъсиридан кучлироқдир. Бунинг натижасида ҳамма  $M_l$  лар қўшилиб, натижавий  $M_L$  моментни,  $M_s$  лар қўшилиб, натижавий  $M_S$  ни ҳосил қилади, сўнгра  $M_L$  ва  $M_S$  лар қўшилиб, натижавий  $M_J$  ҳосил бўлади. Бундай боғланиш кўп учрайди ва у Рессель—Саундерс боғланиши дейилади.

2. Ҳар бир  $M_l$  ва  $M_s$  жуфтлар орасидаги ўзаро таъсир уларнинг бошқа  $M_l$  ва  $M_s$  ларга кўрсатадиган таъсиридан кучлироқдир, натижада ҳар бир электрон учун алоҳида натижавий  $M_l$  моментлар ҳосил бўлади, сўнгра улар қўшилиб атомнинг  $M_J$  моментини ҳосил қилади.  $(j, j)$ -боғланиш дейиладиган бундай боғланиш оғир атомларда бўлади.



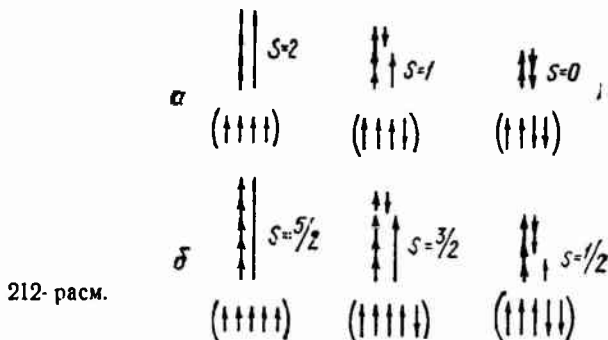
211-расм.

Моментлар квант қонунларига асосан қўшилади [қ. (70.2)]. Айтилганларни Рессель—Саундерс боғланишига тегишли мисоллар билан тушунтирамиз.

1.  $l_1 = 2$  ва  $l_2 = 1$  сонлари билан белгиланадиган иккита орбитал моментни уч хил усулда қўшиш мумкин ва натижада  $L$  квант сонининг 3, 2 ва 1 га тенг қийматларига мос келадиган натижавий момент ҳосил бўлиши мумкин. Буни вектор кўринишда 211-расмда келтирилган вектор схема билан шартли равишда тасвирлаш мумкин.

2. Хусусий моментларни (спинни) қўшишда атомнинг натижавий  $M_s$  хусусий моменти<sup>1)</sup> атомдаги электронлар сони жуфт ёки тоқ бўлишига қараб бутун ёки яримли бутун сон бўлиши мумкин.

Электронларнинг  $N$  сони жуфт бўлганда  $S$  квант сони  $N \cdot 1/2$  дан (ҳамма  $M_s$  лар бир-бирига „параллел“ бўлган ҳол) нолгача (ҳамма  $M_s$  лар бир-бирини жуфт-жуфти билан компенсациялайдиган ҳол) бўлган ҳамма бутун сонларни қабул қи-



лади. Масалан,  $N=4$  бўлганда (212-а расм)  $S$  квант сони 2,1,0 қийматларни қабул қилиши мумкин.

$N$  тоқ бўлганда  $S$  квант сони  $N \cdot 1/2$  дан (ҳамма  $M_s$  лар ўзаро „параллел“)<sup>1)</sup>/<sub>2</sub> гача (биттасидан ташқари ҳамма  $M_s$  лар бир-бирини компенсациялайди) бўлган яримли бутун сонларни қабул қилади. Масалан,  $N=5$  бўлганда  $S$  нинг қийматлари  $5/2, 3/2, 1/2$  бўлиши мумкин (212-б расм).

3.  $M_L$  ва  $M_S$  лар қўшилганда натижавий  $M_J$  моментнинг  $J$  квант сони қуйидаги қийматлардан бирига эга бўлиши мумкин:

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|.$$

Демак, агар  $S$  бутун бўлса (яъни атомдаги электронлар сони жуфт бўлса),  $J$  бутун сон бўлади, агар  $S$  яримли бутун сон бўлса (яъни электронлар сони тоқ бўлса),  $J$  ҳам яримли сон бўлади. Масалан:

1)  $L=2, S=1$  бўлган ҳолда  $J$  сон 3, 2, 1 қийматларни қабул қилиши мумкин (213-а расм);

2)  $L=2, S=3/2$  бўлган ҳолда  $J$  сон  $7/2, 5/2, 3/2, 1/2$  қийматларни қабул қилиши мумкин (213-б расм).

Атомнинг энергияси  $M_L$  моментларнинг ўзаро ориентациясига, (яъни  $L$  квант сонига)  $M_S$  моментларнинг ўзаро ориентациясига (яъни  $S$  квант сонига) ва  $M_L$  билан  $M_S$  момент-

<sup>1)</sup>  $S$  квант сонини термининг  $S$  симболи билан чалкаштирмаслик керак.



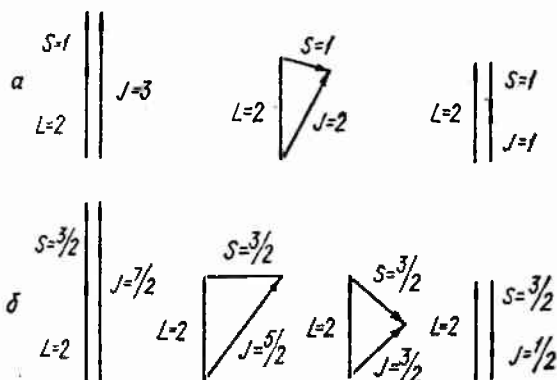
ларнинг ўзаро ориентациясига ( $J$  квант сонига) боғлиқ. Атом терми шартли равишда қуйидагича ёзилади:

$$2S+1L_J \quad (74.1)$$

бунда  $L$  деганда унинг сон қийматига қараб  $S, P, D, F$  ва ҳоказо ҳарфлардан бири тушунилади. Масалан,

$${}^3P_0, {}^3P_1, {}^3P_2$$

термлар  $L=1, S=1$  бир хил, лекин  $J$  сонлари ҳар хил (яъни 0, 1, 2) бўлган ҳолатларга тегишли.



213- расм.

$2S+1$  сони термнинг мультиплетлигини кўрсатади, яъни  $L$  нинг тайинли бир қиймати учун сатҳчалар сонини билдиради (аслида фақат  $S < L$  бўлган ҳолда бундай бўлади;  $S > L$  бўлганда сатҳчалар сони  $2L+1$  бўлади).

(74.1) кўринишдаги белгилардан биз 72-§ да ишқорий металллар атоми учун фойдаланган эдик. Бироқ бу элементларда атомнинг  $S$  квант сони оптикавий электронга оид  $s$  билан бир хил бўлиб,  $1/2$  га тенг. Биз исталган ҳол учун термларнинг символик белгилари билан танишиб чиқдик.

## 75-§. Зеemannинг аномал эффекти

Биз биламизки, атомга магнит майдони таъсир қилганда атомнинг майдон бўлмаган ҳолдаги спектрида битта чизиқ ўрнида учта чизиқ ҳосил бўлиши Зеemannинг нормал эффекти дейилади. Бунда чизиқларнинг бир-бирига нисбатан силжиши  $\Delta\omega_0$  нормал силжишга тенг [қ. (71.5)]. Бироқ тажрибанинг кўрсатишича, нозик структурага эга бўлмаган чизиқларгина (синглетлар) бундай бўлинади. Нозик структурага эга бўлган чизиқларнинг компоненталари сони учтадан ортиқ, бўлиниш катга-

лиги эса  $\Delta\omega_0$  нормал силжишнинг рационал касрини ташкил қилади:

$$\Delta\omega = \Delta\omega_0 \frac{r}{q}, \quad (75.1)$$

бунда  $r$  ва  $q$  — унча катта бўлмаган бутун сонлар. Масалан, натрийнинг сариқ дублети 214-расмда кўрсатилгандек бўлинади. Спектрал чизиқларнинг бундай бўлиниши Зеemannнинг аномал эффекти дейилади<sup>1)</sup>.

Зеemannнинг аномал эффекти электрон спинининг мавжудлиги ҳамда хусусий магнит ва механик моментларнинг нисбати [қ. (72.1) ва (72.2)] икки марта катта бўлиши туфайли юз беради.

Атомнинг 215-расмда тасвирланган вектор моделини қараб чиқайлик. Бу схемани ясашда масштаб шундай танланганки,  $M_L$  ва  $\mu_L$  векторлар бир хил узунликдаги кесмалар билан тасвирланади. Шунда  $\mu_S$  вектор  $M_S$  вектор тасвирланган кесмадан икки марта узун кесма билан тасвирланади.

Спиннинг „иккиланган магнетизми“ туфайли атомнинг натижавий магнит моментининг  $\mu_J$  вектори йўналиши натижавий механик моментининг  $M_J$  вектори йўналиши билан бир хил эмас.  $M_L$  ва  $M_S$  лар ўзаро таъсир қилади, шу сабабли улар  $M_J$  нинг йўналиши атрофида прецессияланиб, бу ҳаракатга атомнинг натижавий  $\mu_J$  магнит моментини ҳам жалб қилади.

Магнит майдонида  $M_J$  вектор майдон йўналиши атрофида прецессияланиб, бунда у шу йўналишдаги

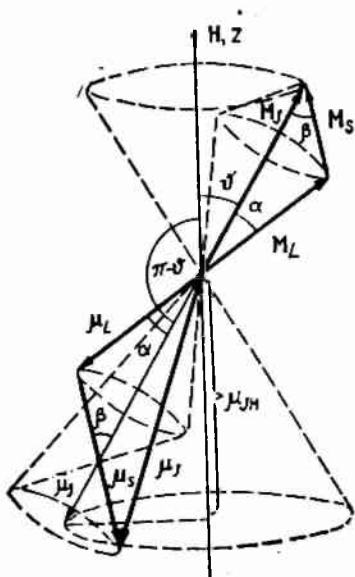
$$M_{JH} = \hbar m_J$$

проекциясини ўзгартирмайди, бундаги  $m_J$  сон  $-J, -J+1, \dots, -1, 0, +1, \dots, J-1, J$  қийматларни қабул қилиши мумкин бўлган квант сони.

Заиф майдонда (яъни  $\mu_L$  ва  $\mu_S$  га кўрсатадиган таъсири  $\mu_L$  билан  $\mu_S$  нинг ўзаро таъсиридан анча кучсиз майдонда)  $M_L$  ва  $M_S$  векторларнинг, демак,  $\mu_J$  векторнинг ҳам  $M_J$  йўналиши атрофида қиладиган прецессияси  $M_J$  нинг  $H$  йўналиши атрофи-

<sup>1)</sup> Зеemannнинг аномал эффекти мураккаб эффект деб, нормал эффекти эса содда эффект деб ҳам юртилади.

да қиладиган прецессиясидан анча тез бўлади. Шунинг учун  $\bar{\mu}_J$  магнит моментининг  $\mathbf{H}$  йўналишдаги  $\mu_{JH}$  ташкил этувчиси  $\mu_J$  нинг  $M_J$  йўналиш атропоида айланиши бўйича ўртачаланган қийматига тенг бўлади. Бу ўртачаланган қийматни  $\bar{\mu}_J$  симболи



215- расм.

билан белгилаймиз. Бунда  $\bar{\mu}_J$  нинг йўналиши  $M_J$  га тескари эканини, демак, унинг  $\mathbf{H}$  билан  $\pi - \theta$  бурчак ташкил қилишини англаб олиш мумкин, бу ерда  $\theta - M_J$  ва  $\mathbf{H}$  векторлар орасидаги бурчак, Шундай қилиб,

$$\mu_{JH} = \bar{\mu}_J \cos(\pi - \theta) = -\bar{\mu}_J \cos \theta,$$

бунда  $\bar{\mu}_J = |\bar{\mu}_J|$ .

$\cos \theta$  нинг қийматини (73.1) формуладан топиш мумкин, унда  $l = J$  ва  $m = m_J$  деб олиш керак. Натижада:

$$\mu_{JH} = -\bar{\mu}_J \frac{m_J}{\sqrt{J(J+1)}}. \quad (75.2)$$

215- расмдан кўрииб турибдики,

$$\bar{\mu}_J = \mu_L \cos \alpha + \mu_S \cos \beta. \quad (75.3)$$

Кейинги ҳисобларни қисқароқ қилиб ёзиш мақсадида  $\sqrt{X(X+1)}$  кўринишдаги ифодани  $X^*$  („юлдузчали  $X^*$ “) билан белгилаймиз. У ҳолда  $J^*$  белги  $\sqrt{J(J+1)}$  ни  $L^*$  эса  $L(L+1)$  ни билдиради. Бу белгилардан фойдаланиб, магнит моментларини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\left. \begin{aligned} \mu_L &= \frac{e}{2m_e c} M_L = \frac{e}{2m_e c} \hbar \sqrt{L(L+1)} = \mu_B L^*, \\ \mu_S &= \frac{e}{m_e c} M_S = \frac{e}{m_e c} \hbar \sqrt{S(S+1)} = 2\mu_B S^*. \end{aligned} \right\} \quad (75.4)$$

Бурчаклари  $\alpha$  ва  $\beta$  бўлган учбурчакка косинуслар теоремасини қўллаймиз (215-расм):

$$\begin{aligned} M_S^2 &= M_L^2 + M_J^2 - 2 M_L M_J \cos \alpha, \\ M_L^2 &= M_S^2 + M_J^2 - 2 M_S M_J \cos \beta \end{aligned}$$

бундан

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{M_L^2 + M_J^2 - M_S^2}{2M_L M_J} = \frac{L^{*2} + J^{*2} - S^{*2}}{2L^* S^*}, \\ \cos \beta &= \frac{M_S^2 + M_J^2 - M_L^2}{2M_S M_J} = \frac{S^{*2} + J^{*2} - L^{*2}}{2S^* J^*}. \end{aligned} \right\} \quad (75.5)$$

(75.4) ва (75.5) ифодаларни (75.3) га қўямиз:

$$\bar{\mu}_J = \mu_B L^* \frac{L^{*2} + J^{*2} - S^{*2}}{2L^* J^*} + 2\mu_B S^* \frac{S^{*2} + J^{*2} - L^{*2}}{2S^* J^*},$$

бу ифодани қуйидаги кўринишга келтириш мумкин.

$$\bar{\mu}_J = \mu_B J^* \left( 1 + \frac{J^{*2} + S^{*2} - L^{*2}}{2J^{*2}} \right).$$

Шундай қилиб, атомнинг вақт бўйича ўртачаланган магнит моменти қуйидагига тенг экан:

$$\bar{\mu}_J = \mu_B g J^* = \mu_B g \sqrt{J(J+1)}, \quad (75.6)$$

бунда

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (75.7)$$

(75.7) ифода Ланде кўпайтувчиси (ёки фактори) дейилади. Агар  $S=0$  бўлса,  $J=L$  ва  $g=1$  бўлади; агар  $L=0$  бўлса,  $J=S$  ва  $g=2$  бўлади.

Магнит майдонида атом қўшимча энергия олади:

$$\Delta E = -\mu_J H = -\mu_{JH} H.$$

$\mu_{JH}$  нинг қийматини (75.2) формуладан топиш мумкин, бунинг учун унга  $\bar{\mu}_J$  нинг (75.6) қийматини қўйиш керак. Натижада қўшимча энергия қуйидагича ифодаланеди:

$$\Delta E = \mu_B g H m_J. \quad (75.8)$$

Шундай қилиб, магнит майдонида ҳар бир энергетик сатҳ бир-бирдан тенг масофада турган  $2J+1$  донга сатҳчаларга бўлинади, бунда бўлиниш катталиги Ланде кўпайтувчисига, яъни мазкур сатҳнинг  $L$ ,  $S$  ва  $J$  квант сонларига боғлиқ бўлади. Натрийнинг  $3^2P_{1/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$  ва  $3^2P_{3/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$  ўтишлардан ҳосил бўлган дублетининг бўлинишини кўриб чиқамиз (қ. 204-расм). Ланде кўпайтувчиси қуйидаги қийматларга эга:

$^2S_{1/2}$  ( $L=0$ ,  $S=1/2$ ,  $J=1/2$ ) терм учун

$$g = 1 + \frac{1/2 \cdot 3/2 + 1/2 \cdot 3/2 - 0 \cdot 1}{2 \cdot 1/2 \cdot 3/2} = 1 + 1 = 2;$$

$^2P_{1/2}$  ( $L=1$ ,  $S=1/2$ ,  $J=1/2$ ) терм учун

$$g = 1 + \frac{1/2 \cdot 3/2 + 1/2 \cdot 3/2 - 1 \cdot 2}{2 \cdot 1/2 \cdot 3/2} = 1 - 1/3 = 2/3;$$

$^2P_{3/2}$  ( $L=1$ ,  $S=1/2$ ,  $J=3/2$ ) терм учун

$$g = 1 + \frac{3/2 \cdot 5/2 + 1/2 \cdot 3/2 - 1 \cdot 2}{2 \cdot 3/2 \cdot 5/2} = 1 + 1/3 = 4/3.$$

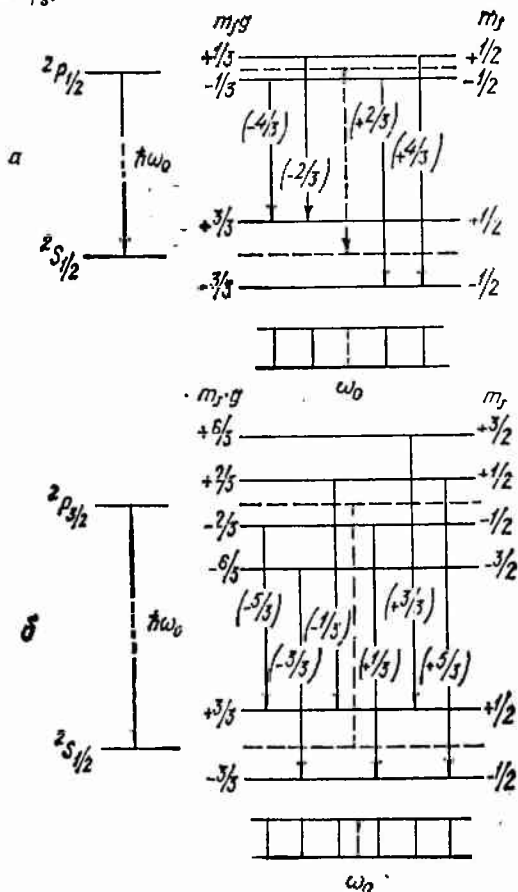
216-а расмда  ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$  чизиклар учун сатҳлар бўлиниши ва ўтишлар кўрсатилган.  ${}^2S_{1/2}$  сатҳ учун энергиянинг (75.8) ортгирмаси қуйидагига тенг:

$$\Delta E' = \mu_B H g' m'_j,$$

бунда  $g' = 2 = 6/3$ .  
 ${}^2P_{1/2}$  сатҳ учун

$$\Delta E'' = \mu_B H g'' m''_j,$$

бунда  $g = 2/3$ .



216- расм.

Чизикларнинг бошланғич ҳолатга нисбатан силжиши қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$\Delta \omega = \frac{\Delta E'' - \Delta E'}{\hbar} = \frac{\mu_B H}{\hbar} (g'' m''_j - g' m'_j) = \Delta \omega_0 (g'' m''_j - g' m'_j).$$

216-расмда сатҳлар орасидаги ўтишларни тасвирловчи чизиклар узилган жойдаги қавс ичида ( $g''m_j' - g'm_j''$ ) нинг мос спектрал чизикларга оид қийматлари берилган.

216-а расмдан кўринадики, майдон уланганда (берилганда) бошланғич чизик бўлмас экан. Унинг ўрнига силжишлари нормал силжиш бирликларида  $-4/3, -2/3, +2/3$  ва  $+4/3$  га тенг бўлган тўртта чизик пайдо бўлади, бу силжишни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\Delta\omega = \Delta\omega_0 [ \pm 2/3, \pm 4/3 ].$$

${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$  чизикнинг бўлиниши 216-б расмда тушунтирилган. Бу схема қаралаётганда  $m_j$  квант сони танлаш қондасига бўйсунганини назарда тутиш лозим:

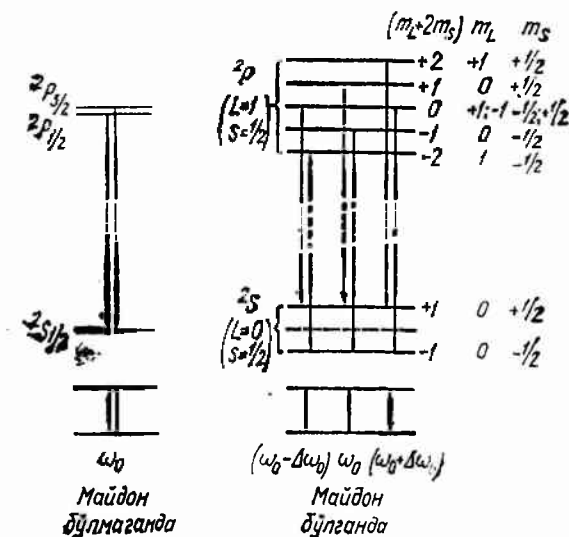
$$\Delta m_j = 0, \pm 1$$

[(71.4) билан таққосланг]. Схемадан келиб чиқадики,  ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$  ўтиш учун ҳам майдон уланган пайтда бошланғич чизик бўлмайди. Ҳосил бўладиган олтига чизикнинг силжиши қуйидагига тенг:

$$\Delta\omega = \Delta\omega_0 [ \pm 1/3, \pm 3/3, \pm 5/3 ].$$

Кучли магнит майдонила  $M_L$  билан  $M_S$  орасида боғланиш бўлмайди ва улар  $H$  йўналиш атрофида алоҳида равишда прецессиялана бошлайди, бинобарин, майдон йўналишига алоҳида-алоҳида проекцияланади. Бу ҳолда

$$\Delta E = \mu_B H m_L + 2\mu_B H m_S = \mu_B H (m_L + 2m_S),$$



217-расм

яъни бўлиниш нормал бўлинишга бутун каррали бўлиб қолади. Утиш процесслари учун қуйидаги танлаш қондаси ўринли бўлади:

$$\Delta m_L = 0, \pm 1, \quad \Delta m_S = 0.$$

Натижада Зеemannнинг нормал триплети ҳосил бўлади (217-расм). Бу ҳодиса Пашен—Бак эффекти дейилади. Бу эффект чизиқларнинг магнит майдони таъсиридан бўлиниши мультитиплет бўлинишидан ортиқ бўлганда юз беради.

## 76-§. Атомда электронларнинг энергетик сатҳлар бўйича тақсимланиши

Юзаки қараганда атомда ҳар бир электрон марказий симметрик нокулон майдонда ҳаракатланади, деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда электроннинг ҳолати  $n$ ,  $l$  ва  $m$  квант сонлари билан белгиланади, бу сонларининг физик маъноси 70-§ да аниқланган эди. Электроннинг спини мавжудлиги туфайли бу квант сонларига  $m_s$  квант сонини ҳам қўшиш керак, бу квант сони  $\pm 1/2$  қийматларни қабул қилиб, спиннинг тайинли бир йўналишдаги ташкил этувчисини белгилайди. Келгусида биз магнит квант сонини  $m$  билан белгилаш ўрнига  $m_l$  билан белгилаймиз. Бу билан биз бу соннинг катталиги  $l$  квант сони билан бериладиган орбитал моментнинг ташкил этувчисини аниқланишини кўрсатиб ўтган бўламиз.

Шундай қилиб, атомдаги ҳар бир электроннинг ҳолати тўртта квант сони билан характерланади:

бош квант сони	$n (n = 1, 2, 3, \dots),$
азимутал квант сони	$l (l = 0, 1, 2, \dots, n - 1),$
магнит квант сони	$m_l (m_l = -l, \dots, -1, 0, +1, \dots, +l),$
спин квант сони	$m_s (m_s = +1/2, -1/2).$

Ҳолат энергияси асосан  $n$  ва  $l$  сонларига боғлиқ бўлади. Бундан ташқари, энергия  $m_l$  ва  $m_s$  сонларига салгина боғлиқдир, чунки буларнинг қийматлари  $M_l$  ва  $M_s$  моментларнинг ўзаро ориентациясига боғлиқ; электроннинг орбитал ва хусусий магнит моментлари орасидаги ўзаро таъсир катталиги ҳам ўша ориентацияга боғлиқ. Ҳолат энергияси баъзи ҳолларда ташқари,  $l$  нинг ортиб боришидан кўра  $n$  сонининг ортиб боришига кучлироқ боғлиқ. Шунинг учун, одатда,  $n$  сони катта бўлган ҳолат,  $l$  нинг қиймати қандай бўлишидан қатъи назар, катта энергияга эга бўлади.

Атом нормал (уйғонмаган) ҳолатда бўлганда электронлар ўзлари учун мумкин бўлган энг пастки энергетик сатҳларда жойлашиши керак. Шу сабабли нормал ҳолатдаги исталган атомда ҳамма электронлар  $1s (n = 1, l = 0)$  ҳолатда бўлиши, ҳамма атомларнинг асосий термлари  $S$ -терм ( $L = 0$ ) типиди

бўлиши керакдек туюлади. Бироқ тажриба бундай бўлмаслигини кўрсатади.

Термларнинг кузатиладиган турлари қуйидаги сабабларга кўра пайдо бўлади. Квант механикаси қонунларидан бири бўлган Паули принцигига<sup>1)</sup> кўра, аини бир атомда (ёки бирор квант системасида)  $n$ ,  $l$ ,  $m_l$  ва  $m_s$  квант сонларининг тўрталаси бир хил бўлган иккита электроннинг бўлиши мумкин эмас. Бошқача айтганда, бир вақтда аини бир ҳолатда икки электрон бўлиши мумкин эмас.

Маълум бир  $n$  га бир-биридан  $l$  ва  $m_l$  лари билан фарқланувчи  $n^2$  та ҳолат мос келишини биламиз (қ. 69-§).  $m_s$  квант сони икки қиймат қабул қилиши мумкин:  $\pm 1/2$ . Шу сабабли  $n$  нинг қиймати тайинли бўлган ҳолатларда атомда кўп деганда  $2n^2$  донa электрон бўлиши мумкин:

$n = 1$ га	2 та электрон,
$n = 2$ га	8 та электрон,
$n = 3$ га	18 та электрон,
$n = 4$ га	32 та электрон,
$n = 5$ га	50 та электрон

тўғри келади ва ҳ. к.

$n$  ва  $l$  квант сонлари бир хил бўлган электронлар тўплами қобиқ ташкил қилади.  $n$  лари бир хил бўлган қобиқлар тўплами группа ёки қатлам ташкил қилади,  $n$  нинг қийматига қараб қағламлар рентген нурлари спектроскопиясидан олинган белгилар билан белгиланади:

$n$	1	2	3	4	5	6	7...
Қатлам	K	L	M	N	O	P	Q...

Атомдаги электроннинг мумкин бўлган ҳолатларининг қобиқлар ва қатламларга бўлиниши 5-жадвалда кўрсатилган, унда  $m_s = \pm 1/2$  ўрнига  $\uparrow\downarrow$  симболи қўйилган. Жадвалда кўрсатилгандек, қобиқлар икки хил белгиланиши мумкин (масалан,  $L_1$  ёки  $2s$ ). Бағамом тўлдирилган қобиқда натижавий орбитал ва спин моментлари нолга тенг бўлади ( $L=0$ ;  $S=0$ ). Бинобарин, бундай қобиқнинг ҳаракат миқдори моменти нолга тенг ( $J=0$ ). Бунга  $3d$ -қобиқ мисолида ишонч ҳосил қиламиз. Бу қобиқдаги ўн электроннинг ҳаммасининг спини жуфт-жуфти билан бир-бирини компенсациялайди, натижада  $S=0$  бўлади. Бу қобиқнинг натижавий  $M_L$  орбитал моментининг  $z$  ўқдаги проекциясининг квант сони яғона  $m_L = \sum m_l = 0$  қиймат қабул қилади. Демак,  $L$  ҳам нолга тенг бўлади.

<sup>1)</sup> Бу принцип тақиқлаш принципі ёки йўқотиш принципі деб ҳам аталади. У фақат электронлар учунгина эмас, балки спини яримли сон билан ифодаланган бошқа зарралар учун ҳам тўғридир.



Қатлам	$n$	$l$	$m_l$	$m_s$	Қобик	Қатлам	$n$	$l$	$m_l$	$m_s$	Қобик			
$K$	1	0	0	$\uparrow\downarrow$	$K(1s)$	$N$	4	0	0	$\uparrow\downarrow$	$N_1(4s)$			
$L$	2	0	0	$\uparrow\downarrow$	$L_1(2s)$			1	-1	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$N_2(4p)$	
		1	-1	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$				0	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	+1		$\uparrow\downarrow$
$M$	3	0	0	$\uparrow\downarrow$	$M_1(3s)$			2	-2	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$N_3(4d)$	
		1	-1	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$				-1	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	0		$\uparrow\downarrow$
			0	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$				+1	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	+2		$\uparrow\downarrow$
		2	-2	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$			-1	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	0	$\uparrow\downarrow$	$N_4(4f)$	
			-1	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$			+1	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	+2	$\uparrow\downarrow$		
			+1	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$			+2	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	+3	$\uparrow\downarrow$		
		+2	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$M_3(3d)$									

Шундай қилиб, атом учун  $L$  ва  $S$  қийматини аниқлашда тўлдирилган қобикларни эътиборга олмаса ҳам бўлади.

### 77-§. Элементларнинг Менделеев яратган даврий системаси

Атомлар хоссаларининг даврий такрорланувчанлигини Паули принципи изоҳлаб беради. Элементларнинг Д. И. Менделеев яратган даврий системаси тuzилишини кўриб чиқамиз. Гапни битта электронга эга бўлган  $Z=1$  атомли элементдан бошлаймиз. Бундан кейинги ҳар бир атомни олиш учун олдинги атом ядросининг зарядини бир бирлик орттириб, унга битта электрон қўшиб бориш керак, бунда электрон, Паули принципига мувофиқ, мумкин бўлган энг кам энергияли ҳолатга жойлаштирилади.

Водород атомида асосий ҳолатда спини ихтиёрий ориентацияга эга бўлган битта  $1s$  электрон бор. Унинг квант сонлари:  $n=1$ ,  $l=0$ ,  $m_l=0$ ,  $m_s=\pm 1/2$ . Шунга мос ҳолда водороднинг асосий терми  ${}^2S_{1/2}$  кўринишда бўлади.

Агар водород атоми ядросининг зарядини бир бирликка орттириб, унга яна бир электрон қўшсак, гелий атоми ҳосил бўлади. Бу атомдаги иккала электрон  $K$ -қатламда бўлиши мумкин, лекин спинларининг ориентацияси антипараллел бўлади. Атомнинг электроний конфигурацияси  $1s^2$  кўринишда

Элемент	K			L			M			N		Ассий терм	Элемент	K			L			M			N		Ассий терм
	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	1s	2s	2p			s	3p	3d	4s	4p	Ассий терм						
1 H	1	—	—	—	—	—	—	—	$^2S_{1/2}$	19 K	2	8	8	—	1	—	$^2S_{1/2}$								
2 He	2	—	—	—	—	—	—	—	$^1S_0$	20 Ca	2	8	8	—	2	—	$^1S_0$								
3 Li	2	1	—	—	—	—	—	—	$^2S_{1/2}$	21 Sc	2	8	8	1	2	—	$^2D_{3/2}$								
4 Be	2	2	—	—	—	—	—	—	$^1S_0$	22 Ti	2	8	8	2	2	—	$^3F_2$								
5 B	2	2	1	—	—	—	—	—	$^2P_{1/2}$	23 V	2	8	8	3	2	—	$^4F_{3/2}$								
6 C	2	2	2	—	—	—	—	—	$^3P_0$	24 Cr	2	8	8	5	1	—	$^1S_2$								
7 N	2	2	3	—	—	—	—	—	$^4S_{3/2}$	25 Mn	2	8	8	5	2	—	$^6S_{5/2}$								
8 O	2	2	4	—	—	—	—	—	$^3P_2$	26 Fe	2	8	8	6	2	—	$^6D_4$								
9 F	2	2	5	—	—	—	—	—	$^2P_{3/2}$	27 Co	2	8	8	7	2	—	$^4F_{3/2}$								
10 Ne	2	2	6	—	—	—	—	—	$^1S_0$	28 Ni	2	8	8	8	2	—	$^3F_4$								
11 Na	2	8	—	1	—	—	—	—	$^2S_{1/2}$	29 Cu	2	8	8	10	1	—	$^2S_{1/2}$								
12 Mg	2	8	—	2	—	—	—	—	$^1S_0$	30 Zn	2	8	8	16	2	—	$^1S_0$								
13 Al	2	8	—	2	1	—	—	—	$^2P_{1/2}$	31 Ga	2	8	8	10	2	1	$^2P_{1/2}$								
14 Si	2	8	—	2	2	—	—	—	$^3P_0$	32 Ge	2	8	8	10	2	2	$^3P_0$								
15 P	2	8	—	2	3	—	—	—	$^4S_{3/2}$	33 As	2	8	8	10	2	3	$^4S_{3/2}$								
16 S	2	8	—	2	4	—	—	—	$^3P_2$	34 Se	2	8	8	10	2	4	$^3P_2$								
17 Cl	2	8	—	2	5	—	—	—	$^2P_{3/2}$	35 Br	2	8	8	10	2	5	$^2P_{3/2}$								
18 Ar	2	8	—	2	6	—	—	—	$^1S_0$	36 Kr	2	8	8	10	2	6	$^1S_0$								

6-жадвалнинг давоми

Элемент	K	L	M	N			O			P	Асосий терм	Элемент	K	L	M	N			O			P	Асосий терм
				4s 4p	4d	4f	5s	5p	5d	6s						4s 4p	4d	4f	5s	5p	5d	6s	
37 Rb	2	8	18	8	—	—	—	—	—	—	3S <sub>1/2</sub>	55 Cs	2	8	18	18	—	8	—	1	—	—	2S <sub>1/2</sub>
38 Sr	2	8	18	8	—	—	2	—	—	—	1S <sub>0</sub>	56 Ba	2	8	18	18	—	8	—	2	—	—	1S <sub>0</sub>
39 Y	2	8	18	8	1	—	2	—	—	—	3D <sub>3/2</sub>	57 La	2	8	18	18	—	8	1	2	—	—	2D <sub>3/2</sub>
40 Zr	2	8	18	8	—	—	2	—	—	—	3F <sub>2</sub>	58 Ce	2	8	18	18	2	8	—	2	—	—	3H <sub>4</sub>
41 Nb	2	8	18	8	4	—	1	—	—	—	3D <sub>1/2</sub>	59 Pr	2	8	18	18	3	8	—	2	—	—	4I <sub>9/2</sub>
42 Mo	2	8	18	8	5	—	1	—	—	—	3S <sub>3/2</sub>	60 Nd	2	8	18	18	4	8	—	2	—	—	5I <sub>4</sub>
43 Tc	2	8	18	8	5	—	2	—	—	—	3S <sub>3/2</sub>	61 Pm	2	8	18	18	5	8	—	2	—	—	6H <sub>5/2</sub>
44 Ru	2	8	18	8	7	—	1	—	—	—	3F <sub>5/2</sub>	62 Sm	2	8	18	18	6	8	—	2	—	—	7F <sub>0</sub>
45 Rh	2	8	18	8	8	—	1	—	—	—	3F <sub>5/2</sub>	63 Eu	2	8	18	18	7	8	—	2	—	—	8S <sub>1/2</sub>
46 Pd	2	8	18	8	10	—	—	—	—	—	1S <sub>0</sub>												
47 Ag	2	8	18	18	—	—	1	—	—	—	2S <sub>1/2</sub>	64 Gd	2	8	18	18	7	8	1	2	—	—	9D <sub>3</sub>
48 Cd	2	8	18	18	—	—	2	—	—	—	1S <sub>0</sub>	65 Tb	2	8	18	18	8	8	1	2	—	—	8H <sub>11/2</sub>
49 In	2	8	18	18	—	—	2	1	—	—	3P <sub>1/2</sub>	66 Dy	2	8	18	18	10	8	—	2	—	—	5I <sub>8</sub>
50 Sn	2	8	18	18	—	—	2	2	—	—	3P <sub>0</sub>	67 Ho	2	8	18	18	11	8	—	2	—	—	4I <sub>13/2</sub>
51 Sb	2	8	18	18	—	—	2	3	—	—	4S <sub>3/2</sub>	68 Er	2	8	18	18	12	8	—	2	—	—	3H <sub>6</sub>
52 Te	2	8	18	18	—	—	2	4	—	—	3P <sub>2</sub>	69 Tu	2	8	18	18	13	8	—	2	—	—	3F <sub>7/2</sub>
53 J	2	8	18	18	—	—	2	5	—	—	2P <sub>3/2</sub>	70 Yb	2	8	18	18	14	8	—	2	—	—	1S <sub>0</sub>
54 Xe	2	8	18	18	—	—	2	6	—	—	1S <sub>0</sub>	71 Lu	2	8	18	18	14	8	1	2	—	—	2D <sub>3/2</sub>

Элемент	K	L	M	N	O			P			Q	Ассий терм	Элемент	K	L	M	N	O			P			Q	Ассий терм
					5s 5p	d	5f	6s	6p	6d	7s							5p 5s	5d	5f	6s	6p	6d	7s	
72 Hf	2	8	18	32	8	2	—	2	—	—	—	$3F_2$	87 Fr	2	8	18	32	18	—	8	—	1	$2S_{1/2}$		
73 Ta	2	8	18	32	8	3	—	2	—	—	—	$4F_{3/2}$	88 Ra	2	8	18	32	18	—	8	—	2	$1S_0$		
74 W	2	8	18	32	8	4	—	2	—	—	—	$5D_0$	89 Ac	2	8	18	32	18	—	8	1	2	$2D_{3/2}$		
75 Re	2	8	18	32	8	5	—	2	—	—	—	$6S_{1/2}$	90 Th	2	8	18	32	18	—	8	2	2	$3F_2$		
76 Os	2	8	18	32	8	7	—	1	—	—	—	$5D_4$	91 Pa	2	8	18	32	18	2	8	1	2	$4K_{11/2}$		
77 Ir	2	8	18	32	8	7	—	2	—	—	—	$4F_{5/2}$	92 U	2	8	18	32	18	3	8	1	2	$5L_6$		
78 Pt	2	8	18	32	8	9	—	1	—	—	—	$3D_3$	93 Np	2	8	18	32	18	4	8	1	2	$6L_{11/2}$		
79 Au	2	8	18	32	8	10	—	1	—	—	—	$2S_{1/2}$	94 Pu	2	8	18	32	18	6	8	—	2	$7F_0$		
80 Hg	2	8	18	32	18	—	2	—	—	—	—	$1S_0$	95 Am	2	8	18	32	18	7	8	—	2	$8S_{1/2}$		
81 Tl	2	8	18	32	18	—	2	1	—	—	—	$2P_{1/2}$	96 Cm	2	8	18	32	18	7	8	1	2	$2D_2$		
82 Pb	2	8	18	32	18	—	2	2	—	—	—	$3P_0$	97 Bk	2	8	18	32	18	8	8	1	2	$6H_{11/2}$		
83 Bi	2	8	18	32	18	—	2	3	—	—	—	$4S_{3/2}$	98 Cf	2	8	18	32	18	10	8	—	2	$5/8$		
84 Po	2	8	18	32	18	—	2	4	—	—	—	$3P_2$	99 Es	2	8	18	32	18	11	8	—	2	$4f_{15/2}$		
85 At	2	8	18	32	18	—	2	5	—	—	—	$2P_{3/2}$	100 Fm	2	8	18	32	18	12	8	—	2	$3H_6$		
86 Rn	2	8	18	32	18	—	2	6	—	—	—	$1S_0$	101 Md	2	8	18	32	18	13	8	—	2	$2F_{7/2}$		
													102 (No)	2	8	18	32	18	14	8	—	2	$1S_0$		
													103 Lw	2	8	18	32	18	14	8	1	2	$2D_{3/2}$		
													104 Ku	2	8	18	32	18	14	8	2	2	$3F_2$		



4p қобик энди 3d дан юқори туради, шунинг учун 4s дан кейин 3d қобик тўла бошлайди.

Ҳамма атомларнинг электроний сатҳлари одагдаги тартибдан ахён-ахёнда бўлиб турадиган бундай чекинишлар билан тўлиб боради. Бунда батамом тўлган қобиклар ёки қатламлардан юқоридаги ўхшаш электроний конфигурациялар (масалан, 1s, 2s, 3s ва ҳ) даврий равишда такрорланади, шу туфайли атомларнинг химиявий ва оптикавий хоссалари даврий равишда такрорланади.

6-жадвалдан кўришиб турибдики ўзида 14 та электрон тутиб турувчи 4f қобик 5s, 5p ва 6s қобиклар батамом тўлдирилгандан кейингина тўлдирила бошлайди. Квантомеханик ҳисоб шуни кўрсатадики, d-ҳолатда ва айниқса f-ҳолатда электрон s-ва p-ҳолатлардагига нисбатан ядрога яқин бўлар экан. Демак, 4f-электронлар атомнинг ички соҳасида жойлашади. Шунинг учун номери 58 дан 71 гача бўлган ва подир ер элементлари ёки лантанидлар деб аталувчи элементларда ташқи қобик ( $6s^2$ ) бирдай бўлар экан. Шунинг учун лантанидлар ўзларининг ташқи электронлари билан аниқланадиган химиявий хоссалари жиҳатидан бир-бирига жуда яқин туради. Химиявий жиҳатдан жинси бир бўлган элементларнинг (атом номери 190 дан 103 гача) худди шундай группасини актинидлар ташкил қилади; уларда 5f-қобик тўла бориб, ташқи  $7s^2$ -қобик ўзгармасдан қолади.

Моментларни қўшишнинг 74-§ да баён қилинган қоидалари маълум бир электроний конфигурацияда бўлиши мумкин бўлган  $L$ ,  $S$  ва  $J$  квант сонларининг қийматли ҳисоблаб топишга имкон беради. Масалан,  $np^2$  конфигурацияда (бош квант сони  $n$  ва  $l=1$  бўлган иккита электрон)  $L$  нинг мумкин бўлган қийматлари 0, 1, 2 ( $l_1=1$ ,  $l_2=1$ ),  $S$  нинг қийматлари эса 0 ва 1 ( $s_1=1/2$ ,  $s_2=1/2$ ) бўлиши мумкин. Шунга мувофиқ, электроний конфигурация  $np^2$  кўринишда бўлганда  $^1S$ ,  $^1P$ ,  $^1D$ ,  $^3S$ ,  $^3P$ ,  $^3D$  термлар бўлиши мумкин эди. Лекин эквивалент электронларнинг (яъни  $n$  ва  $l$  сонлари бир хил бўлган электронларнинг) бу конфигурациясидаги термлар турини аниқлашда Паули принципини ҳисобга олиш зарур. Бу принципга кўра эквивалент электронлар учун фақат шундай термларгина мавжуд бўлиши мумкинки, уларда иккала электроннинг квант сонларидан ( $m_1$  ёки  $m_2$ ) ҳеч бўлмаганда биттаси бир хил бўлмайди<sup>1)</sup>. Равшанки, бу талабни  $^3D$  терм қаноатлантирмайди. Дарҳақиқат,  $L=2$  бўлиши электронларнинг орбитал моментлари „параллел“ эканлигини, бинобарин, бу электронларда  $m_l$  нинг қийматлари бир хил бўлишини билдиради. Худди шунга ўхшаш,  $S=1$  бўлиши электронлар спини ҳам „параллел“ эканини, шунинг учун  $m_s$  нинг қийматлари бир хил эканини бил

1) Ноэквивалент электронлар, яъни  $n$  ёки  $l$ , ёки ҳар иккаласи билан фарқ қилувчи электронлар учун бу талаб қўйилмайди.

диради. Натижада тўртала квант сони ( $n, l, m_l$  ва  $m_s$ ) иккала электронда бир хил бўлиб чиқади, бу эса Паули принципига зиддир. Шундай қилиб, икки эквивалент электрондан иборат системада  ${}^3D$  терм бўлиши мумкин эмас.

Паули принципига мувофиқ келадиган термларни аниқлаш учун қуйидаги усулдан фойдаланилади. Жадвалнинг алоҳида олинган электронга тегишли  $m_l$  нинг қийматлари билан белгиланган устунларига  $m_s$  нинг қийматлари стрелка кўринишида қўйилади: юқорига қаратилган стрелка  $m_s = +1/2$  эканини, пастга қаратилган стрелка  $m_s = -1/2$  эканини билдиради (эквивалент бўлган иккита  $p$ -электрон учун тузилган 7-жадвалга қаранг). Жадвалга иккала электрон учун  $m_l$  ва  $m_s$  ларнинг Паули принципи йўл қўядиган ҳамма қийматлари берилган. Иккала стрелка бир устунга тўғри келган ҳолларда (бу ҳол иккала электронда  $m_l$  бир хил эканлигини билдирди) улар қарама-қарши йўналган ( $m_s$  турлича бўлиши керак). Жадвалнинг кейинги устунларида  $m_l$  ва  $m_s$  ларнинг бу қийматларига мос келувчи ва  $M_L$  ва  $M_S$  сонларнинг алгебраик йиғиндисига тенг бўлган  $M_L$  ва  $M_S$  квант сонларининг қийматлари қўйилган.  $M_L$  ва  $M_S$  ларнинг йўл қўйиладиган қийматлари тўплами  $L$  ва  $S$  ларнинг йўл қўйиладиган қийматларини аниқлашга имкон беради. Жадвалнинг охириги устунда  $A$  ҳарфи билан белгиланган шундай тўпламлардан бири  $L=2, S=0$  қийматларга, яъни  ${}^1D$  термга мос келади,  $B$  ҳарфи билан белгиланган иккинчи тўплам  $L=1, S=1$  га, яъни  ${}^3P$  термга ниҳоят,  $C$  билан белгиланган тўплам  $L=0, S=0$  га, яъни  ${}^1S$  термга мос келади. Шундай қилиб, юқорида кўрсатилган формал равишда мумкин бўлган олтига термдан фақат учтаси, яъни  ${}^1S, {}^3P, {}^1D$  лар Паули принципига зид эмас, бунда  ${}^3P$

7-жадвал

$m_l$			$M_L = \sum m_l$	$M_S = \sum m_s$	
+1	0	-1			
↑↓			+2	0	A
↑	↑		+1	+1	B
↑	↑		+1	0	A
↑	↑		+1	0	B
↑	↑		+1	-1	B
↑	↑		0	+1	B
↑	↑		0	0	A
↑	↑		0	0	B
↑	↑		0	-1	B
↑	↑		0	0	C
	↑↓	↑	-1	+1	B
	↑	↑	-1	0	A
	↑	↑	-1	0	B
	↑	↑	-1	-1	B
	↑	↑	-2	0	A

терм триплетдир, у  ${}^3P_2$ ,  ${}^3P_1$ ,  ${}^3P_0$  компоненталарга бўлинади. Бу термларнинг қайси бири асосий ҳолатга, яъни энг кам энергияли ҳолатга мос келади, деган савол туғилади.

Бу саволга Хунднинг иккита эмпирик қонидаси жавоб беради.

1. Эквивалент электронлар берадиган термлардан энг кам энергияли ҳолатга  $S$  ининг мумкин бўлган қиймати энг катта бўлган (яъни энг кўп мультиплетликка эга бўлган терм) ва  $S$  ининг қиймати шундай бўлганда  $L$  ининг қиймати энг катта бўлган терм мос келади.

2. Қобиқнинг ярмидан ками (ёки ярми) тўлган бўлганда эквивалент электронлардан ҳосил бўлган мультиплетлар тўғри мультиплет бўлади (яъни  $J$  ортиши билан ҳолат энергияси ортади), қобиқнинг ярмидан кўпи тўлган бўлганда мультиплетлар ағдарилган мультиплет (яъни  $J$  ортиши билан ҳолат энергияси камади) бўлади.

Хунднинг иккинчи қонидасига кўра, қобиқнинг ярмидан ками (ёки ярми) тўлган ҳолда мультиплетнинг  $J = |L - S|$  ли компоненти энг кам энергияга эга бўлади, акс ҳолда  $J = L + S$  ли компоненти энг кам энергияга эга бўлади.

Биз қараб чиққан икки  $p$ -электрон мисолида  ${}^3P$  терм энг кам энергияга эга (унинг  $S$  квант сони энг катта), унинг учта компонентасидан энг кам энергияга эга бўлгани  ${}^3P_0$  компонентадир, чунки қобиқнинг учдан бир қисмигина тўлган ( $p$ -қоқиқда 6 та электрон бўлиши мумкин).

Тўлдирилган қобиқларнинг натижавий моментлари нолга тенг булишини қайд қилиб ўтамыз. Шунинг учун атомнинг асосий термини Хунд қонидаси ёрдамида аниқлашда фақат тўлдирилмаган қобиқни қараб чиқиш лозим. Углерод (C), кремний (Si), германий (Ge), қалайи (Sn) ва қўргошинда (Pb) тўлдирилган қобиқлардан ташқаридаги электроний конфигурация  $np^2$  кўринишда бўлади. Бу элементларнинг ҳаммасида  ${}^3P_0$  терм асосий терм бўлади (қ. 6-жадвал).

## 78-§. Рентген спектрлари

Оптик спектрлар ядрога энг кучсиз боғланган оптикавий электроннинг уйғонган ҳолатдан асосий ҳолатга ўтишида ҳосил бўлади. Атомлар атомларнинг бир-бирига тўқнашуви, атомларнинг электронларга тўқнашуви ёки фотонлар ютиши ҳисобига уйғониши мумкин.

Атом ички электронлардан бирини тортиб олиш (ёки уйғотиши) учун етарли бўлган энергия порциясини ютганда характеристик Рентген нурланиши чиқади. Тегишли энергия порциясини атомга анча тез ҳаракатланувчи электроннинг зарб бериши ёки атомнинг Рентген фотони ютиши орқали бериш мумкин



Рентгеннинг тормозий нурланиши антикатод материалига боғлиқ бўлмагани ва фақат антикатодга ёғдирилаётган электронлар энергияси билан аниқлангани ҳолда характеристик нурланиш антикатод моддасининг табиатига боғлиқ. Электроннинг энергияси характеристик нурланиш ҳосил қилишга қодир эмас экан, фақатгина тормозий нурланиш чиқиб туради. Ёғдирилаётган электронлар энергияси етарлича бўлганда яхлит тормозий спектр фонида характеристик спектрнинг равшан чизиқлари пайдо була бошлайди; бу чизиқларнинг интенсивлиги фоннинг интенсивлигидан кўп марта катта бўлади.

Рентген спектрлари анча содда бўлади. Улар  $K$ ,  $L$ ,  $M$ ,  $N$  ва  $O$  ҳарфлари билан белгиланадиган бир неча сериядан иборат. Ҳар бир серияда бир неча чизиқ бўлиб, бу чизиқлар тўлқин узунлиги камайиши тартибда  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , ... индекслар билан белгиланади ( $K_\alpha$ ,  $K_\beta$ ,  $K_\gamma$ , ...;  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$ ,  $L_\gamma$ , ... ва ҳоказо). Турли элементлар спектрларининг характери ўхшаш бўлади. Атом номери ( $Z$ ) ортиши билан бутун Рентген спектри ўз структурасини ўзгартирмаган ҳолда қисқа тўлқинли томонга силжийди, холос (219-расм). Бундай бўлишига сабаб шуки, Рентген спектрлари атомларнинг тузилиши ўхшаш бўлган ички қисмларида электронларнинг бир қисмдан бошқасига ўтишидан ҳосил бўлади.

Рентген спектрларининг ҳосил бўлиш схемаси 220-расмда берилган. Ички электронларидан бири чиқиб кетганда атом уйғонади. Агар тез ҳаракатланувчи ташқи электрон ёки Рентген фотони таъсирида  $K$ -қатламнинг икки электронидан бири юлиб олинса, у ҳолда бўшаган ўринни ташқи ( $L$ ,  $M$ ,  $N$  ва бошқалар) қатламлардан бирининг электрони эгаллаб олиши мумкин. Бунда  $K$ -серия юзага келади. Бошқа сериялар ҳам шунга ўхшаш йўл билан ҳосил бўлади.  $K$ -серия албатта бошқа сериялар билан бирга ҳосил бўлади, чунки унинг спектрал чизиқлари чиқишда  $L$ ,  $M$  ва бошқа қатламларда сатҳлар бўшайди, бу сатҳлар ўз навбатида юқорироқ қатламдаги электронлар билан тўлади.

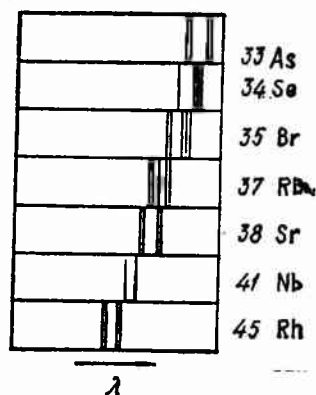
Мозли (1913) спектрал чизиқларнинг частоталари билан уларни чиқараётган элементнинг атом номери орасидаги боғланишни кўрсатадиган оддий қонун топди:

$$\sqrt{\omega} = C(Z - \sigma). \quad (78.1)$$

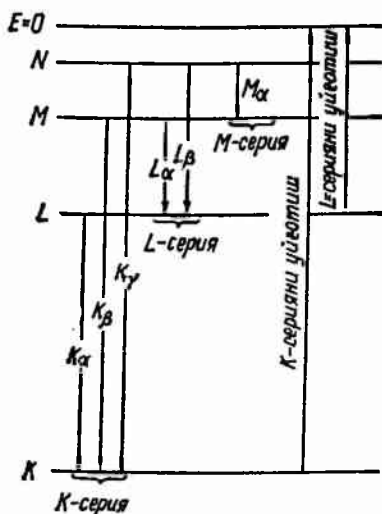
Мозли қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин: частотанинг квадрат илдизи атом номери ( $Z$ ) нинг чизиқли функцияси бўлади. Ҳамма элементларнинг бир хил серияли спектрал чизиқлари учун  $\sigma$  константанинг қиймати бир хил бўлиб, бир сериядан бошқа серияга ўтилганда унинг қиймати ўзгаради.  $K$ -серия учун  $\sigma = 1$  ва  $L$ -серия учун  $\sigma = 7,5$  эканини Мозли ўлчаб топган.  $C$  константа ҳар бир чизиқ учун ўз қийматига эга бўлиб, бироқ бу қиймат ҳамма элементлар учун бирдай бўлади. Мозли қонунининг қанчалик тўғри эканлигини 221-

расмда тасвирланган диаграммага қараб билиш мумкин (бу диаграмма Мозли диаграммаси деб аталади).

Мозли аниқлаган боғланиш Рентген чизиқларининг ўлчаб топилган тўлқини узунлигига қараб мазкур элементнинг атом номерини аниқ топишга имкон беради; бу боғланиш элементларни даврий системага жойлаштиришда катта роль ўйнади.



219- расм.



220- расм.

Мозли ўзи топган қонунни назарий равишда соддагина қилиб изоҳлаб берди. У (78.1) формуладаги  $C$  константанинг  $K_\alpha$  чизиқларга тегишли қиймати  $V^{3/4}R$  га тенг эканлигини аниқлади, бунда  $R$  — Ридберг доимийси. Демак, бу чизиқ учун (78.1) боғланишни

$$\omega = R(Z - 1)^2 \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \quad (78.2)$$

кўринишда ёзиш мумкин.

$(Z - 1)e$  заряд майдонида турган электрон  $n = 2$  сатҳдан  $n = 1$  сатҳга ўтганда худди шундай частотали чизиқ ҳосил бўлади.

Бошқа чизиқлар учун (78.1) формулани қуйидагича ифодалаш мумкин:

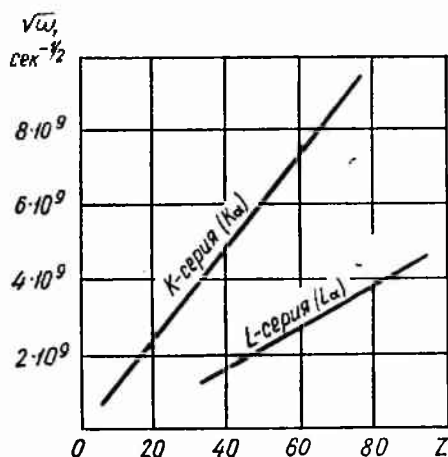
$$\omega = R(Z - \sigma)^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (78.3)$$

бундаги  $\sigma$  айни бир серия ичида ўзгармайди.

$\sigma$  константа маъносини тушуниб олиш осон: Рентген нурлари чиқарилаётганда бир сатҳдан бошқа сатҳга ўтаётган электронлар ядро таъсирида бўлиб, бу таъсир ядро атрофидаги бош-

қа электронлар таъсири туфайли кучсизланган бўлади. Экранны таъсир деб аталадиган ана шу таъсир  $Z$  дан бирор  $\sigma$  катталикни айириб ташлаш зарурлигини тақозо қилади.

Ички қобиқлардан биридаги бирор электронга ядродан узоқда жойлашган электронлар заиф таъсир кўрсатади, чунки қобиқ ичида улар ҳосил қилган майдон ўртача олганда нолга



221- расм.

тенг (зарядланган сферик сирт ичида майдон йўқ). Шу сабабли ички электронлар асосан фақат ядро ва унга яқин жойлашган электронлар таъсирида бўлади. Шундай қилиб, анча ичкарида жойлашган электронлар борлиги ва бошқа электронларнинг кучсиз ғалаёнланиши туфайли  $\sigma$  тузатма киритишга эҳтиёж туғилади.

(78.1) формула унча аниқ эмас. Бу формула (78.3) ифодага кирувчи иккала терм учун экранлаш доимийси бир хил қийматга эга деган тахминга асосланиб ёзилган. Ҳақиқатда эса, масалан,  $K$ - терм учун экранлаш  $L$ -термга нисбатан кучсиз бўлади, чунки  $L$ -қобиқдаги электронни  $K$ -қобиқдаги иккала электрон экранлайди (тўсади), бундан ташқари  $L$ -қобиқнинг қолган электронлари экранлашда қисман иштирок этади, ҳолбуки,  $K$ -қобиқ электронини ўша  $K$ -қобиқнинг иккинчи электронигина экранлайди. Берилган изоҳларни ҳисобга олганда, (78.3) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш керак:

$$\omega = R \left\{ \frac{(Z - \sigma_1)^2}{n_1^2} - \frac{(Z - \sigma_2)^2}{n_2^2} \right\}.$$

(78.1) формуланинг тақрибий эканлигини 221-расмда тасвирланган графикдан сезиш мумкин. Диққат билан қаралса,  $K$ -сериянинг таърибия натижалари асосида қурилган графиги туғри чизиқ эмаслигини кўриш мумкин.

## 79-§. Спектрал чизиқлар кенглиги

Атом уйғонган ҳолатдан қуйи энергетик ҳолатга спонган равишда (ўз-ўзидан) ўта олади. Уйғонган ҳолатдаги атомлар сони  $e$  марта камайгунча ўтган вақт уйғонган ҳолатнинг яшаш вақти дейилади<sup>1)</sup>. Атомлар уйғонган ҳолатининг яшаш вақти  $10^{-8} - 10^{-9}$  сек тартибида бўлади. Метастабил ҳолатларнинг яшаш вақти секунднинг ўндан бир улушининг бир нечасига етиши мумкин.

Атомларнинг уйғонган ҳолатдан бошқа ҳолатга ўз-ўзидан ўтиши мумкинлиги уйғонган ҳолатни стационар ҳолат деб ҳисоблаш тўғри эмаслигини билдиради. Шунинг учун уйғонган ҳолат энергияси аниқ эмас ва уйғонган энергетик сағҳ чекли  $\Gamma$  кенгликка эга (222-расм). Сатҳ кенглиги уйғонган ҳолатнинг  $\tau$  яшаш вақтига тескари пропорционал эканлиги квант механикасида исботланади:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (79.1)$$

Атомнинг асосий ҳолати стационар ҳолатдир (ўндан бошқа ҳолатларга спонган равишда ўтиш мумкин эмас). Шунинг учун асосий ҳолат энергияси аниқ бўлади.

Уйғонган сатҳлар кенглиги чекли бўлгани сабабли атомлар чиқарадиган фотонлар энергияси 222-расмдаги эгри чизиқ билан тасвирланадиган тарқоқликка эга. Шунга мос ҳолда спектрал чизиқ (223-расм) чекли

$$\delta\omega_0 = \frac{\Gamma}{\hbar} = \frac{1}{\tau} \quad (79.2)$$

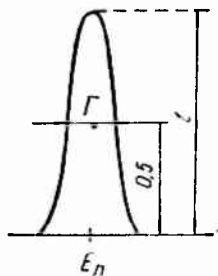
кенгликка эга<sup>2)</sup>.  $\tau \sim 10^{-8}$  сек дей олсак,  $\delta\omega_0$  кенглик  $10^8$  сек<sup>-1</sup> чамасида бўлади. Частоталарнинг  $\delta\omega$  интервали тўлқин узунликларининг  $\delta\lambda$  интервали билан қуйидагича боғланган:

$$\delta\lambda = \frac{2\pi c}{\omega^2} \delta\omega = \frac{\lambda}{\omega} \delta\omega = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \delta\omega \quad (79.3)$$

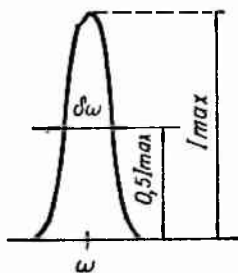
(минус ишорани тушириб қолдирдик).

1) Шундай йўл билан аниқланган яшаш вақти атомларнинг уйғонган ҳолатда бўлишининг ўртача вақтига мос келади

2) Спектрал чизиқнинг  $\delta\omega$  кенглиги максимум ҳолатдаги интенсивликнинг ярмига тенг бўлган интенсивлик мос келадиган частоталар фарқи сифатида аниқланади. Шунинг учун  $\delta\omega$  кенглик баъзан спектрал чизиқнинг ярим кенглиги деб аталади. Биз „чизиқ кенглиги“ терминидан фойдаланамиз.



222-расм.



223-расм.

(79.2) ва (79.3) ифодалар спектрал чизиқларнинг табиий кенглигини ифодалайди. (79.3) га  $\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$  ва  $\delta\omega \sim 10^8 \text{ сек}^{-1}$  қийматларни қўйиб, спектрал чизиқнинг табиий кенглиги  $10^{-4} \text{ \AA}$  чамасида эканини топамиз.

Нур чиқарувчи атомларнинг иссиқлик ҳаракати натижасида спектрал чизиқлар қўшимча равишда кенгайди. Бу кенгайиш Допплер кенгайиши деб аталади. Атом фотон чиқараётганда  $p_0$  импульсга ва мос ҳолда илгариланма ҳаракатнинг  $p_0^2/2m_a$  энергиясига эга бўлсин ( $m_a$  — атом массаси), деб фараз қилайлик. Фотон ўзи билан модули  $\hbar\omega/c$  га тенг бўлган  $\hbar k$  импульс олиб кетади [қ. (57.5)]. Шунинг учун атомнинг импульси ўзгариб,  $p = p_0 - \hbar k$  га тенг бўлиб қолади. Демак, атомнинг илгариланма ҳаракати энергияси ҳам ўзгаради. Атомнинг ички энергияси ўзгаришини, яъни  $E_n - E_m$  айирмани  $\Delta E_{nm}$  билан белгилаймиз, бу ерда  $E_n$  ва  $E_m$  электрон ўтаётган сатҳлар энергиясининг қийматлари. Энергиянинг сақланиш қонунига асосан,  $\Delta E_{nm}$  энергия фотон энергияси билан нур чиқараётган атомнинг илгариланма ҳаракати энергияси ўзгариши йиғиндисига тенг бўлиши керак:

$$\Delta E_{nm} = \hbar\omega + \frac{(p_0 - \hbar k)^2}{2m_a} - \frac{p_0^2}{2m_a} = \hbar\omega - \frac{p_0 \hbar k}{m_a} + \frac{(\hbar k)^2}{2m_a}. \quad (79.4)$$

Атомнинг илгариланма ҳаракати энергияси ўзгариши фотоннинг  $\hbar\omega$  энергиясидан жуда кичик. Шунинг учун биринчи тақрибда  $\Delta E_{nm} = \hbar\omega$  деб ҳисоблаш мумкин, аввалги параграфларда биз шундай қилган эдик.  $\hbar k$  ни  $\hbar\omega/c \approx \Delta E_{nm}/c$  билан алмаштириб ва  $p = m_a v$  эканлигини ҳисобга олиб (бунда  $v$  — атомнинг иссиқлик ҳаракати тезлиги), (79.4) даги  $p_0 \hbar k / m_a$  қўшилувчини

$$\frac{p_0 \hbar k}{m_a} = \frac{v}{c} \Delta E_{nm} \cos \varphi \quad (79.5)$$

кўринишда ёзиш мумкин, бунда  $\varphi$  —  $p_0$  билан  $\hbar k$  орасидаги бурчак бўлиб, у 0 дан  $\pi$  гача ўзгаради.

$\Delta E_{nm} = \hbar\omega$  деб ҳисоблаганда

$$\frac{(\hbar k)^2}{2m_a} = \frac{(\hbar\omega)^2}{2m_a c^2} \approx \frac{(\Delta E_{nm})^2}{2m_a c^2}.$$

Шундай қилиб, (79.4) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\Delta E_{nm} = \hbar\omega - \frac{v}{c} \Delta E_{nm} \cos \varphi + \frac{(\Delta E_{nm})^2}{2m_a c^2}. \quad (79.6)$$

Атом фотон чиқарганда оладиган тепки энергиясининг ўртача қийматини топамиз. Ҳар бир нурланиш актида атом

$$E_{\text{теп}} = \Delta E_{nm} - \hbar\omega$$

энергия олади. (79.6) га асосан, бу энергия қуйидагига тенг:

$$E_{\text{теп}} = \frac{(\Delta E_{nm})^2}{2m_0c^2} - \frac{v}{c} \Delta E_{nm} \cos \varphi.$$

Бу ифоданинг ўрта қиймати биринчи қўшилувчига тенг ( $\cos \varphi$  функция — 1 дан +1 гача бўлган ҳамма қийматларни бир хил эҳтимоллик билан қабул қилади, шунинг учун иккинчи қўшилувчи ўрта ҳисобда нолга тенг).

Шундай қилиб, фотон чиқарганда атомнинг олган ўртача тепки энергиясини  $R$  ҳарфи билан белгилаб, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$R = \bar{E}_{\text{теп}} = \frac{(\Delta E_{nm})^2}{2m_0c^2}. \quad (79.7)$$

(79.7) ни ҳисобга олганда (79.6) формулани бундай ёзиш мумкин:

$$\Delta E_{nm} = h\omega - \frac{v}{c} \Delta E_{nm} \cos \varphi + R.$$

Бу тенгламадан фотоннинг  $\omega$  частотасини топамиз:

$$\omega = \frac{\Delta E_{nm}}{h} - \frac{R}{h} + \frac{v}{c} \frac{\Delta E_{nm}}{h} \cos \varphi.$$

Пировардида,

$$\omega_0 = \frac{\Delta E_{nm}}{h}, \quad (79.8)$$

$$\Delta\omega_R = \frac{R}{h}. \quad (79.9)$$

$$\delta\omega_D = 2 \frac{v}{c} \frac{\Delta E_{nm}}{h} \approx 2 \frac{v}{c} \omega \quad (79.10)$$

белгиларни киритиб<sup>1)</sup>, қуйидаги муносабатга келамиз:

$$\omega = \omega_0 - \Delta\omega_R + \frac{1}{2} \delta\omega_D \cos \varphi. \quad (79.11)$$

Нурланиш манбаида атомларнинг ҳамма йўналишдаги иссиқлик ҳаракати эҳтимоли бирдай бўлганда  $\cos \varphi$  функция — 1 дан +1 гача оралиқдаги ҳамма қийматларни қабул қилади. Демак, чиқаётган фотонлар частотаси  $\delta\omega_D$  интервал ичида бўлади. Шундай қилиб, (79.10) ифода спектрал чизиқнинг қўшимча кенглигини (Допплерча кенгайишини) кўрсатади. (79.10) дан чизиқларнинг қўшимча нисбий  $\delta\omega_D/\omega$  кенгайиши частотага боғлиқ бўлмаслиги ва  $2(v/c)$  га тенг бўлиши келиб чиқади. (79.3) га мувофиқ,  $\delta\lambda/\lambda = \delta\omega/\omega$ . Бир неча минг градус чамасидаги температурада атомларнинг (атом оғирлиги  $\sim 100$ ) ўртача тезлиги тахминан  $10^8$  м/сек бўлади. Бундай шароитларда тўлқин

<sup>1)</sup> (41.9) формула билан таққосланг.

узунлиги  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$  бўлган спектрал чизиқнинг қўшимча кенглиги қуйидагига тенг бўлади:

$$\delta\lambda_D = 2 \frac{v}{c} \lambda = 2 \frac{10^3}{3 \cdot 10^8} 5000 \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}.$$

Спектрал чизиқнинг ҳақиқий  $\delta\omega$  кенглиги табиий (79.2) кенглиги билан қўшимча (79.10) кенглигининг йиғиндисидан иборат:

$$\delta\omega = \delta\omega_0 + \delta\omega_D.$$

Чизиқнинг ўртаси  $\omega_0 - \Delta\omega_R$  частотага тўғри келади [қ, (79.11)]. Бундаги  $\omega_0$  катталиқ  $\Delta E_{nm}$  энергия бутунлай нурланишга кетадиган шароитда фотон эга бўладиган частотани билдиради. Атом нур чиқарганда  $R$  тепки энергияси олиши тўғрисида спектрал чизиқ кичик частота томонга (яъни узун тўлқинли томонга)  $\Delta\omega_R$  катталиқ қадар силжийди; бу силжиш (79.9) формула билан аниқланади. Бу формулада  $R$  ни (79.7) га мувофиқ алмаштирамиз:

$$\Delta\omega_R = \frac{\hbar\omega^2}{2mac^2}. \quad (79.12)$$

Бу ифодадан частотанинг  $\Delta\omega_R/\omega$  нисбий силжиши  $\omega$  частотага пропорционал эканлиги келиб чиқади.

Кўринадиган ёруғлик ( $\omega \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ ) учун  $\Delta\omega_R$  ни чама-лаб аниқлаймиз. Атом массаси  $10^{-22} \text{ г}$  (атом оғирлик  $\sim 100$ ) деб фараз қиламиз. (79.12) формулага асосан,

$$\Delta\omega_R = \frac{1.05 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{30}}{2 \cdot 10^{-22} \cdot 9 \cdot 10^{20}} \approx 5 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1},$$

$\Delta\lambda_R$  нинг бунга мос қиймати  $10^{-7} \text{ \AA}$  тартибда бўлади, уни ҳисобга олмасак ҳам бўлади.

Атом  $\hbar\omega$  фотон ютганда фотоннинг  $\hbar k$  импульси атомга ўтади, натижада атом илгариланма ҳаракатга келади. Бу ҳаракат энергияси (79.7) формула билан аниқланиши мумкин. Бинобарин, атомда электроннинг  $E_m$  энергияли сатҳдан  $E_n$  энергияли сатҳга ўтиши учун фотон

$$\hbar\omega' = \Delta E_{nm} + R$$

энергияга эга бўлиши керак, фотон частотаси эса  $\omega' = \omega_0 + \Delta\omega_R$ , бунда  $\Delta\omega_R$  катталиқ (79.9) формула билан аниқланади.

Шундай қилиб, ўрта қисми атомнинг чиқариш спектрида  $\omega_0 - \Delta\omega_R$  частотада ётган спектрал чизиқ ўша атомнинг ютилиш спектрида  $\omega_0 + \Delta\omega_R$  частотага эга бўлади. Кўринадиган ёруғликнинг чиқариш ва ютилиш чизиқларининг бир-бирига нисбатан силжиши (яъни  $2\Delta\lambda_R \approx 10^{-7} \text{ \AA}$ ) чизиқнинг қўшимча кенглигидан ( $\sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$  дан) беш тартибга ва табиий кенглигидан

( $\sim 10^{-4}$  А дан) уч тартнбга кам. Бинобарин, кўринадиган ёруғликнинг чиқариш ва ютилиш чизиқлари роса устма-уст тушган, деб ҳисоблаш мумкин.

### 80- §. Мажбурий нурланиш

Бир энергетик сатҳдан бошқа сатҳга ўз-ўзидан (спонтан равишда) ўтишидан ташқари атомга тушаётган нурланиш таъсири билан боғлиқ бўлган мажбурий (ёки индукцион) ўтиш процесслари ҳам бўлади. Ўз-ўзидан юз берадиган ўтишлар фақат бир йўналишда, яъни юқориги сатҳлардан қуйи сатҳлар томон йўналишда бўлиши мумкин. Мажбурий ўтишлар иккала йўналишда бир хил эҳтимоллик билан содир бўлиши мумкин. Юқориги сатҳга ўтишда атом ўзига тушаётган нурланишни ютади. Уйғонган сатҳларнинг биридан қуйи энергетик сатҳга мажбурий равишда ўтишда атом бу ўтишга сабаб бўлган фотонга қўшимча фотон чиқаради. Бу қўшимча нурланиш мажбурий (ёки индукцион) нурланиш дейлади.

Мажбурий нурланишнинг хоссалари ниҳоятда муҳимдир. Мажбурий нурланишнинг тарқалиш йўналиши атомни бир ҳолатдан бошқа ҳолатга бундай ўтказишга сабаб бўлган ташқи нурланишнинг тарқалиш йўналиши билан жуда бир хил бўлади. Мажбурий ва ташқи нурланиш частотаси, фазаси ва қутбланиши ҳам жуда бир хил бўлади. Шундай қилиб, мажбурий ва ташқи нурланишлар когерент нурланишлардир. Мажбурий нурланишнинг бу хоссаси лазерлар деб аталувчи ёруғлик кучайтиргичлари ва генераторларининг ишлашига асос қилиб олинган (қ. 86- §).

Мажбурий нурланиш ёруғлик ютилишига тесқари бўлган процессдир. Юқорида айтиб ўтилганидек, иккала процесснинг бўлиш эҳтимоли бир хил. Атомнинг бирлик вақт ичида  $E_n$  энергетик сатҳдан  $E_m$  сатҳга мажбурий равишда ўтишининг  $P_{nm}$  эҳтимоли бу ўтишга  $[\omega = (E_n - E_m)/\hbar]$  мос келадиган  $\omega$  частотага тўғри келувчи ташқи электромагнитик майдон энергиясининг  $u_\omega$  зичлигига<sup>1)</sup> пропорционал:

$$P_{nm} = B_{nm} u_\omega. \quad (80.1)$$

$B_{nm}$  катталиқ Эйнштейн коэффициентини дейлади. Юқорида айтилганларга мувофиқ  $B_{mn} = B_{nm}$ .

Агар  $n$  ҳолатдаги атомлар сони  $N_n$  бўлса, бирлик вақт ичида  $n \rightarrow m$  мажбурий ўтишларда қатнашаётган атомлар сони қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta N_{nm} = P_{nm} N_n = B_{nm} u_\omega N_n. \quad (80.2)$$

<sup>1)</sup> 52- § да биз  $u_\omega$  нинг мувозанат ҳолатдаги қийматини  $u(\omega, T)$  билан белгиллаган эдик.



Худди шунга ўхшаш, бирлик вақт ичида  $m \rightarrow n$  мажбурий ўтишда қатнашаётган атомлар сони қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta N_{mn} = P_{ml} N_m = B_{mn} u_{\omega} N_m. \quad (80.3)$$

Эйнштейн  $n \rightarrow m$  ва  $m \rightarrow n$  мажбурий ўтишларнинг эҳтимоли бир хил эканлигига асосланиб, Планк формуласини жуда соддагина қилиб келтириб чиқарди. Ҳар бир ҳолатдаги атомларнинг  $N_i$  сони ўзгармасдан қолган шароитдагина модда билан нураланиш орасида мувозанат қарор топади. Бу ҳол вақт бирлиги ичида  $n$  ҳолатдан  $m$  ҳолатга ўтаётган атомлар сони тескари йўналишда ўтаётган атомлар сонига тенг бўлгандагина юз бериши мумкин.  $E_n > E_m$  бўлсин, деб олайлик. У ҳолда  $m \rightarrow n$  ўтишлар фақат нурланиш таъсирида содир бўлиши мумкин.  $n \rightarrow m$  ўтишлар эса мажбурий равишда ҳам, спонтан равишда ҳам рўй бериши мумкин. Атомнинг бирлик вақт ичида  $n$  ҳолатдан  $m$  ҳолатга спонтан равишда ўтиш эҳтимолини  $A_{nm}$  билан белгилаймиз. Бирлик вақт ичида спонтан равишдаги  $n \rightarrow m$  ўтишда қатнашаётган атомлар сонини қуйидагича ифода далаш мумкин:

$$\Delta N'_{nm} = A_{nm} N_n. \quad (80.4)$$

Мувозанат ҳолатда қуйидаги шарт бажарилиши керак:

$$\Delta N_{mn} = \Delta N_{nm} + \Delta N'_{nm}.$$

Бу формулага (80.2), (80.3) ва (80.4) ларни қўямиз [уларда  $u_{\omega}$  нинг мувозанат ҳолатдаги қиймати, яъни  $u(\omega, T)$  олинган бўлади]:

$$B_{mn} u(\omega, T) N_m = B_{nm} u(\omega, T) N_n + A_{nm} N_n,$$

бундан

$$u(\omega, T) = \frac{A_{nm} N_n}{B_{mn} N_m - B_{nm} N_n} = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \frac{1}{N_m/N_n - 1}$$

(биз  $B_{mn} = B_{nm}$  эканлигидан фойдаландик).

Атомнинг турли хил энергияли ҳолатлар бўйича мувозанатли тақсимооти Больцман қонуни билан аниқланади, бу қонунга мувофиқ,

$$\frac{N_m}{N_n} = e^{(E_n - E_m)/kT} = e^{h\omega/kT}.$$

Шундай қилиб, биз қуйидаги формулага эга бўламиз:

$$u(\omega, T) = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \frac{1}{e^{h\omega/kT} - 1}. \quad (80.5)$$

Эйнштейн  $A_{nm}/B_{nm}$  коэффициентни аниқлаш учун, жуда кичик частоталарда (80.5) ифода Рэлей – Жинс формуласига ай-

ланишидан фойдаланган.  $\hbar\omega \ll kT$  булган ҳолда  $e^{\hbar\omega/kT} \approx 1 + \hbar\omega/kT$  алмаштиришдан фойдаланиш мумкин, бунинг натижасида (80.5) ифода

$$u(\omega, T) = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \frac{kT}{\hbar\omega}$$

кўринишга келади. Буни (52.9) формула билан таққосласак,  $A_{nm}/B_{nm}$  нинг қуйидаги қийматини топамиз:

$$\frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{\hbar\omega^2}{\pi^2 c^3}$$

Бу қийматни (80.5) га қўйсак, Планк формуласи ҳосил бўлади [қ. (53.9);  $f(\omega, T)$  билан  $u(\omega, T)$  бир-бирига (52.3) муносабат орқали боғланган эканлигини эслатиб ўтамиз].

### ХIII БОБ

## МОЛЕКУЛА ВА КРИСТАЛЛАР

### 81- §. Молекула энергияси

Молекулада атомларни тутиб турувчи кучлар ташқи электронларнинг ўзаро таъсири туфайли пайдо бўлади. Атомлар қўшилиб молекула ҳосил қилганда ички қобиклардаги электронлар дастлабки ҳолатларида қолади. Шундай эканлиги оғир элементларнинг Рентген спектрлари мазкур элемент қандай химиявий бирикмага киришига сезиларли боғлиқ бўлмаслигидан кўринади.

Боғланиш икки хил бўлади. Боғланишлардан бири электронларнинг бир қисми иккала ядро атрофида ҳаракатланган молекулаларда бўлади<sup>1)</sup>. Бундай боғланиш гомеопольар ёки ковалент, ёхуд атомий боғланиш дейилади ва у қарама-қарши йўналган спинли электронлар жуфтидан ҳосил бўлади. Бу турдаги молекулалар ичида бир хил ядроли ( $H_2$ ,  $N_2$ ,  $O_2$  ва ҳар хил ядроли (масалан,  $CN$ ) молекулалар бор. Биринчи тур молекулаларда электронлар симметрик равишда тақсимланган. Иккинчи тур молекулаларда электронлар тақсимланишида баъзи асимметрия бўлиб, шу туфайли молекулалар электр диполь моментига эга бўлади.

Молекуладаги электронларни ҳар бири доимо ядролардан бирининг атрофида бўладиган икки гурпуага бўлиш мумкин бўлган ҳолда иккинчи тур боғланиш ўринли бўлади. Электронлар шундай тақсимланганики, бир ядро атрофида электронлар ортиқча бўлиб, иккинчи ядро атрофида электрон етишмай қолади. Шундай қилиб, молекула бир-бирига гортилувчи ва қарама-қарши ишорали икки иондан тузилгандек бўлиб қолади. Бу турдаги боғланиш гетеропольар (ёки ионли) боғланиш дейилади. Гетеропольар боғланишли молекулаларга  $NaCl$ ,  $KBr$ ,  $HCl$  ва бошқалар мисол бўла олади.

Гомеопольар боғланишга оддий мисол қилиб водород молекуласидаги боғланишни олишимиз мумкин. Квант механикаси яратилгандан кейин тез орада Гайтлер ва Лондон (1927)  $H_2$

<sup>1)</sup> Биз фақат икки атомли молекулаларни кўриб чиқамиз.

молекуласининг асосий ҳолатини квантомеханик томондан ҳисоблашга уриниб кўрдилар, натижа яхши бўлиб чиқди. Улар икки протондан (водород атоми ядроси) ва икки электрондан ташкил топган (224- расм) система учун Шредингер тенгламасини ечишга муяссар бўлдилар. Бундай системанинг потенциал энергияси қуйидагига тенг:

$$U = -\frac{e^2}{r_{1a}} - \frac{e^2}{r_{2a}} - \frac{e^2}{r_{1b}} - \frac{e^2}{r_{2b}} + \frac{e^2}{r_{12}} + \frac{e^2}{R}.$$

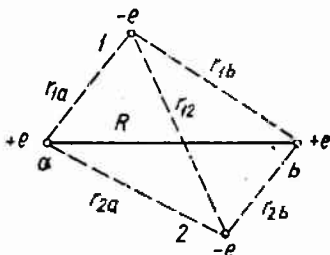
Тўлқин функция иккала электроннинг координаталарига боғлиқ. Демак, Шредингер тенгламаси қуйидаги кўринишни олади:

$$\Delta_1 \psi + \Delta_2 \psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left[ E - e^2 \left( \frac{1}{r_{12}} + \frac{1}{R} - \frac{1}{r_{1a}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{1b}} - \frac{1}{r_{2b}} \right) \right] \psi = 0, \quad (81.1)$$

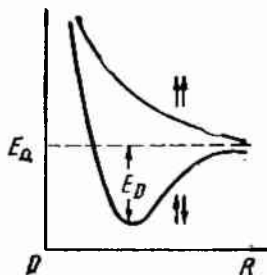
бу ерда  $\Delta_1$  — Лаплас оператори бўлиб, у битта электроннинг координаталарини ўз ичига олади,  $\Delta_2$  — иккинчи электроннинг координаталарини ўз ичига олувчи оператор (Лаплас оператори).

Ҳар бир электроннинг  $m_s$  квант сони икки хил қийматга эга бўлиши мумкин:  $\pm 1/2$ . Агар иккала электрон учун  $m_s$  нинг ишораси турлича бўлса, спинлари қарама-қарши йўналган, яъни антипараллел бўлади;  $m_s$  нинг ишораси бир хил бўлганда спинлар параллел бўлади. Энергиянинг (81.1) тенгламадан келиб чиқадиган хусусий қийматлари ядролар орасидаги  $R$  масофага боғлиқ экан, яъни  $E = E(R)$ . Шуниси борки, спинлар ориентацияси параллел ва антипараллел бўлган ҳолларда бу боғланиш характери катта фарқ қилади (225- расм). Антипараллел спинли атомларгина яқинлашганда молекула ҳосил бўлиши мумкин.

Молекулалар орасидаги  $R$  масофа чексизликка интилганда ( $R \rightarrow \infty$ ) молекула энергияси интиладиган  $E_0$  асимптотик қиймат 225- расмда тасвирланган иккала эгри чизик учун бир хил бўлиб, изоляцияланган атомлар энергиясининг йиғиндисига тенг.  $E_D$  катталик молекуланинг боғланиш энергиясидир. Бу энергия молекулани изоляцияланган атомларга бўлиш учун, яъни молекулани диссоциациялаш учун зарур бўлган энергияга тенг.

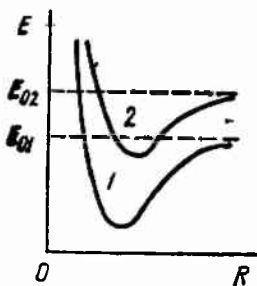


224- расм.



225- расм.

Икки атомли бошқа молекулалар учун ҳам худди шундай ҳол юз беради. Электроний конфигурация билан боғлиқ бўлган энергия (электроний энергия)  $R$  нинг маълум бир қийматида минимум бўлади ва худди водород молекуласи учун олинган эгри чизиқ шаклида тасвирланиши мумкин (қ. 226-расмдаги 1 эгри чизиқ). Электроний конфигурация ўзгарганда (молекула уйгонганда) электроний энергиянинг ядролар орасидаги  $R$  масофага боғланиш эгри чизиғи ҳам ўзгаради. Энергиянинг асимптотик қиймати ҳам бошқача бўлиб қолиб, янги квант ҳолатидаги изоляцияланган атомлар энергияларининг йиғиндисига тенг бўлади (қ. 226-расмдаги 2 эгри чизиқ).



226-расм.

Асосан молекуланинг энергия запаси ўзгариши атомдаги каби, молекуланинг периферик қисмини ташкил этувчи электроний конфигурациядаги ўзгаришлар натижасида юз беради. Бироқ электроний конфигурация ўзгармаганда молекуланинг ядролари умумий инерция марказига нисбатан турлича тебраниб ва айланиб туриши мумкин. Умумий балансда ҳисобга олиниши керак бўлган

энергия запаслари шу кўринишдаги ҳаракатларга боғлиқ. Уларни қуйидагича белгилаймиз:

$E_e$  — электроний конфигурацияга алоқадор бўлган энергия (электроний энергия);

$E_v$  — молекуланинг тебранишларига мос келувчи энергия (тебранама ҳаракат энергияси ёки вибрацион энергия);

$E_r$  — молекуланинг айланишига алоқадор бўлган энергия (айланма ҳаракат энергияси ёки ротацион энергия).

Биринчи тақрибда молекуляр ҳаракатларнинг ҳар бир турини, яъни электронлар ҳаракати, молекуланинг тебраниши ёки айланишини бир-биридан мустақил деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун молекуланинг бирор стационар ҳолатидаги туллиқ энергиясини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$E = E_e + E_v + E_r.$$

Тажрибанинг ва квантомеханик ҳисобларнинг кўрсатишича,  $E_v$  ва  $E_r$  энергиялар  $E_e$  каби фақат дискрет қийматлар олиши мумкин.

Гармоник осцилляторни, яъни квазиэластик  $f = -kx$  куч таъсири остида турган заррани қараб чиқамиз. Бундай зарранинг потенциал энергияси

$$U = \frac{kx^2}{2} \quad (81.2)$$

бўлади.

Классик гармоник осцилляторнинг хусусий  $\omega_0 = \sqrt{k/m}$  частотасини киритиб [қ. (73.4) формула;  $m$  — зарранинг массаси<sup>1)</sup>], потенциал энергияни бундай ёзиш мумкин:

$$U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}$$

Демак, гармоник осциллятор учун Шредингер тенгламаси қуйидагича бўлади:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E_0 - \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \right) \psi = 0,$$

бу ерда  $E_0$  — осцилляторнинг тўлиқ энергияси. Бу тенглама  $E_0$  параметрнинг

$$E_0 = \left( v + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_0 \quad (81.3)$$

қийматларида чекли, бир қийматли ва узлуксиз ечимларга эга бўлади. Тебраниш квант сони деб аталувчи  $v$  сон 0, 1, 2 ва ҳоказо қийматларни қабул қилиши мумкин.

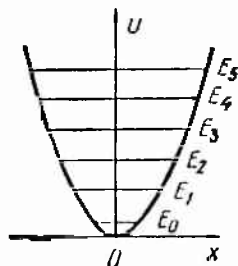
Гармоник осциллятор сатҳларининг схемаси 227-расмда берилган. Сатҳлар  $U$  потенциал энергия эгри чизигининг ичига чизилган.

Таъкидлаб ўтамизки, бирор квант системанинг тўлиқ  $E$  энергияси аниқ қийматга эга бўлгани ҳолда  $U$  потенциал энергия ва  $T$  кинетик энергия ноаниқлигича қолади ( $E = T + U$  муносабатга кўра. тўлиқ  $E$  энергия ва  $T$  ёки  $U$  энергиялардан бири аниқ бўлса, улардан иккинчиси ҳам аниқ бўлиши керак эди). Агар  $U$  энергия координаталар функцияси,  $T$  энергия эса импульслар функцияси эканлиги ҳисобга олинса, бунинг сабабини тушуниш қийин эмас. Шунинг учун  $U$  билан  $T$  нинг бараварига аниқ бўлиши координаталар билан импульсларнинг ҳам бараварига аниқ бўлишини аниқлар эди, бироқ маълумки, буни аниқмасликларнинг (66.2) муносабати инкор этади.

$v$  тебраниш квант сони танлаш қондасига бўйсунди:

$$\Delta v = \pm 1. \quad (81.4)$$

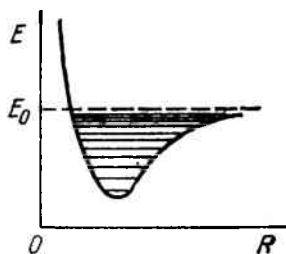
Шунинг учун гармоник осциллятор энергияси фақат  $\hbar\omega_0$  порциялаб ўзгариши мумкин. Квант механикасида табиий равишда юзага келадиган бу натижа Планкнинг классик физика учун бегона бўлган фарази билан мос тушади. Бу фаразни



227- расм.

<sup>1)</sup> Молекула икки атомли бўлган ҳолда бу ифодадаги  $m$  ни молекуланинг келтирилган массаси деб аталувчи  $m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  катталиқ деб тушуниш керак, бунда  $m_1$  ва  $m_2$  — ядролар массаси.

Планк абсолют қора жисмнинг нурланиш қобилиятини ҳисоблаш учун қилган (қ. 53-§). Фарқи фақат шундаки, Планкнинг фикрича, тебраниш энергияси  $h\omega_0$  га пропорционал ва нолга тенг минимал қийматга эга; квант механикаси эса, гармоник тебраниш энергиясининг мумкин бўлган энг кичик қиймати нолга эмас, балки  $E_{v0} = \frac{1}{2} h\omega_0$  га тенг, деган хулосага олиб келади. Энергиянинг бу қиймати нолинчи энергия деб аталади. Нолинчи энергиянинг мавжудлиги паст температуралар шароитида кристалларнинг ёруғликни сочишини ўрганишга доир гажрибаларда тасдиқланади. Маълум бўлишича, температура пасайган сари сочилган ёруғлик интенсивлиги нолга эмас, балки чекли қийматга интилар экан. Бу қиймат абсолют нолда ҳам кристалл панжарадаги атомлар тебраниши тўхтаб қолмаслигини англатади.



223- расм.

Тебранишлар кичик бўлгандагина молекула потенциал энергиясининг эгри чизиғи (қ. 226- расм) парабола билан мос тушади. Тебранишлар интенсивлиги ошганда юзага келадиган ангармониклик (гармоникликдан четланиш) шунга олиб келадик,  $v$  квант сони ортиши билан сатҳлар зичлашиб, диссоцияланган молекуланинг  $E_0$  энергиясига тенг бўлган чегаравий қийматга интилади (228- расм).

Энди молекуланинг айланма ҳаракати энергияси ҳақидаги масалани қараб чиқамиз. Инерция моменти  $I$  ва  $\omega_r$  бурчак тезлиги билан айланаётган системанинг энергияси

$$E_r = \frac{I\omega_r^2}{2} = \frac{(I\omega_r)^2}{2I} = \frac{M^2}{2I}$$

бўлиши механикадан маълум, бунда  $M = I\omega_r$  — система импульсининг моменти. Квант механикасига мувофиқ, импульс моменти фақат дискрет қийматларни қабул қилиши мумкин:

$$M = h \sqrt{J(J+1)}$$

( $J$  — импульс моментининг квант сони.) Демак, молекуланинг айланма ҳаракат энергияси фақат квантланган қийматларга эга бўлиши мумкин:

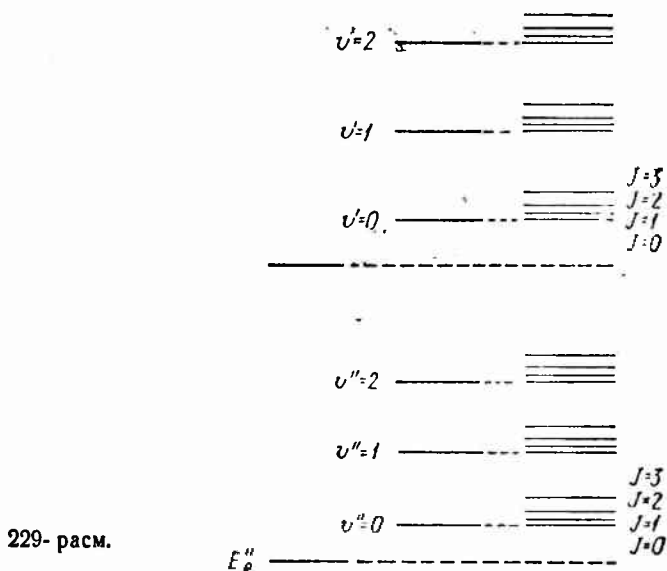
$$E_r = \frac{h^2 J(J+1)}{2I}, \quad (81.5)$$

бу ерда  $I$  — молекуланинг ўз инерция маркази орқали ўтувчи ўққа нисбатан олинган инерция моменти,  $J$  — айланма квант сони, бу сон 0, 1, 2 ва ҳоказо қийматларни қабул қилади.

Шундай қилиб, (81.3) ва (81.5) ларга мувофиқ, молекула-нинг тўлиқ энергияси:

$$E = E_e + \left( v + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_v + \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2I}. \quad (81.6)$$

Тажриба ва назария шуни кўрсатаднки, айланма сағҳлар орасидаги  $\Delta E_r$  масофа тебранма сатҳлар орасидаги  $\Delta E_v$  масофадан анча кичик,  $\Delta E_v$  эса ўз навбатида электроний сатҳлар ора-



сидаги  $\Delta E_e$  масофадан жуда кичик. Шундай қилиб, молекула-нинг энергетик сатҳлари схемаси 229- расмда кўрсатилгандек бўлади (расмда фақат икки электроний сатҳ келтирилган). Сатҳлар гўплами ўнг устунда жойлашган. Дастлабки икки устун сатҳларнинг келиб чиқишини тушунтиради, холос.

## 82- §. Молекуляр спектрлар

Молекуляр спектрлар атом спектрларидан кескин фарқ қилади. Атом спектрлари алоҳида-алоҳида чизиқлардан иборат бўлгани ҳолда молекуляр спектрлар ажрага олиш кучи ўртача бўлган асбоб орқали қаралганда бир томони кескин чегараланган ва иккинчи томони чаплашиб кетган йўллардан ташкил топганлиги кўринади (қ. 230- расм, унда ҳаводаги мил-тиллама разрядда ҳосил бўладиган спектрнинг бир қисми



берилган). Бундай йўллар спектрнинг яқин инфрақизил, кўринувчан ва ультрабинафша қисмларида учрайди<sup>1)</sup>.

Молекулалар спектрлари ўз характериға кўра йўл-йўл спектрлар деб аталади. Йўлнинг кант деб аталувчи кескин томони йўлнинг қисқа тўлқинли томонида ҳам, узун тўлқинли томонида ҳам бўлиши мумкин. Ажрата олиш кучи катта бўлган асбоблар орқали қаралганда йўллар бир-бирига зич жойлашган жуда кўп чизиқлардан иборат эканлиги кўринади (қ. 231- расм; унда азот молекулаларининг спектридаги йўллардан бирининг нозик структураси кўрсатилган).



230- расм.

Йўллар маълум бир тартибда жойлашган бўлиб, йўллар серияларини ташкил қилади (бу ўринда йўллар система и ва йўллар группаси терминлари ҳам ишлатилади). Спектрда бир қатор сериялар бўлади. Кўпинча, баъзи йўллар ва ҳатто йўл сериялари бир-бирини қисман қоплаб қўяди, натижада уларни ўқиш мураккаблашади.

Шундай қилиб, молекулалар спектри атомлар спектриға қараганда анча мураккаб тузилган, бу эса албатта молекулаларнинг тузилиши анча мураккаб эканлигига боғлиқдир. Квант механикаси молекуляр спектрлар характерини талқин этиб беради. Кўп атомли молекулалар спектрларининг назарий талқини анча мураккабдир. Биз фақат икки атомли молекулаларни қараб чиқиш билан чекланамиз.

Аввалги параграфда молекула энергияси электроний энергия, тебранма ва айланма ҳаракат энергиялари йиғиндисидан иборат бўлиши кўрсатиб ўтилган эди. [қ. (81.6) формула]. Молекула асосий ҳолатда бўлганда учала тур энергия минимал қийматга эга бўлади. Молекулага етарлича энергия берил-



231- расм.

<sup>1)</sup> Узоқ инфрақизил соҳада молекулалар спектри бошқача характерда бўлади. Бу ҳақда кейинроқ батафсил гапириб ўтилади.

ганда у уйғонган ҳолатга ўтади ва сўнгра танлаш қондаси бўйича рухсат этилган энг кичик энергетик ҳолатлардан бирига ўтиб, фотон чиқаради:

$$\hbar\omega = \Delta E_e + \Delta E_v + \Delta E_r = E_e' - E_e'' + \left(v + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_e - \left(v'' + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_v + \frac{\hbar^2 J' (J' + 1)}{2I'} - \frac{\hbar^2 J'' (J'' + 1)}{2I''}$$

(шуни назарда тутиш керакки,  $\omega_v$  ҳам  $I$  ҳам молекуланинг турли электроний конфигурациялари учун турлича бўлади).

Юқорида таъкидлаб ўтилганидек,

$$\Delta E_e \gg \Delta E_v \gg \Delta E_r.$$

Шунинг учун заиф уйғонишларда фақат  $E_r$  ўзгаради, кучлироқ уйғонишларда эса фақат  $E_v$  ўзгаради ва янада кучли уйғонишлардагина молекуланинг электроний конфигурацияси, яъни  $E_e$  ўзгаради.

Айланма (ротацион) йўллар. Энг кичик фотон молекуланинг бир айланма ҳолатдан бошқа айланма ҳолатга ўтишига мос келади (бунда электроний конфигурация ва тебраниш энергияси ўзгармайди):

$$\hbar\omega = \Delta E_r = \frac{\hbar^2 J' (J' + 1)}{2I'} - \frac{\hbar^2 J'' (J'' + 1)}{2I''}$$

$J$  квант сонининг мумкин бўлган ўзгариши танлаш қондаси билан чегараланган:

$$\Delta J = \pm 1. \quad (82.1)$$

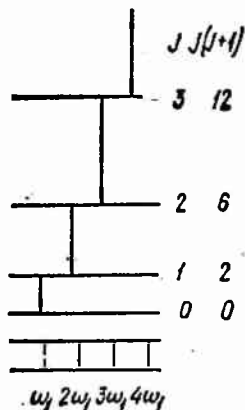
Шунинг учун молекуланинг айланма ҳолатлар орасидаги ўтишлари вақтида чиқариладиган чизиқлар частоталари

$$\omega = \frac{\Delta E_r}{\hbar} = B[(J+1)(J+2) - J(J+1)] = 2B(J+1) = \omega_1(J+1)$$

қийматларни қабул қилиши мумкин, бунда  $J$ —молекула ўтаётган сатҳнинг квант сони (бу сон 0, 1, 2, ... қийматларни қабул қилиши мумкин),  $B$  эса

$$B = \frac{\hbar}{2I}. \quad (82.2)$$

Айланма йўлнинг ҳосил бўлиш схемаси 232- расмда кўрсатилган. Айланма спектр инфрақизил соҳанинг узоқ қисмида бир-биридан тенг масофада жойлашган чизиқлардан иборат. Чизиқлар орасидаги  $\Delta\omega = \omega_1$  масофани ўлчаб, (82.2) константани аниқлаш ва молекуланинг инерция моментини топиш мумкин. Сўнг-



232- расм.

ра ядролар массасини билган ҳолда икки атомли молекулада ядролар мувозанат ҳолатда бир-биридан қандай  $R_0$  масофада туришини ҳисоблаб чиқариш мумкин.

$\omega_1$  частота  $10^{13} \text{ сек}^{-1}$  ( $\lambda \sim 100 \text{ мк}$ ) тартибида бўлади, шунинг учун молекулалар инерция моментларининг қийматлари  $10^{-40} \text{ г} \cdot \text{см}^2$  тартибидаги сон бўлади. Масалан, HCl молекуласи учун  $I = 2,71 \cdot 10^{-40} \text{ г} \cdot \text{см}^2$  бўлади, бу эса  $R_0 = 1,29 \text{ \AA}$  га мос келади.

**Тебранма-айланма йўллар.** Аини бир электроний конфигурацияга тегишли икки тебранма сатҳ орасидаги ўтишларни қараб чиқамиз. Бу сатҳларнинг ҳар бири  $J'$  ва  $J''$  квант сонлари билан характерланувчи бир неча айланма сатҳларга ажралади (233-расм). Бу ҳолда

$$\begin{aligned} \hbar\omega = \Delta E_v + \Delta E_r = \hbar\omega_v \left( v' + \frac{1}{2} \right) - \hbar\omega_v \left( v'' + \frac{1}{2} \right) + \\ + \frac{\hbar^2 J' (J' + 1)}{2I} - \frac{\hbar^2 J'' (J'' + 1)}{2I}. \end{aligned}$$

$v$  квант сони (81.4) танлаш қондасига,  $J$  эса (82.1) қоидага бўйсунди.  $v' > v''$  эканлигини ҳисобга олиб,  $\omega$  нинг қуйидаги қийматларини топамиз:

а) агар  $J' > J''$  бўлса,

$$\begin{aligned} \omega = \omega_v + B [(J + 1)(J + 2) - J(J + 1)] = \omega_v + 2B(J + 1) = \\ = \omega_v + 2Bk \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \end{aligned}$$

Бўлади, бунда  $J$  — қуйи сатҳнинг айланма квант сони бўлиб, у 0, 1, 2, ... қийматларни қабул қилади;  $B$  — (82.2) даги катталиқ;

б) агар  $J' < J''$  бўлса,

$$\begin{aligned} \omega = \omega_v + B [(J - 1)J - J(J + 1)] = \omega_v - 2BJ = \omega_v - 2Bk \\ (k = 1, 2, 3, \dots) \end{aligned}$$

бўлади, бунда  $J$  қуйи сатҳнинг айланма квант сони бўлиб, у 1, 2, ... қийматларни қабул қилади (бу ҳолда  $J'' = J$  сони ноль қийматни қабул қила олмайди, чунки унда  $J'$  сони  $-1$  га тенг бўлиб қолар эди).

Иккала ҳолни бир формула билан ифодалаш мумкин:

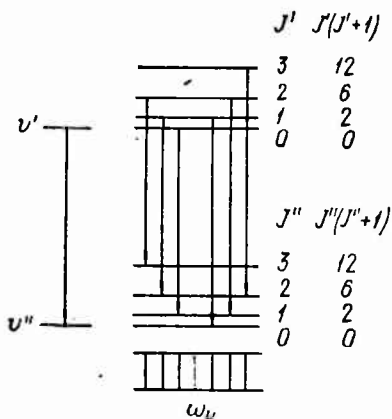
$$\omega = \omega_v \pm 2Bk = \omega_v + \omega_1 k \quad (k = 1, 2, 3, \dots).$$

Аини бир тебранма ўтишга тегишли айланма чизиклар тўплами тебранма-айланма йўл дейилади. Частотанинг тебранма  $\omega_v$  қисми йўл жойлашадиган спектрал соҳани белгилайди; частотанинг айланма  $\pm \omega_1 k$  қисми эса йўлнинг нозик структурасини, яъни алоҳида чизикларнинг бўлинишини кўрсатади. Тебранма-айланма йўллар жойлашадиган соҳа тақрибан  $8000 \text{ \AA}$  дан  $50000 \text{ \AA}$  ( $0,8-5 \text{ мк}$ ) гача боради.

233- расмдан кўриниб турибдики, тебранма-айланма йўл  $\omega_0$  га нисбатан симметрик жойлашган ва бир-биридан  $\Delta\omega = \omega_0$  масофада турадиган чизиқлар тўпламидан иборат. Йўл ўртасидагина масофа икки марта катта, чунки  $\omega_0$  частотали чизиқ бўлмайди.

Тебранма-айланма йўлнинг компонентлари орасидаги масофа молекуланинг инерция моментига боғлиқ бўлиб, бу боғланиш худди айланма йўл ҳолидаги каби бўлади, натижада  $\omega_0$  ни ўлчаб, молекуланинг  $I$  инерция моментини топиш мумкин.

Классик тасаввурларга кўра, икки атомли молекула нолдан фарқли диполь моментига эга бўлган ҳолдагина молекуланинг айланиши ёки тебраниши электромагнитик тўлқинлар чиқишига олиб келиши мумкин. Бу шарт фақат икки хил атомдан ташкил топган молекулалар учун (носимметрик молекулалар учун) бажарилади. Бундай молекула тебранганда диполь momenti



233- расм.

шундай частота билан ўзгарадики, натижада электромагнитик тўлқин чиқади. [қ. II. т., (114.3) формула]. Айланишни ўзаро перпендикуляр бўлган икки тебранишнинг қўшилиши деб қараш мумкин, шунинг учун диполь momenti нолдан фарқли бўлган молекула айланганда электромагнитик тўлқин чиқиши керак.

Бир хил атомлардан ташкил топган симметрик молекулада диполь momenti нолга тенг. Бинобарин, классик электродинамикага мувофиқ, бундай молекуланинг айланиши ва тебраниши нурланишга сабаб бўла олмайди. Квант назарияси ҳам худди шунга ўхшаш хулосага олиб келади: симметрик молекулаларнинг тебранма ва айланма ўтишлари тегишли танлаш қоидаларига мувофиқ тақиқланган экан.

Айланма ва тебранма-айланма спектрлар тажрибада фақат икки атомли носимметрик молекулалар учунгина назария хулосаларига тўла мос равишда кузатилади. Эслатиб ўтилган танлаш қоидалари комбинацион сочилиш спектрларига жорий этилмайди, шу сабабли симметрик молекулаларда молекуланинг тебранма ва айланма частоталарига мос йўлдошлари кузатилади (бундан кейинги параграфга қаранг). Қуйида тилга олинadиган электрон-тебранма спектрлар носимметрик молекулалар учун ҳам, симметрик молекулалар учун ҳам кузатилади.

**Электрон-тебранма йўллар.** Агар молекуланинг бир ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтишида унинг электроний конфигурацияси

Ўзгарса, нурланувчи фотон частотаси учала хил энергиянинг ўзгариши орқали аниқланади:

$$\omega = \frac{\Delta E_e + \Delta E_p + \Delta E_r}{\hbar} = \omega_0 + \frac{\Delta E_r}{\hbar} \quad (82.3)$$

Частоталари  $\Delta E_r$  нинг мумкин бўлган ҳар хил қийматларига мос келувчи чизиқлар тўплами молекуланинг электрон-тебранма спектрида йўл ҳосил қилади.  $\omega_0$  частота йўлнинг вазиятини белгилайди. Электрон-тебранма йўллар спектрнинг кўринувчан ва ультрабинафша қисмида жойлашади.

Ҳар бир электрон-тебранма йўл мураккаб айланма структурага эга. (82.3) формулани  $E_r$  нинг (81.5) ифодасини ҳисобга олган ҳолда бундай ёзамиз:

$$\omega = \omega_0 + \frac{\hbar}{2I'} J'(J' + 1) - \frac{\hbar}{2I''} J''(J'' + 1).$$

Ўтиш турли электрон сатҳлар орасида содир бўлгани сабабли  $I'$  инерция моменти  $I''$  инерция моментига тенг бўлмайди, ваҳоланки айланма ва тебранма-айланма спектрларда бу инерция моментлари бир-бирига тенг эди. (82.2) даги белгилашдан фойдаланиб, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\omega = \omega_0 + B'J'(J' + 1) - B''J''(J'' + 1). \quad (82.4)$$

Бошланғич ва охириги ҳолатларнинг электроний конфигурациялари фарқ қилгани сабабли  $J$  квант сонининг ўзгаришларига қўйиладиган чекланишлар бир оз юмшади. (82.1) танлаш қондаси бўйича рухсат этилган ўтишларга қўшимча равишда  $\Delta J = 0$  бўлган ҳолга тегишли ўтишлар ҳам рухсат этилган экан ( $J' = J'' = 0$  бўлган ҳол бундан мустасно). Шундай қилиб, электрон-тебранма ўтишлар учун қуйидаги танлаш қондаси ўринлидир:

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad (J = 0 \rightarrow J = 0 \text{ ўтиш бунга кирмайди}). \quad (82.5)$$

(82.5) танлаш қондасида кўзда тутилган учала ҳолнинг ҳар бири учун частоталарни ёзамиз. Ҳар бир ҳолга тегишли чизиқлар тўплами спектр тармоқлари дейилади. Тармоқлар  $P$ ,  $Q$  ва  $R$  ҳарфлари билан белгиланади.

1. Мусбат тармоқ (яъни  $P$ -тармоқ)  $\Delta J = J'' - J' = +1$ , яъни  $J' = J'' - 1$  бўлган чизиқлар тўпланидан иборат.  $J'' = k$  деб белгилаймиз, у ҳолда  $J' = k - 1$  бўлади. Бу қийматларни (82.4) формулага қўямиз:

$$\omega = \omega_0 + B'(k-1)k - B''k(k+1) \quad (k = 1, 2, 3, \dots).$$

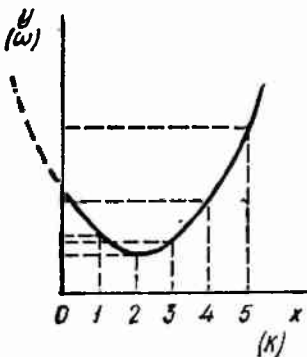
Бу ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\omega = \omega_0 + (B' - B'')k^2 - (B' + B'')k \quad (k = 1, 2, 3, \dots). \quad (82.6)$$

(82.6) формуладан аниқланадиган частоталарни график равишда

$$y = \omega_0 + (B' - B'')x^2 - (B' + B'')x$$

парабола нуқталарининг бутун қий-  
матли  $x$  абсциссасига ( $x$  аргументга)  
мос келган ординаталари сифатида  
ифодалаш мумкин (234-расм).  $B' -$   
 $- B'' > 0$ , яъни  $I' < I''$  бўлганда пара-  
бола 234-расмда кўрсатилгандек юқо-  
рига қараган (учи пастда) бўлади.  
 $B' - B'' < 0$  ( $I' > I''$ ) бўлганда пара-  
боланинг учи юқорига қараган бўлади.  
Одатда  $k$  ва  $\omega$  ўқлари 235-расмда кўр-  
сатилгандек қилиб жойлаштирилади.  
У ҳолда  $B' - B'' > 0$  бўлганда парабо-  
ланинг учи чапга қараган бўлади.



234-расм.

2. Нолинчи тармоқ (яъни  $Q$ -тар-  
моқ)  $\Delta J = 0$  бўлган чизиқлар тўпла-  
мидан иборат.  $J' = J'' = k \neq 0$  деб  
белгилаб, (82.4) га асосан қуйидаги формулани ёзамиз:

$$\omega = \omega_0 + (B' - B'')k(k + 1)$$

ёки

$$\omega = \omega_0 + (B' - B'')k^2 + (B' - B'')k \quad (k = 1, 2, 3, \dots).$$

Бу тармоқнинг частоталари 235-расмда тасвирланган  $Q$  па-  
раболанинг ординаталари орқали кўрсатилиши мумкин.

Манфий тармоқ (яъни  $\Delta$ -тармоқ)  $\Delta J = J'' - J' = -1$  бўлган  
чизиқлар тўпламидан иборат.  $J' = k$  деб белгилаймиз, у ҳолда

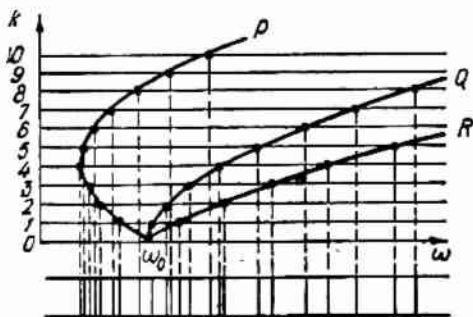
$$\omega = \omega_0 + B'k(k + 1) - B''(k - 1)k,$$

бу формула осонгина қуйидаги кўринишга келади:

$$\omega = \omega_0 + (B' - B'')k^2 + (B' + B'')k \quad (k = 1, 2, 3, \dots).$$

Бу тармоққа 235-расмдаги  $\Delta$  парабола мос келади.

235-расмдан кўринишича, электрон-тебранма йўл ҳосил қи-  
лувчи учала тармоқ чизиқлари параболаларнинг учи қараган  
томондан қуюқлашган бўлар экан. Бу қуюқлашиш йўлнинг кан-  
тини ҳосил қилади. 235-расмда тасвирланган йўлнинг канти:



235-расм.

узун тўлқинли (кичик частотали) томонда бўлади.  $B' - B'' < 0$  бўлганда учала параболанинг учи ўнгга қараган бўлар ва йўлнинг канти қисқа тўлқинли (катта частотали) томонда ётар эди.

Хулоса қилиб айтиш мумкинки, квант механикаси икки атомли молекулалар спектрининг барча хусусиятларини низоҳлаб беради.

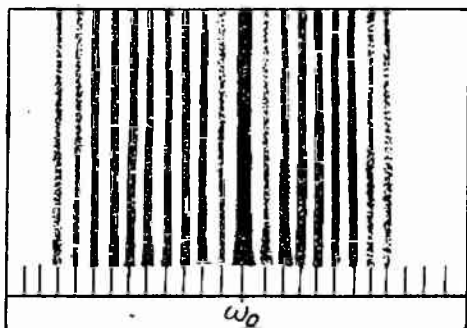
### 83-§. Ёруғликнинг комбинацион сочилиши

Ёруғликнинг комбинацион сочилиши деб аталган ҳодисани 1928 йилда Г. С. Ландсберг ва Л. И. Мандельштам ҳамда улар билан бир вақтда ҳинд физиклари Раман ва Кришнан кашф қилган эди<sup>1)</sup>. Бу ҳодиса қуйидагидан иборат: ёруғлик, газ, суюқлик ёки шаффоф кристалл жисмлардан ўтаётганда сочилиш спектрида силжимаган чизиқдан ташқари янги чизиқлар ҳам пайдо бўлган; янги чизиқларнинг  $\omega$  частоталари тушувчи ёруғликнинг  $\omega_0$  частотаси билан сочувчи молекулаларнинг тебранма ёки айланма ўтишларининг  $\omega_1$  частоталари комбинациясидан иборат, яъни

$$\omega = \omega_0 \pm \omega_1. \quad (83.1)$$

„Ёруғликнинг комбинацион сочилиши“ деган ном ҳам шундан келиб чиқади.

236-расмда кислороднинг Hg 2536,5Å чизиқ билан уйғотилган комбинацион сочилиш спектри келтирилган. Комбина-



236- расм.

цион сочилишнинг манба чизиғидан ўнгга жойлашган чизиғига Hg 2534,8Å чизиқ қўшилган (унинг интенсивлиги Hg 2536,5Å никидан камроқ), натижада бу чизиқнинг интенсивлиги бошқалариникига қараганда кўпроқ бўлган. Комбинацион сочилиш спектри силжимаган  $\omega_0$  чизиқдан иборат бўлиб, бир қатор йўлдошлари бу чизиққа нисбатан симметрик жойлашади.  $\omega_0 - \omega_1$  частотали ҳар бир „қизил“ йўлдошга (яъни узун тўлқин то-

<sup>1)</sup> Чет эл адабиётида бу ҳодиса одатда Раман эффеќти деб аталади.

мон силжиган йўлдошга)  $\omega_0 + \omega_1$  частотали „бинафша“ йўлдош мос келади<sup>1)</sup>). Одатдаги температураларда бинафша йўлдошлар интенсивлиги қизил йўлдошлар интенсивлигидан кам бўлади. Температура ортиши билан бинафша йўлдошлар интенсивлиги тез ортади.

Комбинацион сочилиш ҳодисаси кванто механик нуқтаи назардан осонгина талқин этилади. Молекулаларнинг ёруғликни сочиш процессини фотонларнинг молекулалар билан ноэластик тўқнашишлари деб қараш мумкин. Фотон молекула билан тўқнашганда унинг икки энергетик сатҳи фарқига тенг энергия миқдоринигина молекулага бериши ёки ундан олиши мумкин. Агар молекула фотон билан тўқнашганда  $E''$  энергияли ҳолатдан  $E'$  энергияли ҳолатга утса ( $E' > E''$ ), у ҳолда фотоннинг сочилишидан кейинги энергияси  $h\omega_0 - \Delta E$  га тенг бўлади, бунда  $\Delta E = E' - E''$ . Шунга яраша фотоннинг частотаси  $\omega_1 = \Delta E/h$  қадар камаяди, яъни қизил йўлдош ҳосил бўлади.

Агар молекула дастлаб  $E'$  энергияли ҳолатда бўлса, у фотон билан тўқнашиш натижасида фотонга  $\Delta E = E' - E''$  ортиқча энергия бериб,  $E''$  энергияли ҳолатга ўтади. Натижада фотон энергияси  $h\omega_0 + \Delta E$  бўлиб қолади ва частотаси  $\omega_1$  қадар ортади. Фотоннинг  $h\omega_0$  энергияси сочилганда молекула  $E'$ ,  $E''$ ,  $E'''$  ва ҳоказо айланма ва тебранма сатҳларга ўтади. Пировардида бир қатор симметрик жойлашган йўлдошлар ҳосил бўлади.

Одатдаги температурада уйғонган ҳолатдаги молекулалар сони асосий ҳолатдаги молекулалар сонидан анча кам бўлади. Шу сабабли молекуланинг энергияси камайдиган тўқнашувлар энергия ортадиган тўқнашувлардан камроқ бўлади. Бинафша йўлдошлар интенсивлигининг қизил йўлдошлар интенсивлигидан кам бўлишининг сабаби ҳам ўшандадир. Температура кўтарилганда уйғонган молекулалар сони тез ортади, бунинг оқибатида бинафша йўлдошлар интенсивлиги ошади.

Комбинацион сочилишни ўрганиш молекулалар тузилиши ҳақида кўп маълумот беради. Молекула тебранишининг хусусий частотаси бу метод билан тез ва осон аниқланади; бу метод молекуланинг симметрия характери ҳақида ҳам мулоҳаза юритишга имкон беради. Кристалларда ёруғликнинг комбина-

---

<sup>1)</sup> Қизил йўлдошлар Стокс йўлдошлари деб, бинафша йўлдошлар антистокс йўлдошлар деб ҳам аталади. Бу терминнинг келиб чиқиш сабаби қуйидагича. Стокс аниқлаган ва унинг номи билан юритиладиган қонунга мувофиқ, флуоресцент нурланиш частотаси (яъни жисмга ташқаридан ёруғлик туширилгандан кейин жисм чиқарадиган нурланиш частотаси) флуоресценция вужудга келтирадиган ёруғлик частотасидан катта бўла олмайди (одатда кичик бўлади). Бу қонун ҳамма вақт ҳам бажарилавермайди. Флуоресценцияда частотаси тушувчи ёруғликнинг  $\omega_0$  частотасидан кичик частотали чизиқлар, яъни Стокс қонунини қаноатлантирувчи чизиқлар Стокс чизиқлар дейилади. Частоталари  $\omega_0$  дан катта бўлган чизиқлар флуоресценциядаги антистокс чизиқлар дейилади. Бу термин комбинацион сочилиш чизиқларини характерлаш учун ҳам қўлланилади.



цион сочилиши кўпинча кристалл панжара тебранишларининг оптик тармоғи деб аталувчи тармоқ билан боғлиқ деб қаралади (кейинги параграфга қаранг). Комбинацион сочилик спектрлари молекулалар учун жуда характерлидир. Шунинг учун мураккаб молекуляр аралашмалар, айниқса химиявий методлар билан анализ қилиш жуда қийин ва ҳатто мумкин бўлмаган органик молекулалар комбинацион сочилик спектрлари билан анализ қилинади.

#### 84- §. Кристалларнинг иссиқлик сифими

Классик тасаввурларга мувофиқ, кристалл  $3N$  та тебранма эркинлик даражаси бўлган система ҳисобланади ( $N$ —кристаллдаги атомлар сони); ҳар бир эркинлик даражасига ўрта ҳисобда  $kT$  энергия тўғри келади (кинетик энергия кўринишида  $1/2kT$  ва потенциал энергия кўринишида  $1/2kT$ ). Бу тасаввурлардан Дюлонг ва Пти қонуни келиб чиқади; бу қонунга мувофиқ ҳамма химиявий содда жисмларнинг атом иссиқлик сифими кристалл ҳолатда бир хил бўлиб,  $3R$  га тенг (қ. I т., 141- §). Бу қонун фақат қиёсан юқори температуралардагина тўғри бўлади. Паст температураларда кристалллар иссиқлик сифими камайиб,  $0^\circ K$ га яқинлашганда нолга интилади.

Тебранма энергия (81.3) дискрет қийматларни қабул қилиб квантланишини 81- § да аниқлаган эдик. Кристалл жисмлар иссиқлик сифимининг тебранма энергиянинг квантланишини ҳисобга олувчи назариясини Эйнштейн (1907) яратган, кейинчалик уни Дебай (1912) такомиллаштирди.

**Эйнштейн назарияси.** Эйнштейн  $N$  та атомли кристалл панжарани хусусий  $\omega$  частотаси бир хил бўлган  $3N$  та эркли гармоник осцилляторга ўхшатди. (81.3) га асосан осциллятор энергияси қуйидаги қийматларни қабул қилиши мумкин<sup>1)</sup>:

$$\epsilon_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) h\omega (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (84.1)$$

бунда  $n$  — тебранма квант сони (81- ва 82- § да уни биз  $\nu$  ҳарфи билан белгиллаган эдик).

Осцилляторларнинг  $\epsilon_n$  энергияси турлича бўлган ҳолатлар бўйича тақсимланиши Больцман қонунига бўйсунди деб ҳисоблаб, осциллятор энергиясининг ўртача  $\epsilon$  қийматини топиш мумкин. Бунда қилиниши керак бўлган ҳисоблар 53- § дагилардан шу билан фарқ қиладики, бунда (53.3) катталиқ ўрни-

<sup>1)</sup> Эйнштейн  $\epsilon_n$  нинг Планк топган  $n h \omega$  қийматидан фойдаланди. Тебранишларнинг нолинчи энергияси мавжудлиги квант механикаси яратилгандан кейингина аниқланди.

да ҳамма жойда (84.1) катталик бўлади. Натижада осциллятор энергиясининг ўрғача қиймати

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{2} \hbar \omega + \frac{\hbar \omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1} \quad (84.2)$$

бўлади [буни (53.8) формула билан таққосланг].

$\bar{\epsilon}$  ни  $3N$  га кўпайтириб, кристаллнинг ички энергияси ифодасини топамиз:

$$U = 3N\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} N \hbar \omega + \frac{3N \hbar \omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1}. \quad (84.3)$$

Термодинамикадан маълумки [қ. 1 т., (102.6) формула], ўзгармас ҳажмдаги  $C_v$  иссиқлик сифими (кристалл учун фақат  $C$  иссиқлик сифими ҳақида гапириш мумкин) ички энергиядан температура бўйича олинган хусусий ҳосилага тенг. (84.3) ни  $T$  бўйича дифференциаллаб, қуйидагини оламиз:

$$C = \frac{\partial U}{\partial T} = \frac{3N \hbar \omega}{(e^{\hbar \omega / kT} - 1)^2} e^{\hbar \omega / kT} \frac{\hbar \omega}{kT^2}. \quad (84.4)$$

Иккита чегаравий ҳолни кўриб чиқамиз.

1. Температура юқори бўлган ҳол ( $kT \gg \hbar \omega$ ). Бу ҳолда (84.4) формуланинг махражида  $e^{\hbar \omega / kT} \approx 1 + \hbar \omega / kT$  ва суратида  $e^{\hbar \omega / kT} \approx 1$  деб олиш мумкин. Натижада қуйидаги тенглик ҳосил бўлади:

$$C = 3Nk.$$

Шундай қилиб, биз Дюлонг ва Пти қонунига келдик.

2. Температура паст бўлган ҳол ( $kT \ll \hbar \omega$ ). Бу ҳолда (84.4) ифоданинг махражидаги бирни ҳисобга олмасак бўлади. У ҳолда иссиқлик сифими формуласи қуйидаги кўринишни олади:

$$C = \frac{3N (\hbar \omega)^2}{kT^2} e^{-\hbar \omega / kT}. \quad (84.5)$$

Экспоненциал кўпайтувчи  $T^2$  га нисбатан тез ўзгаради. Шунинг учун абсолют нолга яқинлашган сари (84.5) ифода нолга экспоненциал қонун бўйича интилади. Тажрибанинг кўрсатишича, кристалларнинг иссиқлик сифими абсолют ноль яқинида экспоненциал қонун билан эмас, балки  $T^3$  қонуни билан ўзгаради. Бинобарин, Эйнштейн назарияси паст температураларда иссиқлик сифимининг ўзгаришини фақат сифат жиҳатидан тўғри кўрсатади. Тажриба натижалари билан назарияни миқдорий томондан мос келтиришга Дебай муваффақ бўлди.

**Дебай назарияси.** Дебай кристалл панжарадаги атомлар тебраниши эркили эмаслигини ҳисобга олди. Атомлардан бирининг мувозанат вазиятдан четга чиқиши натижасида унга қўшни бўлган бошқа атомлар ҳам силжийди. Шундай қилиб, кристалл эркинлик даражаси  $s = 3N$  бўлган ва ўзаро эластик равишда боғланган  $N$  та моддий нуқта системасидан иборат. Бундай системанинг кичик тебранишлари ҳақидаги масала ечилишининг фақат натижаларини кўриб чиқамиз.

Эркинлик даражаси  $s$  бўлган системанинг вазияти турли усуллар билан танлаб олинishi мумкин бўлган  $s$  дона мустақил  $x_i$  координата билан аниқланади. Бундай система  $s$  дона хусусий  $\omega_j$  частотага эга бўлишини кўрсатиш мумкин.  $x_i$  координаталар ихтиёрий равишда танланганда ҳаракат тенгламаларининг умумий ечими қуйидаги кўринишда бўлади:

$$x_i = \sum_{j=1}^s A_{ij} \cos(\omega_j t + \alpha_{ij}) \quad (i = 1, 2, \dots, s).$$

Демак,  $x_i$  функциялардан ҳар бири  $\omega_j$  частотали  $s$  дона гармоник тебранишлар суперпозициясидан иборат бўлади.

Система энергияси

$$E = \frac{1}{2} \sum_{i, k=1}^s a_{ik} \dot{x}_i \dot{x}_k + \frac{1}{2} \sum_{l, m=1}^s b_{lm} x_l x_m$$

ифода билан аниқланади, бундаги биринчи йиғинди системанинг кинетик энергияси, иккинчиси эса потенциал энергиясидир:  $a_{ik}$  ва  $b_{lm}$  ўлчамлик коэффициентлар. Кўришиб турибдики, энергия ифодасига умуман  $x_i$  координаталарнинг квадратигина (ёки уларнинг вақт бўйича олинган  $\dot{x}_i$  ҳосиласи) эмас, балки системанинг турли эркинлик даражаларига мос келадиган координаталар (ёки ҳосилалар) кўпайтмаси ҳам киради.

Маълум бўлишича, системанинг координаталари шундай танлаш мумкин эканки, улардан ҳар бирининг ўзгариши бирор  $\omega_j$  хусусий частотали содда гармоник тебранишни ифодалайди. Бу координаталарни  $\xi_j$  билан белгилаб, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\xi_j = B_j \cos(\omega_j t + \beta_j) \quad (j = 1, 2, \dots, s).$$

$\xi_j$  катталиклар нормал (ёки бош) координаталар деб, уларнинг гармоник тебранишлари эса системанинг нормал тебранишлари деб аталади. Ихтиёрий олинган  $x_i$  координаталарнинг вақт ўтиши билан ўзгаришини  $\xi_j$  нормал тебранишлар суперпозицияси сифатида кўрсатиш мумкин:

$$x_i = \sum_{j=1}^s C_{ij} \xi_j \quad (i = 1, 2, \dots, s).$$

Система энергияси нормал координаталар орқали қуйидагича ифодаланadi:

$$E = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^s a_j \dot{\xi}_j^2 + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^s b_j \xi_j^2 = \sum_{j=1}^s \left( \frac{1}{2} a_j \dot{\xi}_j^2 + \frac{1}{2} b_j \xi_j^2 \right),$$

демак, система энергияси ҳар бир нормал тебранишга тўғри келган энергиялар йиғиндисидан иборат экан.

Айтилган бу фикрларни қуйидаги мисол билан тушунтирамиз. Бир-бирига вазнсиз пружина билан боғланган бир хил иккита математик маятникдан иборат система берилган бўлсин (237-расм). Маятниклар фақат чизма текислигида тебрана олади деб фараз қиламиз, шу сабабли система иккита эркинлик даражасига эга бўлади. Системанинг вазияти иккала маятникнинг вертикал вазиятдан оғиш бурчаги орқали ёки маятниклардан бирининг оғиш бурчаги ва пружина узунлиги орқали берилиши мумкин ва ҳоказо. Ҳаракат тенгламаларини ечиб, маятникларнинг мувозанат ҳолатларидан  $x_1$  ва  $x_2$  оғиш бурчакларини қуйидагича ифодаalayмиз:

$$\begin{aligned}x_1 &= A_1 \cos(\omega_1 t + \alpha_1) + A_2 \cos(\omega_2 t + \alpha_2), \\x_2 &= A_1 \cos(\omega_1 t + \alpha_1) - A_2 \cos(\omega_2 t + \alpha_2),\end{aligned}$$

бунда  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $\alpha_1$  ва  $\alpha_2$  — бошланғич шартлардан аниқланадиган ўзгармас миқдорлар,  $\omega_1$  ва  $\omega_2$  — системанинг хусусий частоталари бўлиб, улар қуйидагича тенг:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{g}{l}}, \quad \omega_2 = \sqrt{\frac{g}{l} + 2 \frac{kb^2}{ml^2}}.$$

( $m$  — маятник массаси,  $l$  — маятник узунлиги,  $k$  — пружинанинг бикрлик коэффиценти,  $b$  — осилиш нуқтасидан пружина маҳкамланган нуқтагача бўлган оралиқ).

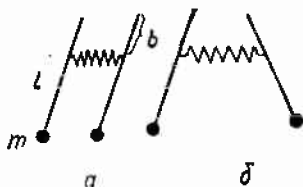
Равшанки,  $x_1$  ва  $x_2$  тебранишларни

$$x_1 = \xi_1 + \xi_2, \quad x_2 = \xi_1 - \xi_2$$

кўринишга келтириш мумкин, бунда

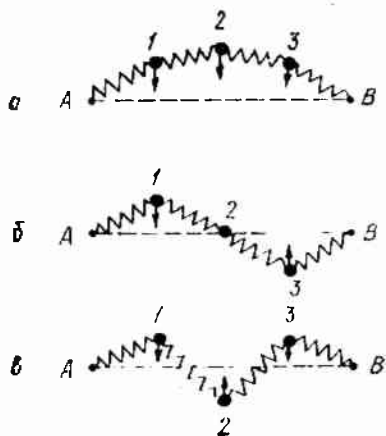
$$\left. \begin{aligned}\xi_1 &= \frac{x_1 + x_2}{2} = A_1 \cos(\omega_1 t + \alpha_1), \\ \xi_2 &= \frac{x_1 - x_2}{2} = A_2 \cos(\omega_2 t + \alpha_2).\end{aligned} \right\} \quad (84.6)$$

(84.6) функциялар бу системанинг нормал тебранишларидир. Агар маятникларни айна бир томонга бирдай  $x_{10} = x_{20}$  бурчакка оғдириб, тургмасдан қуйиб юборилса, у ҳолда системада фақат биринчи нормал тебраниш ( $A_1 \neq 0$ ,  $A_2 = 0$ ) бўлади, бунда  $x_1 = x_2 = \xi_1$  (237-а расм). Агар маятникларни қарама-қарши томонга бир хил бурчакка оғдириб ( $x_{10} = -x_{20}$ ) қуйиб юборилса, у ҳолда фақат иккинчи нормал тебраниш ( $A_1 = 0$ ,  $A_2 \neq 0$ ) бўлади, бунда  $x_1 = x_2 = \xi_2$  (237-б расм). Биринчи ҳолда маятниклар  $\omega_1$  частота билан, иккинчи ҳолда  $\omega_2$  дан катта бўлган  $\omega_2$  частота билан тебранади. Бошланғич шартлар бошқача бўлганда иккала нормал тебраниш биргаликда бўлади.



237-расм.

Иккинчи мисол сифатида вазнсиз бир хил пружиналар билан бириктирилган учта бир хил шарчадан иборат системани кўриб чиқамиз (238-расм). Пружиналарнинг  $A$  ва  $B$  учлари қўзғалмас қилиб маҳкамланган. Шарчалар фақат чизма текислигида  $AB$  чизиққа тик йўналишларда силжий олади деб фараз қиламиз. Бу ҳолда система учта эркинлик даражасига эга бўлади. Системанинг нормал тебранишлари 238-расмда кўрсатилган (1 томдаги 206-расм билан таққосланг). Расмда  $a$  билан кўрсатилган ҳолда ҳамма шарчалар бир хил фаза билан ҳаракатланади;  $b$  ҳолда 1 ва 3 шарчалар қарама-қарши фазада тебранади, 2 шарча эса қўзғалмайди;  $c$  ҳолда 1 ва 3 шарчалар бир хил фаза билан, 2 шарча эса уларга нисбатан қарама-қарши фазада ҳаракатланади.



33-расм.

Учлари маҳкамланган яхлит тор бўлган ҳолда ҳар бир нормал тебраниш турғун тўлқин бўлади, унинг  $\lambda_n$  тўлқин узунлиги торнинг  $l$  узунлиги билан  $l = n \cdot \lambda_n / 2$  муносабат орқали боғланган [қ. 1 т., (85.1) формула]. Шунга ўхшаш, кристалл панжаранинг ҳар бир нормал тебранишига кристалл жисм ҳажмида қарор топадиган турғун тўлқин мос келади. Дарҳақиқат, атомлар орасида боғланиш булгани сабабли, кристаллнинг бирор жойида ҳосил бўлган тебраниш бир атомдан бошқа атомга узатилади, натижада эластик тўлқин ҳосил бўлади. Тўлқин кристалл чегарасига бориб, ундан қайтади. Тўғри ва қайтган тўлқинлар қўшилганда турғун тўлқин ҳосил бўлади. Муайян шартни қаноатлантирувчи частоталар (ёки тўлқин узунликлари) учунгина турғун тўлқин ҳосил бўлиши мумкин. Агар томонлари  $a$ ,  $b$  ва  $c$  бўлган параллелепипед шаклидаги кристалл жисм олинса, у ҳолда 52-§ да аниқланганидек, бу шартлар (52.5) кўринишда бўлади. (52.7) формулага мувофиқ, частоталари  $\omega$  дан  $\omega + d\omega$  гача интервалда ётган турғун тўлқинларнинг, яъни кристалл панжара нормал тебранишларининг ҳажм бирлигига тўғри келадиган сони қуйидагига тенг:

$$dN_\omega = \frac{\omega^2 d\omega}{2\pi^2 v^3}, \quad (84.7)$$

бу ерда  $v$  — эластик тўлқиннинг фазавий тезлиги [(52.7) формулада  $v$  ўрнида ёруғликнинг бўшлиқдаги  $c$  тезлиги олинган].

Бир-биридан фақат қутбланиш йўналиши билан фарқ қиладиган ва  $\omega$  частотасининг қиймати бир хил бўлган турлича

учта тўлқин қаттиқ муҳитда бирор йўналиш бўйлаб тарқалиши мумкин: битта бўйлама тўлқин ва тебраниш йўналишлари ўзаро перпендикуляр бўлган иккита кўндаланг<sup>1)</sup> тўлқин. Бу ҳолни ҳисобга олиш учун (84.7) формулани қуйидаги кўринишга келтирамиз:

$$dN_{\omega} = \frac{\omega^2 d\omega}{2\pi^2} \left( \frac{1}{v_{\parallel}^3} + \frac{2}{v_{\perp}^3} \right),$$

бунда  $v_{\parallel}$  — бўйлама эластик тўлқинларнинг,  $v_{\perp}$  — кўндаланг эластик тўлқинларнинг фазавий тезлиги. Соҳдалик учун  $v_{\parallel} = v_{\perp} = v$  бўлсин, деб фараз қиламиз. У ҳолда

$$dN_{\omega} = \frac{3\omega^2 d\omega}{2\pi^2 v^3}. \quad (84.8)$$

Дебай нормал тебранишлар сони кристалл панжаранинг эркинлик даражалари сонига, яъни  $3n$  га тенг деб фараз қилди ( $n$  — кристаллнинг бирлик ҳажмидаги атомлар сони). Бу тебранишларнинг частоталари нолдан  $\omega_m$  гача бўлган оралиқда ётади, бундаги  $\omega_m$  — панжара тебранишларининг максимал частотаси. Максимал частотани гошиш учун (84.8) тенгламани нолдан  $\omega_m$  гача чегарада интеграллаб, ҳосил бўлган ифодани эркинлик даражалари сонига, яъни  $3n$  га тенглаш керак. Натижада

$$3n = \int_0^{\omega_m} \frac{3\omega^2 d\omega}{2\pi^2 v^3} = \frac{\omega_m^3}{2\pi^2 v^3}$$

тенглик ҳосил бўлади, бундан

$$\omega_m = v \sqrt[3]{6\pi^2 n}. \quad (84.9)$$

(84.9) га мувофиқ кристаллда вужудга келадиган энг кичик тўлқин узунлиги қуйидагига тенг бўлишини таъкидлаб ўтамиз:

$$\lambda_{\min} = \frac{2\pi v}{\omega_m} \approx \frac{2}{\sqrt[3]{6\pi^2 n}} \approx 2d,$$

бунда  $d$  — панжарадаги қўшни атомлар орасидаги масофа. Бу нарса кристалл тебранишларининг частоталари сонининг Дебай томонидан чеклаб қўйилиши тўғри эканлигини тасдиқловчи қўшимча далил бўлади, чунки узунлиги атомлар орасидаги масофадан кичик бўлган тўлқинлар физик маънога эга эмас.

(84.8) даги  $v$  ни (84.9) га мувофиқ  $\omega_m$  га алмаштириб,  $d\omega$  частоталар интервалидаги нормал тебранишларнинг кристаллнинг бирлик ҳажмига тўғри келувчи  $dN_{\omega}$  сонини қуйидагича ифодалаймиз:

$$dN_{\omega} = 9n \frac{\omega^2 d\omega}{\omega_m^3}. \quad (84.10)$$

<sup>1)</sup> Электр қаттиқ тўлқинларда ўзаро перпендикуляр йўналишларда кўндаланг тўлқин бўлиши мумкин (қ. 52-§).

Агар панжаранинг  $\omega$  частотали нормал тебранишининг ўртача энергиясини  $\bar{\epsilon}(\omega)$  орқали белгиласак, кристаллнинг ҳажм бирлигидаги ички энергиясини қуйидагича тасвирлаш мумкин:

$$U = \int \bar{\epsilon}(\omega) dN_{\omega} = \int_0^{\omega_m} \bar{\epsilon}(\omega) 9n \frac{\omega^2 d\omega}{\omega_m^3}.$$

Бунга  $\omega$  частотали тебранишнинг ўртача энергияси учун ёзилган (84.2) ифодани қўямиз:

$$\begin{aligned} U &= \frac{9n}{\omega_m^3} \int_0^{\omega_m} \left( \frac{1}{2} \hbar \omega + \frac{\hbar \omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1} \right) \omega^2 d\omega = \\ &= U_0 + \frac{9n\hbar}{\omega_m^3} \int_0^{\omega_m} \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1}. \end{aligned} \quad (84.11)$$

бунда  $U_0 = 3n (3/8 \hbar \omega_m)$  — кристаллнинг нолинчи энергияси.

(84.11) ифодани  $T$  бўйича дифференциаллаб, кристаллнинг бирлик ҳажми иссиқлик сифимини топамиз:

$$C = \frac{\partial U}{\partial T} = \frac{9n\hbar}{\omega_m^3} \int_0^{\omega_m} \frac{e^{\hbar \omega / kT} \hbar \omega^4 d\omega}{(e^{\hbar \omega / kT} - 1)^2 kT^2}.$$

$\hbar \omega_m = k\theta$  шартдан аниқланадиган  $\theta$  катталиқ Дебайнинг хarakterистик температураси деб аталади. Таърифга кўра,

$$\theta = \frac{\hbar \omega_m}{k}. \quad (84.12)$$

$x = \hbar \omega / kT$  ўзгарувчи киритамиз.  $U$  ҳолда иссиқлик сифимининг ифодаси қуйидаги кўринишга келади:

$$C = 9nk \left( \frac{T}{\theta} \right)^3 \int_0^{x_m} \frac{e^x x^4 dx}{(e^x - 1)^2}, \quad (84.13)$$

бунда  $x_m = \hbar \omega_m / kT = \theta / T$ .

Дебайнинг хarakterистик температураси ҳар бир модда учун тебранишлар энергиясини квантлаш муҳим роль ўйнай бошлайдиган соҳани кўрсатади.  $T \ll \theta$  бўлганда (84.13) ифодадаги интегралнинг юқориги чегараси жуда катта булади, шу сабабли уни тақрибан чексизликка тенг ( $x_m \approx \infty$ ) деб олиш мумкин. Унда интеграл бирор сонни тасвирлайди ва  $C$  иссиқлик сифими температуранинг кубига пропорционал бўлиб қолади:  $C \sim T^3$ . Бу тақрибий боғланиш Дебайнинг  $T^3$  қонуни деб аталади. Етарлича пасг температурада бу қонун кўп ҳолларда анча яхши бажарилади.

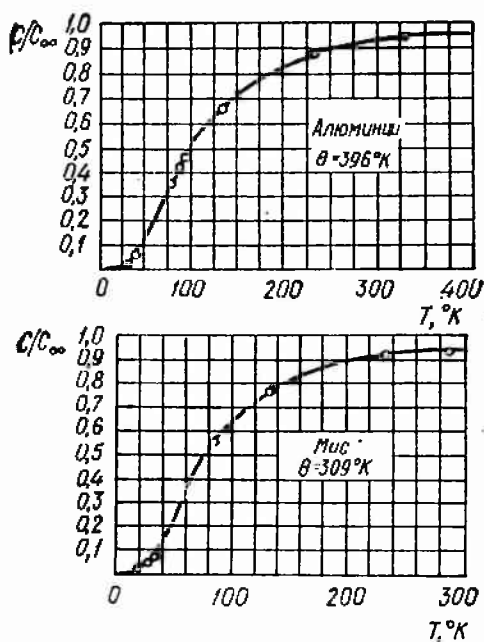
$T \gg \theta$  бўлганда, яъни  $\hbar \omega_m / kT \ll 1$  бўлганда (84.11) ифодани анча соддалаштириш мумкин, бунинг учун  $e^{\hbar \omega / kT} \approx 1 + \hbar \omega / kT$

деб олиш керак.  $U$  ҳолда ички энергия қуйидагича ифодаланади:

$$U = U_0 + \frac{9nh^3}{\omega_m} \int_0^{\omega_m} \frac{kT}{h\omega} \omega^3 d\omega = U_0 + 3nkT,$$

иссиқлик сиғими эса Дюлонг ва Пти қонунида асосий аҳамиятга эга бўлган  $C = 3nk$  қиймат олади.

Иссиқлик сиғимининг Дебай топган ифодаси тажриба билан қанчалик яхши мос келишини 239-расмга қараб баҳо бериш



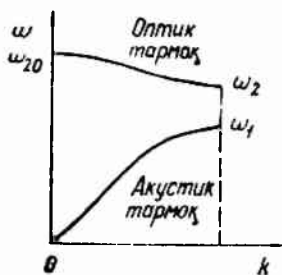
239- расм.

мумкин. Расмда алюминий ( $\theta = 396^\circ\text{K}$ ) ва миснинг ( $\theta = 309^\circ\text{K}$ ) иссиқлик сиғимларига оид маълумотлар келтирилган;  $C_\infty$  — иссиқлик сиғимининг  $T \rightarrow \infty$  да квант формулаларидан ҳосил бўладиган классик қиймати. Графиклар (84.13) формулага қараб чизилган, экспериментал нуқталар тўғарақлар билан кўрсатилган.

Бироқ Дебай формуласи фақат оддий кристалл панжарали жисмлар, яъни химиявий элементлар ва баъзи содда бирикмалар (масалан, галоид тузлар) учунгина иссиқлик сиғимининг температурага қараб ўзгаришини яхши кўрсатади. Кристалл панжараси анча мураккаб бўлган жисмларга Дебай формуласини қўллаб бўлмайди, чунки бундай жисмларнинг тебранишлар спектри ниҳоятда мураккаб. Юқорида биз кўриб чиққан содда кристалл панжара мисолида (унинг элементар ячейкасида фақат битта атом бор)  $k$  тўлқин векторининг бир қиймати-



га панжара тебранишлари хусусий частотасининг учта қиймати мос келади [битаси бўйлама тўлқинга ва қийматлари бир хил бўлган иккитаси кўндаланг тўлқинларга<sup>1)</sup>]. Агар кристаллнинг элементар ячейкасида  $r$  дона атом бўлса,  $k$  нинг ҳар бир қийматига умумий ҳолда  $\omega$  нинг  $3r$  та турли қиймати мос келади. Демак, частота тўлқин векторининг  $3r$  дона тармоқли кўп қийматли функцияси бўлади. Масалан, галма-гал келувчи икки



240- расм.

хил атомдан ( $r = 2$ ) тузилган бир ўлчовли занжир ҳолида  $\omega$  билан  $k$  орасидаги боғланиш 240- расмда кўрсатилгандек бўлади. Тармоқлардан бири акустик тармоқ деб, иккинчиси оптикaviй тармоқ деб аталади. Бу тармоқлар ўзининг дисперсияси билан, яъни  $\omega$  ва  $k$  нинг ўзаро боғланиш характери билан бир-биридан фарқ қилади.  $k$  камайганда акустик тармоқ нолга қараб кетади, оптикaviй тармоқ чекли  $\omega_0$  қиймат билан чегараланади.

Уч ўлчовли ҳолда  $3r$  та тармоқдан учтаси акустик тармоқ, қолган  $3r - 3$  таси оптикaviй тармоқ бўлади. Акустик тармоқларга товуш частоталари мос келади, оптикaviй тармоқларга спектрнинг инфрақизил соҳасида ётган частоталар мос келади. Акустик частотали нормал тебранишда турли элементар ячейкаларда жойлашган ўхшаш атомлар бир бирига нисбатан тебранади. Оптикaviй частотали нормал тебранишларда ҳар бир элементар ячейка ичидаги атомлар бир-бирига нисбатан тебранади; бунда турли ячейкалардаги ўхшаш атомлар бир-бирига нисбатан ўзгармас масофада бўлади.

Пировардида шуни таъкидлаб ўтамизки, электромагнитик нурланишнинг энергия квантлари, яъни фотонлар тўплами сифатида тасвирлаш мумкин бўлгани каби, кристалл панжаранинг тебранишларини ҳам фононлар деб аталувчи тебраниш энергияси квантлари тўплами сифатида тасаввур қилиш мумкин. Фонон  $\hbar\omega$  энергияга эга бўлган к в а з и з а р р а<sup>2)</sup> бўлиб ( $\omega$  — панжара тебранишларининг хусусий частотаси),  $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$  квазиимпульсга эга ( $\mathbf{k}$  — тўлқин вектори). Акустик тармоқ частоталари учун фононлар товуш квантларидан, яъни товуш энергиясининг элементар порциясидан иборат бўлади.

Панжарада бараварига уйғотиладиган бир хил фононларнинг (яъни  $\omega_i$  частоталари бир хил ва  $k_i$  тўлқин векторлари

1) Кучли анизотроп кристаллда учала частотанинг қиймати бошқа-бошқа бўлади.

2) Квазизарраларнинг одатдаги зарралардан (электрон, протон, фотон ва бошқа зарралардан) фарқи шундаки, квазизарралар вакуумда пайдо бўлолмайдди. уларнинг пайдо бўлиши ва яшаб туриши учун бирор муҳит бўлмоғи зарур.

бир хил бўлган фононлар)  $n_i$  сони мазкур частотали тебранишларга тўғри келадиган  $\epsilon_i$  энергиянинг нолинчи  $\epsilon_{i0}$  энергиядан ортиқча қисми билан, яъни  $n_i \hbar \omega_i = \epsilon_i - \epsilon_{i0}$  билан аниқланади. Иссиқлик мувозанати ҳолатида  $\omega_i$  энергия (84.2) формула орқали аниқланадиган  $\bar{\epsilon}_i$  га тенг бўлади. Бу формуладан  $\bar{\epsilon}_i - \epsilon_{i0} = \bar{\epsilon}_i - 1/2 \hbar \omega_i$  ни олиб,  $\omega_i$  частотали фононларнинг ўртача сонини қуйидагича ифодалаймиз:

$$\bar{n}_i = \frac{1}{e^{\hbar \omega_i / kT} - 1}$$

Бу ифодадан тайинли бир кристаллда айни бир вақтда чекланмаган миқдорда фононлар уйғониши мумкинлиги келиб чиқади. Бинобарин, фононларга Паули принципи қўлланилмайди.

Квант тасаввурларига мувофиқ, кристалларнинг ёруғликни комбинацион сочиш процесси қуйидагича бўлади. Кристалл панжарадан учиб ўтаётган фотон панжарада оптикавий тармоқдаги частоталардан бири билан тебранувчи фонон уйғотиши мумкин. Бунга фотон ўз энергиясининг бир қисмини сарфлайди, натижада унинг частотаси камаяди—қизил йўлдош ҳосил бўлади. Агар кристаллда аввал фонон ҳосил бўлган бўлса, учиб ўтаётган фотон уни ютиши мумкин, бунда фотон энергияси ортади—бинафша йўлдош ҳосил бўлади.

### 85-§. Мёссбауэр эффекти

1904 йилда Р. Вуд натрий буғларига унинг сариқ чизигига мос келувчи ёруғлик туширилганда бу буғлар тўлқин узунлиги худди шундай бўлган нурланиш чиқариб шуълалана бошлашини аниқлади. Кейинчалик симоб буғларида ва бошқа кўп ҳолларда шунга ўхшаш шуълаланиш кузатилди. Бу ҳодиса резонанс флуоресценция (ёки резонанс нурланиш) деб аталди. Бу ҳодисанинг моҳияти қуйидагича. Атомлар асосий ҳолатдан энг яқин уйғонган ҳолатга ўтишга тегишли частотали ёруғликни айниқса интенсиф ютади. Сунгра атомлар асосий ҳолатга қайтаётганда худди ўшандай частотали фотонлар чиқаради. Флуоресценцияловчи моддадан ўтган ёруғлик ютилиши туфайли сусаяди. Шунинг сабабли резонанс флуоресценция ўрнига кўпинча ёруғликнинг резонанс ютилиши деб гапирилади.

Атом ядролари, атомларнинг ўзи каби, дискрет энергия сатҳларига эга. Булардан энг қуйи сатҳи нормал сатҳ деб, қолганлари уйғонган сатҳлар деб аталади. Бу сатҳлар орасидаги ўтишлар  $\gamma$ -нурлар деб аталувчи қисқатўлқинли электромагнитик нурланишлар ҳосил бўлишига олиб келади (қ. 90-§). Равшанки, атомларга кўзга кўринадиган ёруғлик туширилганда юз берадиган резонанс флуоресценцияга ўхшаш, ядролар-

га  $\gamma$ -нурлар туширилганда резонанс флуоресценция ҳодисаси юз беради деб ўйлаш мумкин эди. Бироқ  $\gamma$ -нурларда резонанс флуоресценция ҳодисасини кузатишга узоқ вақт муваффақ бўлинмади. Бу муваффақиятсизликлар сабаби қуйидагидан иборат. 79-§ да кўрсатилганидек, квант системанинг икки ҳолағ орасидаги бирор ўтишига мос келадиган чиқариш чизиғи ва ютилиш чизиғи бир-бирига нисбатан  $2\Delta\omega_R = 2R/\hbar$  га силжиган бўлади, бунда  $R$ —(79.7) формуладан аниқланадиган тепки энергияси. Кўринувчан ёруғлик учун  $2\Delta\omega_R$  силжиш спектрал чизиқнинг  $\delta\omega$  кенглигидан кўп тартибга кичик, шунинг учун чиқариш чизиқлари билан ютилиш чизиқлари деярли устма-уст тушади  $\gamma$ -нурлар учун аҳвол бошқача бўлади.  $\gamma$ -фотоннинг энергияси ва импульси кўринувчан ёруғлик фотонникидан анча катта. Шунинг учун тепки энергияси ( $R$ ) ҳам жуда катта бўлади, бу ҳолда тепки энергиясини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$R = \frac{(\hbar\omega)^2}{2m_{\text{я}}c^2}, \quad (85.1)$$

бу ерда  $m_{\text{я}}$  — ядро массаси.

$\gamma$ -нурлар спектроскопиясида частоталар ўрнига энергиялардан фойдаланиш расм бўлган. Шунинг учун спектрал чизиқ кенглигини, чизиқлар силжишини ва шу каби бошқа катталарни энергия бирликларида ифодалаймиз, бунинг учун тегишли частоталар (масалан,  $\delta\omega$  ёки  $2\Delta\omega_R$ ) Планкнинг  $h$  доимийсига кўпайтирилади. Бу бирликларда спектрал чизиқнинг табиий кенглиги  $\Gamma$  катталик билан [қ. (79.2) формула], чиқариш ва ютилиш чизиқлари  $2R$  катталик билан, чизиқнинг доплерча кенгайиши

$$2D = 2\frac{v}{c} \Delta E_{nm} \approx 2\frac{v}{c} \hbar\omega \quad (85.2)$$

катталик билан характерланади [қ. (79.10)].

Ядроларнинг радиоактив емирилишида одатда энергиялари  $\sim 10$  кэв дан  $\sim 5$  Мэв гача (бу  $10^{19} \div 10^{22}$  сек $^{-1}$  орасидаги  $\omega$  частоталарга,  $\sim 1\text{Å}$  дан  $\sim 10^{-3}\text{Å}$  гача оралиқдаги тўлқин узунлигига мос келади) бўлган  $\gamma$ -квантлар чиқади. Энди  $\hbar\omega = 100$  кэв ва  $m_{\text{я}} = 1,7 \cdot 10^{-22}$  г (атом оғирлиги 100 га тенг) бўлган ҳол учун тепки энергияси ( $R$ ) ни ҳисоблаб чиқарамиз. Бунда  $m_{\text{я}}c^2$  нинг катталиги  $1,7 \cdot 10^{-22} \cdot 9 \cdot 10^{20} = 0,153$  эрг, яъни  $0,153/1,6 \cdot 10^{-12} \approx 10^{11}$  эв бўлади. Демак, (85.1) га мувофиқ,

$$R = \frac{(10^5)^2}{2 \cdot 10^{11}} \approx 0,5 \cdot 10^{-1} \text{ эв},$$

чизиқлар силжиши  $2R$  эса  $10^{-1}$  эв га тенг,

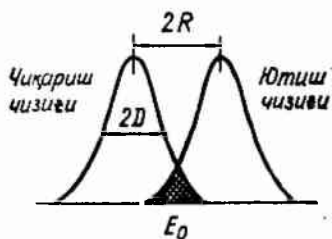
Ядроларнинг уйғонган ҳолатда яшаш вақти  $10^{-12}$  сек ни ташкил қилади. Яшаш вақти бундай бўлганда [қ. (79.1)] спектрал чизиқларнинг табиий кенглиги қуйидагича бўлади:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{1,05 \cdot 10^{-27}}{10^{-12}} = 1,05 \cdot 10^{-15} \text{ эрг} \approx 10^{-3} \text{ эв.}$$

Массаси  $\sim 10^{-22}$  г бўлган ядролар учун иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги уй температураси шароитида тақрибан 300 м/сек га тенг. (85.2) формуладан  $\hbar\omega = 100$  кэв ли чизиқларнинг доплерча кенглиги қуйидагича қиймат олиши келиб чиқади:

$$2D = 2 \frac{3 \cdot 10^2}{3 \cdot 10^8} 10^5 = 2 \cdot 10^{-1} \text{ эв.}$$

$\Gamma$  ва  $2D$  нинг биз топган қийматларини таққосласак, уй температурасида ядролар чиқарадиган спектрал чизиқлар кенглиги асосан доплерча кенглик билан белгиланиб, тахминан 0,2 эв эканини кўрамиз. Чиқариш ва ютилиш чизиқларининг  $2R$  силжиши  $\sim 0,1$  эв эканини юқорида топган эдик. Шундай қилиб, ҳатто 100 кэв энергияли қиёсан юмшоқ  $\gamma$ -нурлар учун ҳам чиқариш ва ютилиш чизиқларининг силжиши спектрал чизиқ кенглиги тартибида бўлар экан. Фотоннинг энергияси ортиши билан  $R$  катталиқ  $D$  га қараганда тезроқ ортади, чунки  $R$  катталиқ  $\omega^2$  га пропорционал [қ. (85.1)],  $D$  эса  $\omega$  га пропорционал [қ. (85.2)]



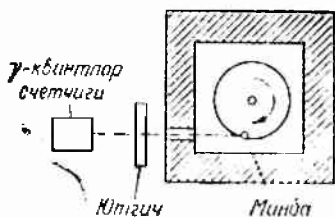
241- расм.

241-расмда  $\gamma$ -фотонларга хос бўлган чиқариш ва ютилиш чизиқларининг узаро жойлашиш манзараси тасвирланган. Чиқарилаётган фотонларнинг унча катта бўлмаган қисмигине (уларнинг нисбий сони чиқариш чизиқларининг тегишли ординаталари билан белгиланади) резонанс ютилишига дуч келиши мумкин, шу билан бирга, уларнинг ютилиш эҳтимоли жуда кичик (бу эҳтимоллик ютилиш чизиқларининг ординаталари билан белгиланади)

$\gamma$ -нурларнинг резонанс ютилишини кузатиш учун тажрибалар қилинган, буларда  $\gamma$ -нурлар манбаи ютувчи моддага томон  $v$  тезлик билан ҳаракатлантирилган. Бунинг учун радиоактив модда айланаётган диск гардишига қўйилган (242-расм). Диск  $\gamma$ -нурларни ютувчи қалин қўرғошнинг филоф ичига жойлаштирилган. Нурлар дастаси ташқарига ингичка канал орқали чиқиб, ютувчи моддага тушади. Ютувчи модда орқасига қўйилган сўтчик ( $\gamma$ -квантлар сўтчиги) ютувчидан утган нурлар интенсивлигини қайд қилади.  $\gamma$ -нурлар манбаи чиқарган нурланиш частотаси Допплер эффекти натижасида  $\Delta\omega = \omega v/c$  миқдоридора ортган, бунда  $v$ —манбанинг ютувчи моддага нисбатан

тезлиги. Диск тезлигини керагича бўладиган қилиб олиб, счётчик ўлчаши бўйича  $\gamma$ -нурлар интенсивлигининг счётчик кўрсатаётган камайишига қараб резонанс ютилишни кузатиш мумкин.

Р. Л. Мёссбауэр 1958 йилда  $\text{Ir}^{191}$  дан (иридийнинг масса сони 191 га тенг бўлган изотопи; қ. 97-§) чиққан  $\gamma$ -нурларнинг ядрога резонанс равишда ютилишини текширди. Бунга тегишли ўтиш энергияси  $\Delta E_{nm} = 129$  кэв, тепки энергияси  $0,05$  эв, уй температурасида доплерча кенгайиш  $\sim 0,1$  эв. Шундай қилиб, чиқариш ва ютилиш чизиқлари қисман устма-уст тушади ва резонанс ютилиш кузатилиши мумкин эди. Ютилишни камайтириш учун Мёссбауэр ютувчи модда ва манбани совитишга қарор қилди, бу йўл билан у доплерча кенгликни ва демак, чизиқларнинг бири-бирини қоплашини камайтиришни



242-расм.

кўзда тутган эди. Бироқ Мёссбауэр кутган камайиш ўрнига резонанс ютилишнинг кучайишини кўрди. Шунда Мёссбауэр 242-расмда тасвирланган (манба ва ютувчи модда совитилдиган) қурилмалан фойдаланиб, манбанинг чизиқли тезлиги секундига бир неча сантиметр бўлганда резонанс ютилишнинг йуқолишига эришди. Тажриба натижалари совитилган  $\text{Ir}^{191}$   $\gamma$ -нурларининг чиқариш ва ютилиш чизиқлари мос келишини ва табиий  $\Gamma$  кенгликка тенг бўлган жуда кичик кенгликка эга эканлигини кўрсатди.  $\gamma$ -квантларнинг эластик (яъни жисмининг ички энергияси ўзгармасдан бўладиган) чиқарилиш ва ютилиш ҳодисаси Мёссбауэр эффекти деб аталди.

Тез орада  $\text{Fe}^{57}$  ва бир қатор бошқа моддаларда ҳам Мёссбауэр эффекти юз бериши топилди;  $\text{Fe}^{57}$  да  $1000^\circ\text{C}$  гача бўлган температураларда Мёссбауэр эффекти юз беради, шунинг учун совитишга зарурат қолмайди. Бундан ташқари,  $\text{Fe}^{57}$  чизигининг табиий кенглиги ниҳоятда кичик бўлади.

Мёссбауэр эффекти мавжуд бўлиши учун зарур шароитларни аниқлаш мақсадда кристалл панжара тугунида жойлашган ядронинг радиоактив емирилиш процессига энергиянинг сақланиш қонунини татбиқ этамиз.  $\Delta E_{nm}$  ўтиш энергияси принцип жиҳатдан қараганда  $\gamma$ -квантга, парчаланган ядрога, бутун ҳолда қаттиқ жисмга ва ниҳоят, панжаранинг тебранишларига тақсимланиши мумкин. Ўтиш энергияси панжаранинг тебранишларига берилганда  $\gamma$ -фотонлар билан бирга фононлар ҳам ҳосил бўлади. Бу имкониятларни анализ қилиб чиқамиз. Ядро панжарадаги ўз ўрнини ташлаб кетиши учун зарур бўлган энергия энг камида  $\sim 10$  эв га тенг бўлади, ҳолбуки тепки энергияси ( $R$ ) электронвольтнинг ўндан бир улушларининг бир нечтасидан ортмайди. Шунинг учун ядроси парчаланган атом

панжарада уз ўрнини ўзгартира олмайди. Бутун қаттиқ жисм олиши мумкин бўлган тепки энергияси фавқуллодда кам, шунинг учун уни ҳисобга олмаса ҳам бўлади [бу энергияни аниқлаш учун (85.1) дэ ядро массаси ўрнига жисм массасини қўйиш лозим]. Шундай қилиб, ўтиш энергияси фақат  $\gamma$ -квант билан фононлар орасидагина тақсимланиши мумкин. Панжаранинг тебранма ҳолати ўзгармаган ва ўтиш энергиясининг ҳаммасини  $\gamma$ -квант олган ҳолдагина Мёссбауэр эффекти юз бериши мумкин. Кристалл панжара тугунида жойлашган ядронинг радиоактив емирилишида  $h\omega_m = k\theta$  ( $\theta$  — Дебай температураси) тарғибдаги энергияли фононлар уйғониш эҳтимоли кичик энергияли фононлар уйғониш эҳтимолидан кўп марта катта бўлади. Дарҳақиқат,  $\omega_m$  частотали тебранишга  $\lambda_{\min} \approx 2d$  узунликдаги тўлқин мос келади (қ. 84-§). Бу ҳолда қўшни атомлар қарам-қарши фазада ҳаракатланади; парчаланаётган атом тепки энергияси ( $R$ ) нинг ҳаммасини олганда ва сўнгра қўшни атомга урилганда шундай бўлиши мумкин. Узунроқ (кичик частотали) тўлқинлар ҳосил қилиш учун бир вақтда бир нечта ( $N$ ) атомни ҳаракатга келтириш зарур, бунинг эҳтимоли эса жуда кам. Бундан ташқари, гарчи охириги ҳолда уйғотиладиган тебраниш энергияси  $N$  марта камайса-да ( $\lambda$  тўлқин узунлиги  $N$  марта ошади,  $h\omega$  эса шунча марта камаяди), тепки энергияси ҳам худди шунча  $N$  марта камаяди (бу энергия тепки олаётган системанинг массасига тескари пропорционалдир). Шундай қилиб, алоҳида атом радиоактив емирилганда оладиган  $R$  тепки энергияси максимал частотали фонон энергиясига тенг ёки катта бўлганда, яъни  $R \geq h\omega_m = k\theta$  шарт бажарилганда панжара тебранишининг уйғониш эҳтимоли катта бўлади.

$R \ll k\theta$  бўлганда ( $Fe^{57}$  учун шундай бўлади) уй температурасидаёқ ядровий ўтишларнинг сезиларли қисми тепкисиз содир бўлади.  $R \sim k\theta$  бўлганда ( $Ir^{191}$  учун шундай бўлади) ўлчаш мумкин бўладиган резонанс ютилиш ҳосил қилиш учун совигиш йўли билан панжарада тебраниш уйғотиш эҳтимолини камайтириш керак.

Мёссбауэр эффекти кашф этилганидан кейин ўтган бир неча йил ичида кенг қўлланила бошланди. Ядро физикасида бу эффект ядролар уйғонган ҳолатининг яшаш вақтини ( $\Gamma$  орқали), шунингдек, ядроларнинг спини, магнит моменти ва электр квадруполь моментини аниқлашда қўлланилади. Қаттиқ жисм физикасида Мёссбауэр эффекти кристалл панжара динамикасини ўрганишда ва кристаллардаги ички электр ва магнит майдонларини текширишда қўлланилади.

Америкалик физиклар Паунд ва Ребка умумий нисбийлик назарияси олдиндан айтиб берган фотон частотасининг гравитацион қизил силжишини (фотон оғирлигини топиш мақсадида) аниқлаш учун Мёссбауэр эффектидан фойдаландилар. Умумий нисбийлик назариясига асосан, гравитацион потенциал ўзгарганда фотоннинг частотаси ўзгариши ке-

рак. Эквивалентлик принципі<sup>1)</sup> деб аталадиган принципга мувофиқ, фотон  $m = h\omega/c^2$  [қ. (57.3)] инерт массага тенг бўлган гравитацион массага эга. Оғирлик кучининг  $g$  тезланиши билан характерланадиган бир жинсли гравитацион майдонда  $mg$  кучга қарама-қарши йўналишда  $l$  йўл босиб ўтишдан фотон энергияси  $mg l = h\omega g l/c^2$  миқдориди камайиши керак<sup>2)</sup>. Демак, фотон энергияси

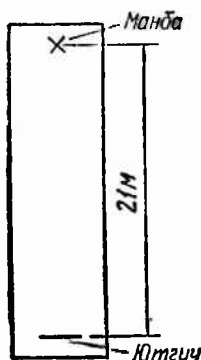
$$h\omega' = h\omega - \frac{h\omega g l}{c^2} = h\omega \left(1 - \frac{g l}{c^2}\right)$$

бўлиб қолади, бундан фотоннинг частотасини топамиз:

$$\omega' = \omega - 1 \left(\frac{g l}{c^2}\right).$$

Бу формулага мувофиқ, фотон частотасининг

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\omega - \omega'}{\omega} = \frac{g l}{c^2} = \frac{\Delta\varphi}{c^2}$$



243- расм.

нисбий ўзгариши гравитацион потенциалнинг  $\Delta\varphi = g l$  ўзгаришига пропорционал.

Қуёш ёки юлдузлардан Ерга келаётган ёруғлик шу ёритгичларнинг кучли тортиш майдонларини енгиб ўтади. Ер яқинида эса ёруғликка кучсиз тезлатувчи майдон таъсир қилади. Шунинг учун юлдузларнинг ҳамма спектрал чизиқлари спектрнинг қизил чегараси томон озгина силжиган булиши керак. Гравитацион қизил силжиш деб аталган бундай силжиш кузатишларда сифат жиҳатдан тўғри эканлиги тасдиқланган.

Паунд ва Ребка бу ҳодисани ер шароитларида топишга уриниб кўрдилар. Улар  $\gamma$ -нурланиш манбаи ( $\text{Fe}^{57}$ ) ва ютувчи

моддани баланд минорада бир-биридан 21 м масофага қуйдилар (243-расм).  $\gamma$ -фотон энергиясининг бу масофани ўтишдаги нисбий ўзгариши атиги

$$\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{g l}{c^2} = \frac{9,81 \cdot 21}{9 \cdot 10^{16}} \approx 2 \cdot 10^{-15}$$

бўлган.

<sup>1)</sup> Эквивалентлик принципи гравитация эффектнинг санақ системасининг тезланиши билан боғлиқ бўлган эффектдан фарқ қилиб бўлмайди деб даъво қилади. Масалан, юқорига йўналган  $g$  тезланиш билан ҳаракатланаётган лифтадаги пружинали тарози кўрсатган оғирлик тинч турган (ёки тезланишсиз ҳаракатланаётган) лифтадаги пружинали тарози кўрсатган оғирликдан икки марта кагта, яъни  $2mg$  бўлади. Бу принципдан гравитацион масса билан инерт массанинг эквивалентлиги келиб чиқади.

<sup>2)</sup> Эслатиб ўтамизки, тулиқ  $mc^2$  энергияга жисминини ташқи кучлар майдонидидаги потенциал энергияси кирмайди (қ. 42-§).

Бу ўзгариш<sup>1)</sup> чиқариш ва ютилиш чизиқларининг нисбий силжишига сабаб бўлади ва резонанс ютилишнинг озгина сусайиши орқали билинади. Бу эффектнинг ниҳоятда кичик бўлишига қарамасдан (силжиш чизиқ кенглигининг  $10^{-2}$  қисмини ташкил этади), Паунд ва Ребка бу силжишни сездилар ва етарли даражада аниқлик билан ўлчай олдилар. Улар топган натижа назарий йўл билан олдиндан айтиб берилган қийматнинг  $0,99 \pm 0,05$  қисмини ташкил қилади. Шундай қилиб, ердаги лабораторияда фотонлар частотасининг гравитацион силжиши мавжудлиги ишончли равишда исботланди.

## 86-§ Лазерлар. Чизиқли бўлмаган оптика

Лазерлар Ёруғликни мажбурий нурланиш (қ. 80-§) ҳисобига кучайтириш ғоясини биринчи бўлиб 1940 йилда совет физиги В. А. Фабрикант ўртага ташлади. Микротўлқин диапазонидаги электромагнитик тўлқинларни кучайтиришда мажбурий нурланишдан фойдаланиш ғоясини 1953 йилда совет олимлари Н. Г. Басов ва А. М. Прохоров ва улардан беҳабар равишда ишлаган америкалик олимлар Таунс ва Вебер ўртага ташлаган эдилар<sup>2)</sup>. Сангиметрли тўлқинлар диапазонида ишлайдиган бунга мос асбоблар мазерлар деб аталган. „Мазер“ сўзи инглизча Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation (микротўлқинларни мажбурий нурланиш ёрдамида кучайтириш) деган номнинг биринчи ҳарфларидан тузилган. 1960 йил Мейман (АҚШ) оптикавий диапазонда ишловчи шундай асбоб яратди. Бу асбобга лазер номи берилди, бу ном Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (ёруғликни мажбурий нурланиш ёрдамида кучайтириш) сўзларининг биринчи ҳарфларидан олиб тузилган. Баъзан лазерлар оптик квант генераторлари деб аталади.

80-§ да аниқланганидек, модда атомларининг  $(E_n - E_m)/h$  частоталаридан бири билан бир хил бўлган  $\omega$  частотали ёруғлик моддага тушаётганда икки процессни вужудга келтиради (бу ерда  $E_n > E_m$ ): 1) атомларнинг  $E_m$  энергияли ҳолатдан  $E_n$  энергияли ҳолатга ўтиши, 2) атомларнинг  $n$  ҳолатдан  $m$  ҳолатга мажбурий ўтиши. Биринчи процессда ёруғлик ютилади ва тушаётган ёруғлик дастаси сусаяди, иккинчисида тушаётган ёруғлик дастасининг интенсивлиги кучаяди. Ёруғлик дастаси интенсивлигининг натижавий ўзгариши икки процессдан қайси бири устун келишига боғлиқ.

1) Агар манба юқорига, ютувчи модда пастга қўйилса, фотон энергияси ортади, шунинг учун частота спектрнинг бинафша томонига силжийди.

2) Басов, Прохоров ва Таунсларга шу ишлари учун 1964 йилда Нобель мукофоти берилди.



Термодинамик мувозанат қарор топган ҳолда атомларнинг турли энергетик ҳолатлар бўйича тақсимланиши Больцман қонуни билан аниқланади:

$$N_i = \frac{N e^{-E_i/kT}}{\sum_j e^{-E_j/kT}} = C e^{-E_i/kT}, \quad (86.1)$$

бунда  $N$  — атомларнинг тўлиқ сони,  $N_i$  —  $T$  температурада  $E_i$  энергияли ҳолатда бўлган атомлар сони (содаллик учун ҳамма энергетик ҳолатлар айнамаган деб фараз қилдик).

Ҳолат энергияси ортиши билан сатҳнинг зичлиги, яъни шу ҳолатдаги атомлар сони камайиши (86.1) формуладан келиб чиқади. Икки сатҳ орасидаги ўтишлар сони бошлангич сатҳ зичлигига пропорционал. Демак, термодинамик мувозанатда турган атомлар системасида тушувчи ёруғлик тўлқинининг ютилиши мажбурий нурланишдан устунлик қилади, натижада тушувчи тулқин моддадан ўтаётганда кучсизланади. Тушувчи тўлқинни кучайтириш учун энергетик сатҳлар зичлигини бирор йўл билан тескарисига ўзгартириш керак, яъни шундай қилиш керакки, катта  $E_n$  энергияли ҳолатда кичик  $E_m$  энергияли ҳолатдагига қараганда кўпроқ атом бўлсин. Бу ҳолда бу атомлар тўплами инверсион зичликка эга дейлади. (86.1) формулага мувофиқ,

$$\frac{N_n}{N_m} = e^{-(E_n - E_m)/kT}.$$

Инверсион зичлик ҳолида  $(E_n - E_m) > 0$  бўлганда  $(N_n/N_m) > 1$  бўлади. (86.1) қонунни бу ҳолга формал равишда татиқ этсак,  $T$  нинг қиймати манфий бўлиб чиқади. Шунинг учун инверсион зичликли ҳолатлар баъзан манфий температурали ҳолатлар деб юритилади. Бу термин жуда шартли термин эканлигини назарда тутиш лозим. Гап шундаки, инверсион зичликли ҳолатлар мувозанатсиз ҳолатлардир. Температура тушунчаси эса фақат мувозанатли ҳолатларга тааллуқлидир.

Энергетик сатҳлари инверсион зичликка эга бўлган моддада мажбурий нурланиш атомларнинг ёруғлик ютишидан ортиқ бўлиши мумкин, натижада тушувчи ёруғлик дастаси моддадан ўтаётганда кучаяди. Ёруғлик ютувчи муҳитдан ўтганда интенсивлигининг ўзгариши

$$I = I_0 e^{-\alpha l} \quad (86.2)$$

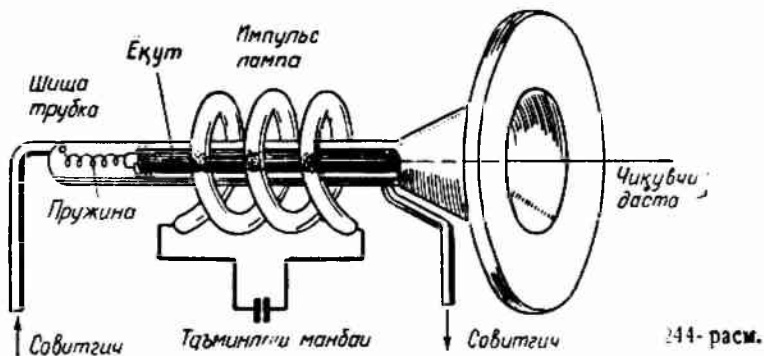
формула билан ифодаланади [қ (46.2)]:

Тушаётган ёруғлик дастаси кучайганда ҳодиса гўё (86.2) формуладаги  $\alpha$  ютиш коэффициенти манфий бўлган ҳолдагидек юз беради. Шунга мувофиқ равишда, инверсион зичликка эга бўлган атомлар тўпланими ютиш коэффициенти манфий бўлган муҳит деб қараш мумкин.

Баъзи моддаларда инверсион зичликли сатҳларни вужудга келтириш усуллари топилгандан кейингина лазердан амал-

да фойдаланила бошланди. Мейман қурган биринчи лазерда иш жисми қилиб пушти ранг ёқутдан ясалган цилиндрик стержень олинган эди. Стержень диаметри 1 см чамасида, узунлиги 5 см чамасида бўлган. Ёқут стерженнинг учлари яхшидаб силлиқланган бўлиб, улар бир-бирига роса параллел бўлган кўзгудек эди. Унинг бир учи шаффоф бўлмаган қалнин кумуш қатлами билан, иккинчи учи ўзига тушган энергиянинг 8% ини ўтказадиган кумуш қатлами билан қопланган.

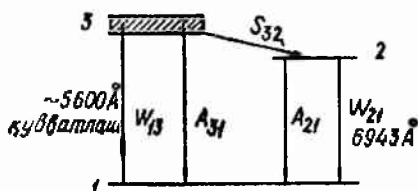
Ёқут алюминий оксиди ( $Al_2O_3$ ) бўлиб, бунда алюминийнинг баъзи атомлари ўрнида хром атомлари туради. Хром концентрацияси қанча катга бўлса, кристаллнинг ранги шунча тўқ бўлади. Хром ионлари  $Cr^{+++}$  ёруғлик ютганда ёқут кристаллида хром шундай ҳолда бўлади; уйғонган ҳолатга ўтади. Хром иони асосий ҳолатга икки босқичда қайтиб утади. Уйғонган ионлар биринчи босқичда ўз энергиясининг бир қисмини панжарага бериб, метастабил ҳолатга утади. Метастабил ҳолатдан асосий ҳолатга ўтиш танлаш қондасига асосан тақиқланган. Шунинг учун метастабил ҳолатда ионнинг ўртача яшаш вақти ( $\sim 10^{-3}$  сек) одатдаги уйғонган ҳолатдаги яшаш вақтидан ( $у 10^{-8}$  сек тартибдаги катталиқ) тақрибан  $10^5$  марта катта. Иккинчи босқичда ионлар метастабил ҳолатдан асосий ҳолатга<sup>1)</sup>  $\lambda = 6943$  Å ли фотон чиқариб ўтади. Тўлқин узунлиги худди шундай бўлган фотонлар таъсирида, яъни мажбурий нурланишда хром ионлари метастабил ҳолатдан асосий ҳолатга спонтан равишда нурланишдагидан анча тез ўтади.



Лазерда ёқутни кенг полосали частотада ёруғлик берадиган импульсли ксенон лампа ёритади (244-расм). Лампанинг қуввати етарлича бўлганда хром ионларининг кўпчилиги уйғонган ҳолатга ўтади. Лазернинг иш жисмига атомларни уйғонган

<sup>1)</sup> Танлаш қондаси абсолют тўғри деб ҳисобланмайди. Тақиқланган ўтишлар эҳтимоли рухсат этилган ўтишлар эҳтимолидан анча кам, лекин бари бир ноҳан фарқли.

ҳолатга ўтказиш учун керакли бўладиган энергия узатиш процесси қувватлаш (подкачка) дейилади.  $Cr^{+++}$  ионларнинг сатҳлар схемасида (245-расм) қувватлаш ҳисобига ионлар уйғониши  $W_{13}$  стрелка билан кўрсатилган.  $\mathcal{E}$  билан белгиланган сатҳнинг яшаш вақти<sup>1)</sup> жуда қисқа ( $\sim 10^{-8}$  сек). Бу вақт давомида баъзи ионлар спонтан равишда  $\mathcal{E}$  полосадан асосий 1 сатҳга ўтади.



245-расм.

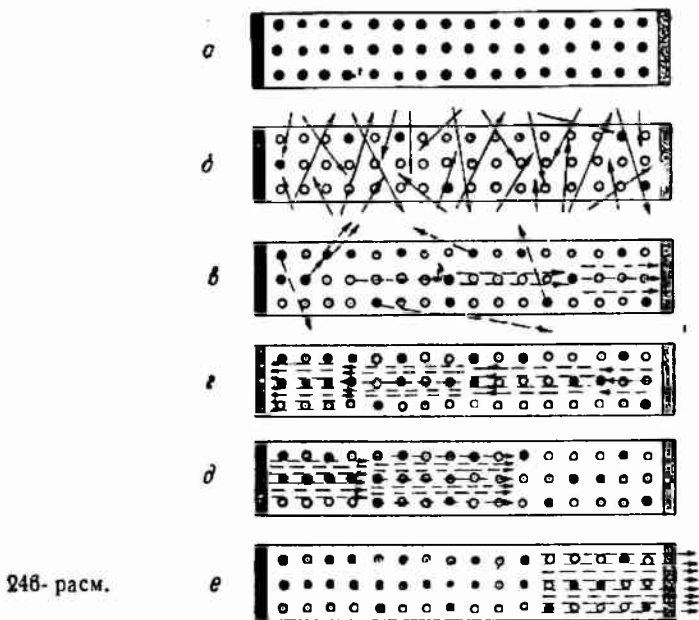
Ионларнинг бундай ўтиши  $A_{31}$  стрелка билан кўрсатилган. Бироқ ионларнинг кўпчилиги 2 билан кўрсатилган метастабил ҳолатга ўтади ( $S_{32}$  стрелка билан кўрсатилган ўтиш эҳтимоли  $A_{31}$  ўтиш эҳтимолидан анча катта). Қувватлаш етарлича катта бўлганда 2 сатҳда турган хром ионлари сони 1 сатҳдаги ионлар сонидан ортиб кетади. Демак, 1 ва 2 сатҳлар инверсияси содир бўлади.

$A_{21}$  стрелка метастабил ҳолатдан асосий ҳолатга спонтан равишда ўтишни тасвирлайди. Бунда чиқарилган фотон мажбурий равишда қўшимча фотонлар чиқишига сабаб бўлиши мумкин ( $W_{21}$  ўтиш), булар эса ўз навбатида мажбурий нурланишни вужудга келтиради ва ҳоказо. Шундай қилиб, фотонлар каскади ҳосил бўлади. Мажбурий нурланишда ҳосил бўладиган фотонлар тушувчи фотонлар йўналишида учали.

Ҳаракат йўналиши кристалл стержень ўқи билан кичик бурчак ҳосил қилган фотонлар намунанинг учларидан кўп марта қайтади. Шунинг учун кристаллда уларнинг йўли жуда катта бўлади, натижада фотонлар каскади ўқ йўналишида ниҳоятда ўсиб боради. Бэчқа йўналишларда спонтан равишда чиққан фотонлар кристаллнинг ён сирти орқали чиқиб кетади.

Баён қилинган процесслар 246-расмда схематик равишда тасвирланган. Импульс олишдан олдин хром ионлари асосий ҳолатда турган бўлади (246-а расмдаги қора тўғараклар) Қувватлаш ёруғлиги (246-б расмдаги туташ стрелкалар) ионларнинг кўпчилигини уйғонган ҳолатга ўтказди (оқ тўғараклар). Уйғонган ионлар спонтан равишда кристалл ўқиға параллел йўналишда (бошқа йўналишларда чиққан фотонлар кристаллда чиқиб кетади) фотонлар нурлай бошлаганда (246-в расмдаги пунктир стрелкалар) фотонлар каскади ривожлана бошлайди. Фотонлар мажбурий нурланиш ҳисобига кўпайиб боради. Бу процесс ривожланиб бораверади (246-г ва д расм), чунки фотонлар кристалл учларидан кўп марта қайтиб, кристалл бўйлаб ўтади. Фотонлар дастаси етарлича интенсивлашганда унинг

<sup>1)</sup> Бу сатҳ бир-бирига яқин жойлашган сатҳлар тўпламидан ташкил топган полосадан иборат.

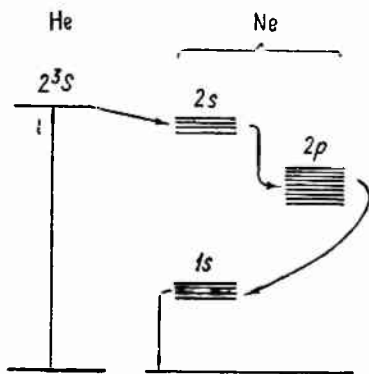


246- расм.

бир қисми кристаллнинг яримшаффоф учи орқали чиқади (246- *e* расм).

Ёқутли лазерлар импульсли режимда ишланди (такрорланиш частотаси минутига бир нечта импульс тартибда бўлади) Кристалл ичида кўп миқдорда иссиқлик ажралади. Шунинг учун уни тез совитиб туриш керак, бунда суюқ ҳаводан фойдаланилади.

1961 йилда гелий билан неон аралашмасида ишлайдиган газли лазер қурилди, буни Жаван таклиф этган эди. Бу асбобда қувватлаш энергияси милтиллама разряд ҳисобига берилади. Разряд найи 1 мм сим. уст. га тенг босим остидаги гелий ва 0,1 мм сим. уст. га тенг босим остидаги неон газлари аралашмаси билан тўлдирилади. Най учларида ясси-параллел кўзгулар бўлиб, улардан бири яримшаффоф қилиб тайёрланган. Разряд He атомларини уйғотиб, уларни метастабил  $2^3S$  сатҳга ўтказди (247-расм). He нинг уйғонган атомлари асосий ҳолатда турган Ne атомлари билан тўқнашади ва уларга ўз энергиясини узади.



247- расм.

Натижада Ne атомлари  $2s$  сатҳга<sup>1)</sup> ўтади, оқибатда  $2s$  ва  $2p$  сатҳларнинг инверсион зичлиги вужудга келади.  $2s \rightarrow 2p$  ўтиш лазер нурланишини беради. Ne атомларининг  $2p$  сатҳдан  $1s$  сатҳга тез ўтиши туфайли Ne атомлари  $2p$  ҳолатда йиғилиб қолмайди.  $2s$  сатҳ тўртта сатҳчадан,  $2p$  сатҳ эса унта сатҳчадан иборат. Танлаш қондаси  $2s$  сатҳчалардан  $2p$  сатҳчаларга  $30$  та ўтишга рухсат беради, улар  $0,6$  дан  $5,4$  мк гача тўлқин узунлигига тўғри келади. Улардан энг интенсиви  $11530 \text{ \AA}$  тўлқин узунликли  $2s_2 - 2p_4$  ўтишдир. Шундай қилиб, бу лазер ифрақизил нурланиш ҳосил қилади (генерациялайди). Газли лазерлар узлуксиз режимда ишлайди ва интенсив совиштишга муҳтож эмас.

1963 йилда яримўтказгичли биринчи лазерлар яратилди.

Лазерлар нурланишининг бир қатор ажойиб хусусиятлари бор. Лазер нурланиши: 1) вақт ва фазода когерент, 2) қатъий монохроматик ( $\Delta\lambda \sim 0,1 \text{ \AA}^\circ$ ), 3) қуввати катта ва 4) дастасингичка бўлади.

Лазер нурланишининг юксак даражада когерент бўлиши лазерлардан радиоалоқа, хусусан, космосда тайинли бир йўналишда радиоалоқа ўрнатилиш мақсадларида фойдаланишга кенг йўл очиб беради. Агар ёруғликни модуляциялаш ва демодуляциялаш методи топилса, ҳажми катта ахборот узатиш мумкин бўлади: битта лазер ҳажм жиҳатидан АҚШ нинг шарқий соҳили билан ғарбий соҳили орасидаги бутун алоқа системаси ўрнини боса олган бўлур эди.

Лазер бераётган ёруғлик дастасининг бурчак ҳисобидаги кенглиги шунчалик кичикки, телескопик фокуслашдан фойдаланилганда, ой юзида атиги  $3$  км диаметрли ёруғ доғ ҳосил қилиш мумкин. Ёруғлик дастасининг ингичка ва қуввати катта бўлиши қуёш ёруғлигини фокуслаб олиндиган энергия оқими зичлигидан  $1000$  марта катта бўлган энергия оқими зичлигини линза ёрдамида фокуслаш йўли билан олишга имкон беради. Қувватининг зичлиги бу қадар юқори бўлган ёруғлик дастасидан жисмларга механик ишлов беришда, пайвандлашда, химиявий реакцияларнинг боришига таъсир қилишда ва бошқа жойларда фойдаланиш мумкин.

Юқорида айтилганлар лазернинг ҳамма имкониятларини уз

<sup>1)</sup> Гелидан бошқа инерт газлар атомининг уйғонган ҳолати учун р-с-сель-саундерс боғланиши эмас, балки уйғонган электронининг орбитал моменти билан атом қолдигининг тўла моменти орасидаги боғланиш характерлидир. Шу сабабли бундай ҳолатларга (74.1) кўринишидаги белгиларни ишлатиб бўлмайди. Ҳолатни характерловчи бешта квант сонни ҳақидаги маълумотни уз ичига олувчи белгилар жуда қўпол; уларни Рака таклиф этган. Шунинг учун амалда неон ва бошқа оғир инерт газларнинг уйғонган ҳолатларини белгилаш учун Пашен таклиф қилган ихчам белгилаш усулидан фойдаланилади. Унда  $np^2(n+1)s$  конфигурацияли биринчи уйғонган ҳолат  $1s$  орқали (унинг  $4$  та сатҳчаси бор),  $np^2(n+1)p$  конфигурацияли галдаги уйғонган ҳолат  $2p$  орқали ( $10$  та сатҳчага эга) белгиланади ва ҳ к. Инерг газлар атомларининг асосий ҳолати учун (74.1) кўринишидаги белгилашдан фойдаланиш мумкин (қ. 6-жадвал).

ичига ололмайди. Лазер энг янги типдаги ёруғлик манбаи бўлиб, ундан фойдаланиш мумкин бўлган ҳамма соҳаларни ҳозирча кўз олдимишга келтиришимиз қийин<sup>1)</sup>.

**Чизиқли бўлмаган оптика.** Одатдаги ёруғлик манбалари ёрдамида олинган ёруғлик тўлқинидаги электр майдонининг  $E$  кучланганлиги моддала электронларга таъсир қилувчи ички микроскопик майдон кучланганлигига нисбатан жуда кичик. Шу сабабли муҳитнинг оптикавий хусусиятлари (жумладан, синдириш кўрсаткичи) ва кўпгина оптикавий ҳодисалар характери ёруғликнинг интенсивлигига боғлиқ бўлмайди. Бундай ҳолда ёруғлик тўлқинларининг тарқалиши чизиқли дифференциал тенгламалар билан тавсифланади. Шунинг учун лазерлар ишлатилишидан олдинги оптикани чизиқли оптика деб аташ мумкин. Шунини қайд қиламизки, ёруғлик тўлқинларининг суперпозиция принципи (геометрик оптикада ёруғлик нурларининг мустақиллик қонуни билан ифодаланадиган принцип) фақат чизиқли оптикадагина ўринлидир. Тўғри лазерлар яратилишидан олдин ҳам оптикада чизиқли бўлмаган ҳодисалар маълум эди. Масалан, улар жумласига ёруғликнинг комбинацион сочилиши (қ. 83-§) киради. Комбинацион сочилишда монохроматик ёруғлик тўлқинининг частотаси ўзгаради, бу эса процесснинг чизиқли эмаслигини билдиради. Бироқ жуда кўп ҳолларда оптикавий процесслар чизиқли процесслар бўлган.

Ёруғликнинг квант генераторлари яритилгандан сўнг оптикада аҳвол анча ўзгарди. Лазерлар майдонининг кучланганлиги атомлардаги микроскопик майдон кучланганлиги катталигича бўлган ёруғлик тўлқинлари ҳосил қилишга имкон беради. Бундай майдонларда синдириш кўрсаткичи  $E$  кучланганликка боғлиқ бўлади. Бу ҳолда суперпозиция принципи бузилади, муҳитда тарқалаётган турли тўлқинлар бир-бирига таъсир қилади ва чизиқли бўлмаган бир қатор оптикавий ҳодисалар вужудга келади. Улардан баъзилари ҳақида қисқача тўхталиб ўтамиз.

**Ёруғликнинг чизиқли бўлмаган қайтиши.** Интенсивлик катта бўлганда қайтган ёруғликда тушувчи нурланишнинг иккинчи гармоникасидаги нурланиш пайдо бўлади, яъни тушувчи ёруғлик частотасига тенг бўлган  $\omega$  частотали қайтган нурдан ташқари,  $2\omega$  частотали қайтувчи нур кузатилади.  $2\omega$  частотали қайтган нурнинг йўналиши  $\omega$  частотали қайтган нур йўналиши билан бир хил бўлмайди.

**Ёруғликнинг ўз-ўзидан фокусланиши.** Интенсивлик одатдагича бўлганда бошда параллел чегараланган ёруғлик дастага вакуумда ёки бошқа бирон муҳитда тарқалаётганда дифракция туфайли ёйилади, бунинг натижасида даста дифракцион ёйилади. Ёруғлик дасталари суюқликлар ва баъзи кристалларда тарқалаётганда дастанинг қуввати ортиши билан ёйилиши камайар экан. Критик қувват деб аталувчи маълум бир қувватда

<sup>1)</sup> Лазер нурланишининг ажойиб татбиқотларидан бири бўлмиш голография ҳақида иловада гапирилади.

даста ҳеч ёйилмасдан (кенгаймасдан) тарқалади. Ниҳоят, қувват критик қувватдан катта бўлганда даста қисилади—муҳитда даста ўз-ўзидан фокусланади. Бу ҳодисанинг сабаби шуки,  $E$  кучланганлик ортганда синдириш кўрсаткичи ортади, даста эгаллаган муҳит оптикавий жиҳатдан анча зич бўлиб қолади, бу эса нурларнинг даста ўқиға томон эгилишиға, яъни дастанинг қисилишиға олиб келади.

**Оптикавий гармоникалар.** Лазер бераётган қувватли ёруғлик дастаси суяқлик ва кристалларда сочилганда тушувчи нурланиш частотасиға тенг  $\omega$  частотали ёруғликдан ташқари,  $2\omega$ ,  $3\omega$  ва ҳоказо частотали сочилган ёруғлик кузатилади. Сочилган ёруғликнинг бу спектрал компоненталари оптикавий гармоникалар дейилади. Оптикавий гармоникалар интенсивлиги анча катта бўлиши мумкин; баъзи кристалларда гармоникалар нурланишиға сочилган нурланиш қувватининг 50% миқдори ўтиши мумкин.

**Кўп фотонли процесслар.** Ёруғлик интенсивлиги одатдагича бўлганда  $\omega$  частотали фотоннинг  $h\omega$  энергияси атом ёки молекуланинг энергетик сатҳларининг  $E_2 - E_1$  айирмасиға тенг бўлган ҳолдаги фотон ютилади. Бу ҳолда ёруғликнинг модда билан бўладиган ўзаро таъсирининг элементар актида битта фотон ютилади. Нурланиш интенсивлиги катта бўлганда элементар актда иккита ёки ундан кўп фотон ютилиши мумкин. Бундай ҳолда фақат  $\omega = (E_2 - E_1)/h$  частотали эмас, балки  $\omega/2$ ,  $\omega/3$  ва ҳоказо частотали ёруғлик ютилиши мумкин. Бундай ютилиш процесслари кўп фотонли ютилиш (хусусан, икки фотонли, уч фотонли процесслар ва ҳоказо) дейилади.

Иккита монохроматик манбанинг ёруғлик майдонида ҳам кўп фотонли ютилиш юз бериши мумкин. Агар бу манбалар частоталарининг йиғиндиси  $\omega_1 + \omega_2 = (E_2 - E_1)/h$  шартни қаноатлантурса, иккала частотадаги нурланиш сезиларли ютилади. Бунинг учун иккала нурланиш катта қувватға эға бўлиши шарт эмас. Уларнинг натижавий интенсивлиги катта бўлиши етарлидир. Шунинг учун лазер ёруғлиги билан туташ спектр берадиган одатдаги манба ёруғлиги қўшилганда кўп фотонли ютилиш ҳодисасини кузатиш мумкин.

Шунингдек, кўп фотонли фотоэффект (атомларнинг кўп фотонли ионланиши) ҳодисаси ҳам бўлади. Одатдаги (бир фотонли) фотоэффект ҳодисаси фотон энергияси атомнинг ионланиш энергиясидан катта бўлгандаги частоталарда юз бергани ҳолда кўп фотонли фотоэффект бундан  $n$  марта кичик частоталарда юз бериши мумкин ( $n$ —ўзаро таъсирнинг элементар актида иштирок этувчи фотонлар сони). Инерт газларнинг етти фотонли ионланиши ишончли равишда қайд қилинди.

Чизиқли бўлмаган ҳодисаларнинг биз айтиб ўтган саноклиги мисоллари оптиканинг жадал ривожланаётган янги соҳаси—чизиқли бўлмаган оптика ҳақида тасаввур ҳосил қилиш учун етарлидир.

# III ҚИСМ

## АТОМ ЯДРОСИ ФИЗИКАСИ ВА ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ

---

### XIV БОБ

Атом ядроси

#### 37-§ Атом ядросининг таркиби ва характеристикаси

Атом ядроси икки хил элементар зарралардан — протонлар ва нейтронлардан иборат. Бу зарралар нуклонлар деб аталади.

**Протон.** Протон ( $p$ ) водород атомининг ядросидир. Унинг заряди  $+e$  ва массаси

$$m_p = 938,2 \text{ Мэв}^1. \quad (87.1)$$

Таққослаш учун электроннинг энергия бирликларида ифодаланган массаси

$$m_e = 0,511 \text{ Мэв} \quad (87.2)$$

эканини айтиб утамиз.

(87.1) билан (87.2) ни таққосласак,  $m_p = 1836 m_e$  эканлиги келиб чиқади.

Протоннинг яримга тенг спини ( $s=1/2$ ) ва  $\mu_p = +2,79\mu_o$  га тенг бўлган хусусий магнит моменти бор, бунда

$$\mu_o = \frac{eh}{2m_p c} = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/га усс} \quad (87.3)$$

магнит моментининг бирлиги бўлиб, ядро магнетони деб аталади. Буни (71.3) билан таққосласак,  $\mu_o$  ядро магнетони  $\mu_N$  Бор магнетонидан 1836 марта кичик эканлиги келиб чиқади. Бинобарин, протоннинг хусусий магнит моменти электроннинг магнит моментидан тахминан 660 марта кичик.

**Нейтрон.** Электр зарядига эга бўлмаган, массаси

$$m_n = 939,5 \text{ Мэв}, \quad (87.4)$$

яъни протон массасига яқин бўлган зарра<sup>2)</sup> нейтрон ( $n$ ) дейлади. Нейтрон ва протон массалари орасидаги фарқ  $m_n - m_p =$

<sup>1)</sup> Ядро физикасида массаларни энергия бирликларида ифодалаш қабул қилинган, бунинг учун масса  $e^2$  га кўпайтирилади. Массанинг атом бирлиги (м.а.б.) деб аталувчи бирлик ҳам қўлланилади, 1 м.а.б. =  $1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 931 \text{ Мэв}$ .

<sup>2)</sup> Нейтронни 1932 йилда инглиз физиги Ж. Чедвик топган.



$= 1,3$  Мэв, яъни  $2,5 m_e$ . Нейтроннинг яримга тенг спини ( $s = 1/2$ ) ва

$$\mu_n = -1,91 \mu_0$$

га тенг бўлган хусусий магнит моменти (электр заряди бўлмаसा ҳам) бор (манфий ишора хусусий механик ва магнит моментларининг қарама-қарши йўналганлигини билдиради).

Нейтрон эркин ҳолатда беқарор (радиоактив) бўлиб, у ўз-ўзидан бўлиниб кетади. У бўлинганда ўзидан электрон ( $e^-$ ) ва антинейтрино деб аталадиган ( $\nu$ ) битта зарра (қ. 101-§) чиқариб, протонга айланади. Нейтроннинг ярим емирилиш даври  $\sim 12$  минут. Емирилиш схемасини қуйидагича ёзиш мумкин:



Антинейтронининг тинчликдаги массаси нолга тенг. Юқорида кўрганимиздек, нейтроннинг массаси протон массасидан  $2,5 m_e$  қадар ортиқ.

Бинобарин, нейтроннинг массаси (87.5) тенгламанинг ўнг томонидаги ҳамма зарралар массаларининг йиғиндисидан  $1,5 m_e$ , яъни  $0,77$  Мэв ортиқ. Бу энергия нейтрон емирилганда ҳосил буладиган зарралар кинетик энергияси сифатида ажралади.

Атом ядросининг характеристикаси. Ядро таркибидаги протонлар сони ( $Z$ ) унинг  $+Ze$  га тенг бўлган зарядини белгилайди.  $Z$  сони атом номери (Менделеев даврий жадвалида химиявий элементнинг тартиб номерини курсатади) ёки ядронинг заряд сони дейилади.  $\Delta$

Ядрогаги нуклонлар сони (яъни протон ва нейтронлар йиғиндиси)  $A$  билан белгиланади, бу сон ядронинг масса сони дейилади. Ядрогаги нейтронлар сони  $N = A - Z$ .

Ядролар

символ билан белгиланади, бунда  $X$  деб элементнинг химиявий симболи тушунилади. Унинг ўнг томонида юқорига масса сони, чап томонида пастга атом номери қўйилади (буниси кўпинча ёзилмайди).

Кўп химиявий элементлар масса сони ( $A$ ) нинг қиймати билан фарқ қилувчи бир нечтадан изотопга эга бўлади. Масалан, водороднинг учта изотопи бор:

- ${}_1\text{H}^1$ —одатдаги водород ёки протий ( $Z=1, N=0$ ),
- ${}_1\text{H}^2$ —оғир водород ёки дейтерий ( $Z=1, N=1$ ),
- ${}_1\text{H}^3$ —третий ( $Z=1, N=2$ )<sup>1)</sup>

Кислороднинг учта барқарор изотопи бор:  ${}_8\text{O}^{16}$ ,  ${}_8\text{O}^{17}$ ,  ${}_8\text{O}^{18}$ , қалайники 10 та ва ҳоказо.

<sup>1)</sup> Дейтерий D симболи билан, третий T симболи билан ҳам белгиланади.

Изотоплар протонлар сони ( $Z$ ) бир хил бўлган ядролардир. Масса сони ( $A$ ) бир хил бўлган ядролар изобарлар дейилади. Бунга мисол қилиб  ${}_{18}\text{Ar}^{40}$  ва  ${}_{20}\text{Ca}^{40}$  ларни кўрсатиш мумкин. Нейтронлари сони  $N = A - Z$  бир хил бўлган ядролар изотонлар дейилади ( ${}_{6}\text{C}^{13}$ ,  ${}_{7}\text{N}^{14}$ ). Ниҳоят,  $Z$  ва  $A$  сонлари бир хил, лекин ярим ёмирилиш даври бошқача бўлган радиоактив ядролар ҳам мавжуд. Улар изомерлар дейилади. Масалан,  ${}_{35}\text{Br}^{80}$  ядронинг иккита изомери бор, улардан бирининг ярим ёмирилиш даври 18 *минут*, иккинчисиники 4,4 соат.

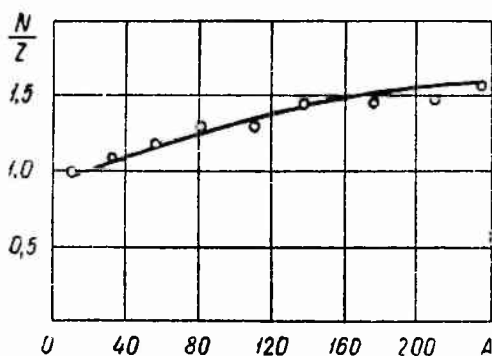
Ядро радиуси қуйидаги формула билан анча аниқ топилади:

$$r = 1,3 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см} = 1,3 A^{1/3} \text{ ферми} \quad (87.6)$$

(ферми—ядро физикасида қўлланиладиган узунлик бирлиги бўлиб, у  $10^{-13}$  см га тенг). (87.6) муносабатдан ядронинг ҳажми ундаги нуклонлар сонига пропорционал эканлиги келиб чиқади.

Ҳозирги вақтда  $Z$  ёки  $A$  нинг қиймати билан ёки ҳар иккаласи билан фарқ қилувчи 1500 чамаси ядро маълум. Бу ядроларнинг  $1/4$  қисми барқарор бўлиб, қолганлари радиоактивдир. Кўп ядролар ядро реакциялари ёрдамида сунъий йўл билан олинган.

Табиатда  $Z$  сони 1 дан 92 гача бўлган элементлар бор; булар жумласига технеций ( $\text{Tc}$ ,  $Z = 43$ ) ва прометий ( $\text{Pm}$ ,  $Z = 61$ )



248-расм.

кирмайди. Плутоний ( $\text{Pu}$ ,  $Z = 94$ ) сунъий йўл билан олингандан кейин алдама смола деб аталадиган табиий минералда жуда кам миқдорда топилган. Қолган трансурани элементлар (яъни урандан кейинги,  $Z$  сони 93 дан 104 гача бўлган элементлар) ҳар хил ядро реакциялари воситасида сунъий йўл билан олинган.

Урандан кейин келадиган кюриий (96  $\text{Ct}$ ), эйнштейний (99  $\text{Es}$ ), фермий (100  $\text{Fm}$ ) ва менделевий (101  $\text{Md}$ ) элементларига Пьер ва Мария Кюри, А. Эйнштейн, Э. Ферми ва Д. И. Мен-

делеев каби машҳур олимларнинг номи берилган. Лоуренсий 103 Lw) циклотрон ихтирочиси Э. Лоуренс номи билан аталган.

104-элементи 1964 йилда СССР да Дубнадаги Ядро тадқиқотлари бирлашган институтининг Ядро реакциялари лабораториясида Г. Н. Флеров ва унинг илмий ходимлари топдилар. Бу элементни топишда плутонийдан ( $Z=94$ ) ясалган нишонга  $^{115}\text{Mev}$  гача тезлатилган  $^{10}\text{Ne}^{23}$  ( $Z=10$ ) ионлар дастасини ёғдирдилар. Бу 104-элемент машҳур совет физиги И. В. Курчатов шарафига „курчатовий“ деб аталди.

Барқарор ядроларда нейтронлар сони ( $N$ ) нинг протонлар сони ( $Z$ ) га нисбати тайинли бир қийматга эга бўлади. Енгил ядроларда бу нисбат бирга яқин. Ядрогаги нуклонлар сони орта бориши билан  $N/Z$  нисбат ортади, уран учун бу нисбат 1,6 га етади (қ. 248-расм; унда абсциссалар ўқига масса сони  $A$ , ординаталар ўқига  $N/Z$  нисбат қўйилган; расмдаги нуқталар баъзи барқарор ядроларга тегишли).

**Ядро спини.** Нуклонлар спини қўшилиб, ядронинг натижавий спинини ҳосил қилади. \*Нуклон спини  $1/2$  га тенг. Шу сабабли моментларни қўшишнинг квант қонунларига мувофиқ, ядро спинининг  $l$  квант сони нуклонлар сони ( $A$ ) тоқ бўлганда ярим бутун ва  $A$  жуфт бўлганда бутун ёки ноль қийматга эга бўлади. Ядролар спинининг  $l$  сони бир неча бирликдан ортмайди. Бу эса ядрога кўпчилик нуклонлар спини антипараллел жойлашиб, бир-бирини компенсациялашини кўрсатади. Ҳамма жуфт-жуфт<sup>1)</sup> ядроларда (яъни протонлари сони жуфт ва нейтронлари сони жуфт бўлган ядроларда) спин нолга тенг.

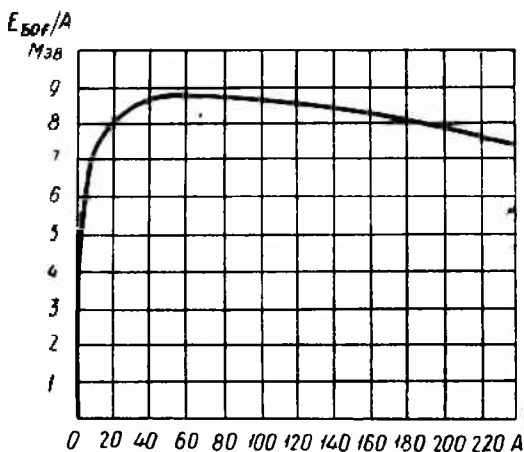
Ядронинг натижавий  $M_l$  моменти электроний қобиқнинг  $M_l$  моменти билан қўшилиб, атомнинг тўла  $M_F$  моментини ҳосил қилади, бу тўла момент  $F$  квант сони билан аниқланади.

Магнит моментлари механик моментларга боғлиқдир. Электронларнинг магнит моментлари билан ядронинг магнит моментлари орасидаги ўзаро таъсир шунга олиб келадики, атомнинг  $M_l$  ва  $M_s$  моментларнинг турли ўзаро ориентациясига (яъни  $F$  нинг турлича қийматларига) мос келувчи ҳолатлари озгина фарқ қилувчи энергияга эга бўлади. Спектрнинг нозик структураси  $\mu_L$  ва  $\mu_S$  моментларнинг ўзаро таъсирига боғлиқ (қ. 72 §). Атом спектрларининг ўта нозик структураси  $\mu_L$  ва  $\mu_S$  ларнинг ўзаро таъсири билан белгиланади. Спектрал чизиқларнинг ўта нозик структурага тегишли бўлиниши шунчалик кичикки (ангстремнинг юздан бир улушларининг бир нечаси тартибда), уни ажрата олиш кучи жуда юқори бўлган асбоблар билангина кузатиш мумкин.

1)  $Z$  ва  $N$  лари тоқ бўлган ядролар тоқ-тоқ ядролар,  $Z$  ва  $N$  лардан бири жуфт, иккинчиси тоқ бўлган ядролар жуфт-тоқ ядролар дейилади.

## 88-§. Ядро массаси ва боғланиш энергияси

Ядронинг  $m_n$  массаси унинг таркибига кирувчи ҳамма зарралар массаларининг йиғиндисидан ҳамиша кичик<sup>1)</sup>. Чунки нуклонлар бирикиб ядро ҳосил қилганда нуклонларнинг ўзаро боғланиш энергияси ажралиб чиқади.  $E_{\text{боғ}}$  боғланиш энергияси ядро таркибдаги нуклонларни ажратиш ва уларни бир-бири билан деярли таъсир қилишмайдиган масофага узоқлаштириш учун бажариш зарур бўлган ишга тенг. Шундай қилиб, ядро энергияси ўзаро таъсирлашмайдиган нуклонлар системаси энергиясидан  $E_{\text{боғ}}$  миқдоридан кичик. Масса билан энергиянинг ўзаро боғланиш қонунига мувофиқ [(қ. 42.9)], жисм энергия-



249- рәсм.

си  $\Delta E$  миқдоридан камайганда унинг массаси эквивалент равишда  $\Delta m = \Delta E/c^2$  миқдоридан камайиши керак. Бинобарин, ядро-даги нуклонларнинг боғланиш энергияси қуйидагига тенг:

$$E_{\text{боғ}} = c^2 \{ [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_n \}. \quad (88.1)$$

Агар протоннинг  $m_p$  массаси ўрнига водород атомининг  $m_n$  массаси, ядронинг  $m_n$  массаси ўрнига атомнинг  $m_n$  массаси қўйилса ҳам бу муносабат деярли ўзгармайди. Дарҳақиқат, агар электронларнинг ядро боғланишининг қиёсан жуда кичик бўлган энергияси ҳисобга олинмаса, бу алмаштиришлар катта қавс ичидаги ифоданинг камаювчисига ва айрилувчисига  $Zm_e$  га тенг бўлган бир хил катталиқни қўшишни билдиради. Шундай қилиб, (88.1) ифодани

$$E_{\text{боғ}} = c^2 \{ [Zm_n + (A - Z)m_n] - m_n \} \quad (88.2)$$

кўришишда ёзиш мумкин.

1) Типчиликдаги масса назарда тутилади.

Бу муносабат (88.1) дан қулайроқдир, чунки жадвалларда ядролар массаси эмас, балки атомлар массаси берилади.

Таркибида иккита протони ( $Z=2$ ) ва иккита нейтрони ( $A-Z=2$ , бўлган  ${}^4_2\text{He}$  ядролаги нуклонларнинг боғланиш энергиясини топамиз.  ${}^4_2\text{He}$  атомининг массаси 4,00260 м. а. б. га тенг, унга 3728,0 Мэв мос келади.  ${}^1_1\text{H}$  водород атомининг массаси 1,00815 м. а. б. [938,7 Мэв; (87.1) билан таққосланг]. Нейтрон массаси (87.4) қийматга тенг. Бу катталикларни (88.2) га қўйиб, боғланиш энергиясини топамиз:

$$E_{\text{боғ}} = [2 \cdot 938,7 + 2 \cdot 939,5] - 3728,0 = 28,4 \text{ Мэв.}$$

Гелий ядросида битта нуклонга 7,1 Мэв боғланиш энергияси тўғри келади<sup>1)</sup>. Таққослаш учун атомлардаги валентлик электронларнинг боғланиш энергияси бундан  $10^6$  марга кичик ( $10^8$  тартибида) бўлишини кўрсатиб ўтамиз. Бошқа ядроларда солиштирма боғланиш энергияси, яъни битта нуклонга тўғри келувчи боғланиш энергияси ( $E_{\text{боғ}}/A$ ) тақрибан гелийдагидек қийматга эга бўлади. 249- расмда  $E_{\text{боғ}}/A$  нинг  $A$  масса сонига боғланиш графиги тасвирланган. Масса сони 50—60 тартибида бўлган ядроларда (яъни  $\text{Sr}$  дан  $\text{Zn}$  гача бўлган элементларда) нуклонлар кучли боғланган. Бу ядроларда боғланиш энергияси 8,7 Мэв/нуклон гача боради.  $A$  ортиши билан солиштирма боғланиш энергияси аста-секин камай боради; энг оғир табиий элемент бўлмиш уран учун у 7,5 Мэв/нуклон бўлади. Солиштирма боғланиш энергиясининг масса сонига бундай боғланган бўлиши қуйидаги икки процесснинг энергетик нуқтаи назардан мумкин бўлишига имкон яратади: 1) оғир ядроларнинг бир нечта энгилроқ ядроларга бўлиниши ва 2) энгил ядролар қўшилиб, битта ядро ҳосил бўлиши (синтез). Иккала процессда кўп миқдорли энергия ажралиб чиқиши керак. Масалан, масса сони  $A = 240$  (солиштирма боғланиш энергияси 7,5 Мэв) бўлган битта ядронинг масса сонлари  $A=120$  дан (солиштирма боғланиш энергияси 8,5 Мэв) бўлган иккита ядрога бўлиниши 240 Мэв энергия ажралишига олиб келган бўлар эди. Иккита оғир водород  ${}^2_1\text{H}$  ядроси бирлашиб,  ${}^4_2\text{He}$  гелий ядроси ҳосил қилишида  $\sim 24$  Мэв энергия чиққан бўлар эди. Таққослаш учун кўрсатиб ўтамизки, битта углерод атоми иккита кислород атоми билан бирикканда (кўмирнинг  $\text{CO}_2$  га айлангунча ёниши)  $\sim 5$  эв энергия чиқади

<sup>1)</sup> Ядрога нуклонларнинг боғланишини характерлаш учун массалар дефекти ва жойлаштириш коэффициентини деб аталувчи катталиклардан ҳам фойдаланилади. Массалар дефекти  $\delta$  деб, атом массасининг атом бириккарида фойдаланган сон қиймати билан масса сони орасидаги фарққа айтилади:

$$\delta = m_a - A.$$

Жойлаштириш коэффициентини деб, массалар дефектининг масса сонига нисбатига айтилади:  $f = \delta/A$ .  ${}^4_2\text{He}$  ядрога  $\delta = 0,00260$ ,  $f = 0,00065$ .

Масса сони 50—60 бўлган ядролар энергетик жиҳатдан қулай бўлгани сабабли, бундай савол туғилади: А масса сони бошқача бўлган ядролар нима учун барқарор бўлади? Бунинг жавоби қуйидагича. Оғир ядро бир нечта бўлакка бўлиниши учун энергияси ядронинг асосий ҳолати энергиясидан катта бўлган бир нечта оралиқ ҳолатлардан ўтиши керак. Демак, бўлиниш процесси юз бериши учун ядрога қўшимча энергия (активация энергияси) талаб қилинади. Бу энергия бўлинишда боғланиш энергияси ўзгариши ҳисобига ажраладиган энергияга қўшилиб, қайтиб берилади. Одатдаги шароитларда ядро активация энергиясини ҳеч қаердан ололмайди, натижада оғир ядролар спонтан равишда бўлинмайди. Оғир ядрога активация энергиясини ядронинг ўзи ютган қўшимча нейтрон бериши мумкин. Уран ёки плутоний ядроларининг улар ютган нейтронлар таъсирида бўлиниши ядро реакторлари ва одатдаги атом бомбасининг ишлашига асос қилиб олинган.

Енгил ядролар қўшилиб битта ядро ҳосил қилиши учун ядролар бир-бирига ниҳоятда яқин масофага ( $\sim 10^{-13}$  см) келиши керак. Ядроларнинг бундай яқин келишига улар орасидаги электр итаришиш кучлари (Кулон кучлари) тўсқинлик қилади. Бу кучни енгиши учун ядролар тахминан бир неча юз миллион градус температурага мос катта тезлик билан ҳаракатланиши керак. Шунинг учун енгил ядролар синтези процесси термоядро реакцияси дейилади. Термоядро реакциялари Қуёш ва юлдузлар ичида содир бўлади. Ерда фақат водород бомбаси портлаганда юз берадиган бошқарилмас термоядро реакцияларини амалга оширишга муваффақ бўлинган.

## 89- §. Ядро кучларининг табиати

Ядро нуклонларнинг боғланиш энергияси улкан бўлиши нуклонлар орасида интенсив ўзаро таъсир борлигидан далолат беради. Бу ўзаро таъсир тортишиш характерига эга. Тортишиш кучлари нуклонларни протонлар орасида кучли электростатик итаришиш бўлишига қарамасдан бир-биридан  $\sim 10^{-13}$  см масофада ушлаб туради. Нуклонларнинг ядро ичидаги ўзаро таъсири кучли ўзаро таъсир деб аталди. Уни ядро кучлари майдони ёрдамида тавсифлаш мумкин. Бу кучларнинг ўзига хос томонларини санаб чиқамиз.

1. Ядро кучлари қисқа масофада таъсир кўрсатадиган кучлардир; нуклонлар орасидаги масофа  $2 \cdot 10^{-13}$  см дан ортганда уларнинг таъсири сезилмайди. Нуклонлар орасидаги масофа  $1 \cdot 10^{-13}$  см дан кичик бўлганда улар тортишиш ўрнига итаришишади.

2. Кучли ўзаро таъсир нуклонлар зарядига боғлиқ эмас. Икки протон, протон билан нейтрон, иккита нейтрон орасида таъсир қилувчи ядро кучлари катталиги жиҳатдан бир хил

бўлади. Бу хосса ядро кучларининг заряддан мустақиллиги дейилади.

3. Ядро кучлари ўзаро таъсирлашувчи нуклонлар спинларининг бир-бирига нисбатан жойлашишига боғлиқ. Масалан, нейтрон билан протоннинг спинлари бир-бирига параллел бўлгандагина улар дейтон ҳосил қилиб бирга туради.

4. Ядро кучлари тўйиниш хоссасига эга (яъни ядродаги ҳар бир нуклон чекли сондаги нуклонлар билан ўзаро таъсир қила олади). Бу хоссанинг мавжудлиги битта нуклонга тўғри келадиган боғланиш энергияси  ${}^2\text{He}^4$  дан бошлаб ҳамма ядролар учун тахминан бир хил эканлигидан келиб чиқади. Бундан ташқари, ядро кучларининг тўйинишини ядро ҳажмининг уни ташкил қилувчи нуклонлар сонига пропорционаллиги ҳам кўрсатади [қ. (87.6)].

~~Ҳозирги замон тасаввурларига кўра кучли ўзаро таъсир нуклонларнинг мезонлар деб аталувчи виртуал зарралар айирбошлаши туфайли ҳосил бўлади. Бу процесснинг моҳиятини тушуниб олиш учун аввал Кулон ўзаро таъсири квант электродинамикаси нуқтаи назаридан қандай бўлишини қараб чиқамиз.~~

Зарядли зарралар электромагнитик майдон воситасида ўзаро таъсир қилишади. Биз биламизки, бу майдонни энергия квантлари—фотонлар тўплами деб тасаввур қилиш мумкин. Квант электродинамикаси тасаввурларига кўра, зарядли икки зарра, масалан, икки электрон орасидаги ўзаро таъсир процесси фотонлар алмашишдан иборатдир. Ҳар бир зарра узлуксиз равишда фотонлар чиқариб ва ютиб, ўз атрофида майдон ҳосил қилади. Майдоннинг бошқа заррага таъсири биринчи зарра чиқарган фотонлардан бирини уша зарра ютиши натижасида намоён бўлади. Ўзаро таъсирнинг бундай тавсифини айнан тушуниш керак эмас. Ўзаро таъсирда иштирок этадиган фотонлар одагдаги реал фотонлар булмасдан, балки виртуал (бўлиши мумкин бўлган) фотонлардир. Мавжуд булиши вақтида аниқлаш мумкин бўлмаган зарралар квант механикасида виртуал зарралар дейилади. Шу маънода виртуал зарраларни фарзий зарралар деб аташ мумкин. „Виртуал“ деган терминнинг маъносини тушунтириш учун тинч турган электронни қараб чиқамиз. Бу электроннинг атроф фазода майдон ҳосил қилиш процессини қуйидаги тенглама билан ифодалаш мумкин:

$$e^- \rightleftharpoons e^- + \hbar\omega. \quad (89.1)$$

Фотон билан электроннинг энергиялари йиғиндиси тинч ҳолатдаги электрон энергиясидан катта. Демак, (89.1) тенглама билан ифодаланадиган процессда энергиянинг сақланиш қонуни бузилади. Бироқ виртуал фотон учун қонун бузилгандай бўлиб туюлади. Квант механикасига биноан,  $\Delta t$  вақт мавжуд

бўладиган ҳолат энергияси қуйидаги ноаниқлик муносабатини қаноатлантирувчи  $\Delta E$  аниқликда топилди<sup>1)</sup>:

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar^1. \quad (89\ 2)$$

Бу муносабатдан шундай фикр чиқадики, система энергияси (89.2) шартдан аниқланувчи қийматдан ошмайдиган  $\Delta t$  вақт давомида  $\Delta E$  қийматга ўзгариши мумкин. Шундай қилиб, электрон чиқарган виртуал фотонни шу электроннинг ўзи ёки бошқа электрон  $\Delta t = \hbar/\epsilon$  вақт ўтгунча ютиб улгурса (бунда  $\epsilon = \hbar\omega$ ), у ҳолда энергиянинг сақланиш қонуни бузилганини сезиб бўлмайди.

Агар электронга қўшимча энергия берилса (масалан, электрон бошқа электрон билан тўқнашганда қўшимча энергия олиши мумкин), виртуал фотон эмас, балки чексиз узоқ яшай оладиган реал фотон чиқиши мумкин.

$\Delta t$  вақт ичида виртуал фотон бир-биридан

$$l = c \Delta t = c \frac{\hbar}{\epsilon}$$

масофада жойлашган икки нуқта орасида ўзаро таъсир узагиши мумкин.

Фотоннинг  $\epsilon = \hbar\omega$  энергияси истаганча кичик бўлиши мумкин ( $\omega$  частота 0 дан  $\infty$  гача ўзгаради) Шунинг учун электромагнитик кучларнинг таъсир доираси радиуси чексиздир. Агар ўзаро таъсирлашувчи электронлар орасида алмашинувчи зарраларнинг тинчликдаги  $m_0$  массаси нолдан фарқли бўлганда эди, у ҳолда тегишли кучларнинг таъсир доираси радиуси

$$r = c \Delta t_{\max} = c \frac{\hbar}{\epsilon_{\min}} = c \frac{\hbar}{m_0 c^2} = \frac{\hbar}{m_0 c} = \Lambda$$

катталиги билан чекланган бўлар эди, бунда  $\Lambda$  — зарранинг Комптон тўлқин узунлиги [қ. (58.5)] (биз ўзаро таъсир узатувчи — зарра  $c$  тезлик билан ҳаракатланади деб фараз қилдик).

1934 йилда И. Е. Тамм нуклонлар орасидаги ўзаро таъсир ҳам қандайдир виртуал зарралар воситасида узагилади, деган фаразни айтди. У вақтда нуклонлардан ташқари фақат фотон, электрон, позитрон ва нейтрино маълум эди. Бу зарралардан энг оғири бўлган электроннинг Комптон тўлқин узунлиги  $\Lambda = 3,86 \cdot 10^{-11}$  см [қ. (58.6)], бу масофа ядро кучларининг таъсир доираси радиусидан ( $\sim 2 \cdot 10^{-13}$  см) тахминан 200 марта катта. Бундан ташқари, виртуал электронлар юзага келтириши мумкин бўлган кучлар катталиги фавқулодда кичик эканлиги ҳисоблаб топилган. Шундай қилиб, ядро кучлари сабабини виртуал зарралар алмашинуви орқали изоҳлаш муваффақиятсиз чиқди.

1935 йилда япон физиги Х. Юкава қуйидаги дадил гипотезани ўртага ташлади: табиатда массаси электрон массасидан

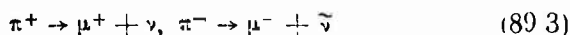
<sup>1)</sup> Бу муносабатдан 79-§ да фойдаланган эдик.



200—300 марта катта бўлган ва ҳозирча аниқланмаган зарралар мавжуд, электромагнитик ўзаро таъсир фотонлар воситасида узатилгани каби, ядрога бўладиган ўзаро таъсир худди ўша номаълум зарралар воситасида узатилади. Юкава бу гипотетик зарраларни оғир фотонлар деб атади. Бу зарралар массаси катталиги жиҳатидан электронлар билан нуклонлар ўртасида бўлгани сабабли, кейинчалик улар мезонлар деб аталди (грекча μέσο: ўрта дегани).

1936 йилда Андерсон ва Неддермейер космик нурларда тинчликдаги массаси  $207 m_e$  бўлган зарралар борлигини аниқладилар. Дастлаб  $\mu$ -мезонлар ёки мюонлар деб аталган бу зарралар Юкава айтган ўзаро таъсир элтувчиларидир, деб фараз қилинди. Бироқ кейинчалик  $\mu$ -мезонларнинг нуклонлар билан бўладиган ўзаро таъсири заҳф эканлиги аниқ бўлди. Шунинг учун улар ядрога бўладиган ўзаро таъсир элтувчиси бўла олмайди. Фақат 1947 йилдагина Оккиалини ва Поуэлл космик нурларда Юкава томонидан 12 йил муқаддам айтилган ядровий кучлар элтувчиси ролини бажарувчи яна бир хил мезонларни кашф қилдилар. Булар  $\pi$ -мезонлар ёки пионлар деб аталди.

Мусбаг ( $\pi^+$ ), манфий ( $\pi^-$ ) ва нейтрал ( $\pi^0$ ) пионлар бўлади.  $\pi^+$  ва  $\pi^-$  мезонлар заряди элементар  $e$  зарядга тенг. Зарядли пионлар массаси бир хил бўлиб,  $273 m_e$  га тенг ( $140 \text{ Мэв}$ ),  $\pi^0$ -мезон массаси  $264 m_e$  га ( $135 \text{ Мэв}$ ) тенг. Зарядли  $\pi$ -мезонларнинг ҳам, нейтрал  $\pi$  мезонларнинг ҳам спини нолга тенг ( $s=0$ ). Учала зарра ҳам беқарор.  $\pi^+$ - ва  $\pi^-$ - мезонларнинг яшаш даври  $2,55 \cdot 10^{-8}$  сек,  $\pi^0$ -мезонники эса  $2,1 \cdot 10^{-16}$  сек. Зарядли пионларнинг кўп қисми (ўрта ҳисобда 99,97%) қуйидаги схема бўйича парчаланadi:



( $\mu^+$  ва  $\mu^-$  — мусбат ва манфий мюонлар,  $\nu$  — нейтрино,  $\bar{\nu}$  — антинейтрино. Зарядли пионларнинг қолган 0,03% бошқача схема бўйича парчаланadi (масалан,  $\pi \rightarrow e + \nu$ ;  $\pi \rightarrow \pi^0 + e + \nu$  ва ҳоказо, бунда  $\pi^+$ -мезон парчаланганда  $e^+$ , яъни позитрон,  $\pi^-$ -мезон парчаланганда эса  $e^-$ , яъни электрон ҳосил бўлади).

$\pi^0$ -мезонларнинг тахминан 98,7% иккита  $\gamma$ -квантга парчаланadi:



Қолган 1,3%  $\pi^0$ -мезонлар парчаланганда электрон—позитрон жуфти ва  $\gamma$ -квант ( $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ ) ёки иккита электрон—позитрон жуфти ( $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$ ) ҳосил бўлади.

$\mu$ -мезонлар ёки мюонлар деб аталувчи зарралар замонавий классификацияга асосан, мезонлар қаторига кирмайди; улар электрон ва нейтрино билан биргаликда лептонлар группасини ҳосил қилади (шунинг учун „ $\mu$ -мезон“ термини ўрнига „мюон“ терминидан фойдаланган маъқул). Мюонлар элемен-

тар  $e$  зарядга тенг бўлган мусбат ( $\mu^+$ ) ёки манфий ( $\mu^-$ ) зарядга эга (нейтрал мюон йўқ). Мюоннинг массаси  $207m_e$  га ( $106 Mэв$ ), спини яримга ( $s=1/2$ ) тенг. Мюонлар  $\pi$ -мезонлар каби беқарор бўлиб, қуйидаги схема бўйича парчланади:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}. \quad (89.5)$$

Иккала мюоннинг яшаш даври бир хил бўлиб,  $2,22 \cdot 10^{-6}$  сек га тенг.

Энди нуклонлар орасида бўладиган алмашиш ўзаро таъсирини кўриб чиқамиз. (89 1) га ўхшаган

$$p \rightleftharpoons n + \pi^+, \quad (89.6)$$

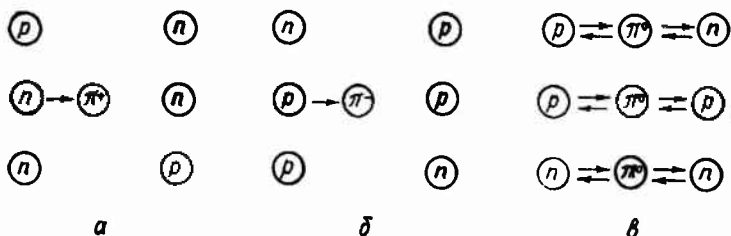
$$n \rightleftharpoons p + \pi^-, \quad (89.7)$$

$$p \leftarrow p + \pi^0, \quad n \rightleftharpoons n + \pi^0 \quad (89.8)$$

виртуал процесслар натижасида нуклон ядровий кучлар майдонини ҳосил қилувчи виртуал  $\pi$ -мезонлар булути билан ўралган бўлади. Бу мезонларни бошқа нуклон ютиши натижасида нуклонлар орасида қуйидаги схемалардан бири бўйича содир бўлувчи кучли ўзаро таъсир вужудга келади.

$$1) p + n \rightleftharpoons n + \pi^+ + n \rightleftharpoons n + p.$$

Протон виртуал  $\pi^+$ -мезон чиқариб, нейтронга айланади. Мезонни нейтрон ютиб, натижада протонга айланади. Сўнгра худди шундай процесс тесқари йўналишида юз беради (250-а расм).



250- расм.

Ўзаро таъсир қилишувчи нуклонларнинг ҳар бири маълум вақт давомида зарядланган ҳолатда, қолган вақтда нейтрал ҳолатда бўлади.

$$2) n + p \rightleftharpoons p + \pi^- + p \rightleftharpoons p + n.$$

Нейтрон ва протон  $\pi^-$ -мезон алмаштиради (250-б расм).

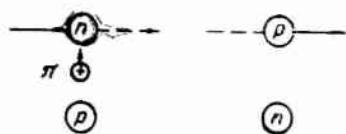
$$3) p + n \rightleftharpoons p + \pi^0 + n \rightleftharpoons p + n,$$

$$p + p \rightleftharpoons p + \pi^0 + p \rightleftharpoons p + p,$$

$$n + n \rightleftharpoons n + \pi^0 + n \rightleftharpoons n + n.$$

Нуклонлар  $\pi$ -мезон алмаштиради (250- в расм).

Бу уч процессдан биринчиси нейтронларнинг протонларда сочилиши орқали экспериментда тасдиқланди. Нейтронлар дастаси водороддан ўтганда дастада протонлар пайдо бўлади, бу протонлардан кўпчилигининг энергияси ва ҳаракат йўналиши тушаётган нейтронларнинг энергияси ва ҳаракат йўналиши билан бир хил бўлади. Деярли ҳаракатсиз булган нейтронларнинг бунга мос сони нишондан аниқланади. Бунчалик кўп нейтронларнинг ҳаммаси ўз импульсини аввал тинч турган протонлар билан тўғрима-тўғри тўқнашиш натижасида протонларга бериши мумкин эмас. Шунинг учун нейтронларнинг бир қисми



251- расм.

протонлар яқинидан учиб ўтаётганда виртуал  $\pi^+$ -мезонлардан бирини тортиб олишини эътироф этишга тўғри келади. Натижада нейтрон протонга айланади, уз зарядини йўқотган протон эса нейтронга айланади (251-расм).

Агар нуклонга  $\pi$ -мезон массасига эквивалент бўлган энергия берилса, виртуал  $\pi$ -мезон реал бўлиб қолиши мумкин. Бунлай энергия анча тезлатилган нуклонлар (ёки ядролар) тўқнаштирилганда ёки нуклонлар  $\gamma$ -квант ютганда берилиши мумкин. Тўқнашувчи зарралар жуда катта энергияга эга бўлганда нуклондан бир нечта  $\pi$ -мезон „юлиб олиниши“ мумкин. Космик нурларда  $\sim 10^{11} \text{ Эв}$  энергияли зарралар учрайди. Шунинг учун уларда битта тўқнашишда 20 тага яқин реал  $\pi$ -мезон ҳосил бўлиш ҳоллари кузатилади.

(89.7) процессга мувофиқ, нейтрон маълум вақт виртуал ҳолатда ( $p + \pi^-$ ) бўлади.  $\pi^-$ -мезоннинг орбитал ҳаракати нейтронда кузатиладиган манфий магнит моменти ҳосил бўлишига сабаб бўлади (қ. 87-§). Протон ( $n + \pi^+$ ) виртуал ҳолатда бўлган вақт ичида  $\pi^+$ -мезон орбитал ҳаракат қилгани туфайли протоннинг магнит моменти аномал қийматга эга бўлади, яъни бир ядро магнетонига тенг бўлиш ўрнига  $2,79 \mu_0$  га тенг бўлади.

## 90- §. Радиоактивлик

Беқарор химиявий элемент изотопларининг элементар зарралар ёки ядролар чиқариб ўз-ўзидан бошқа элемент изотопига айланиши радиоактивлик дейилади. Бундай айланишларнинг асосийлари қаторига қуйидагилар киради: 1)  $\alpha$ -емирилиш, 2)  $\beta$ -емирилиш (шу жумладан,  $\beta$ -тутиш), 3) протонли радиоактивлик ва 4) оғир ядроларнинг спонтан равишда бўлиниши.

Табиий шаронтлардаги изотопларда бўладиган радиоактивлик табиий радиоактивлик дейилади. Ядро реакциялари воситасида олинadиган изотопларнинг радиоактивлиги сунъий радиоактивлик дейилади. Сунъий ва табиий радиоактивлик

орасида принципиал фарқ йўқ. Иккала ҳолда юз берадиган радиоактив емирилиш процесси бир хил қонунларга бўйсунди.

Радиоактив емирилиш қонуни жуда содда. Ҳар бир радиоактив ядро учун унинг вақт бирлиги ичида бўладиган емирилишининг маълум  $\lambda$  эҳтимоли бор. Демак, радиоактив модда таркибида  $N$  та атом бўлса,  $u$  ҳолда  $dt$  вақтда емириладиган атомларнинг  $dN$  миқдори

$$dN = -\lambda N dt \quad (90.1)$$

бўлади ( $dN$  ни емирилмаган атомлар  $N$  сонининг орттирмаси деб ҳисоблаш мумкин бўлиши учун минус ишора олинган).

(90.1) ифодани интеграллаймиз:

$$\ln N = -\lambda t + \text{const},$$

бундан радиоактив емирилиш қонуни келиб чиқади:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (90.2)$$

бунда  $N_0$ — бошланғич пайтдаги емирилмаган атомлар сони,  $N-t$  пайтдаги емирилмаган атомлар сони,  $\lambda$ — радиоактив моддага характерли бўлган константа,  $u$  емирилиш доимийси дейилади. Кўриб ўтдикки, емирилиш доимийси радиоактив модданинг бирлик вақт ичида емирилиш эҳтимолини ифодалайди.

Шундай қилиб, радиоактив атомлар сони вақт ўтиши билан экспоненциал қонун бўйича камайиб борар экан.  $t$  вақт давомида емирилган атомлар сони қўйидаги ифодадан аниқланишини қайд қиламиз:

$$N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t}).$$

Бошланғич пайтдаги атомлар миқдорининг ярми емирилишига кетадиган вақт модданинг ярим емирилиш даври ( $T$ ) дейилади.  $T$  қўйидаги шартдан аниқланади:

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T},$$

бундан

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (90.3)$$

Ҳозирги вақтда маълум бўлган радиоактив моддаларнинг ярим емирилиш даври  $3 \cdot 10^{-7}$  сек дан тортиб  $5 \cdot 10^{15}$  йилгача боради.

Радиоактив емирилиш натижасида ҳосил бўлган ядролар радиоактив бўлиши ва  $\lambda'$  емирилиш доимийси орқали ифодаланадиган тезлик билан емирилиши мумкин. Бу емирилишдан ҳосил бўлган ядролар ҳам радиоактив бўлиши мумкин ва ҳоказо. Натижада радиоактив емирилишлар қатори ҳосил бўлади. Табиатда учта радиоактив қатор (ёки оила) бўлиб, улар  $U^{238}$  (уран қатори),  $Th^{232}$  (торий қатори) ва  $U^{235}$  (актиноуран қатори) элементларидан бошланади. Учала ҳолда ҳам охириги

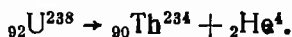
маҳсулот қўрғошин изотоплари бўлади: биринчи қаторда охириги маҳсулот  $Pb^{206}$ , иккинчисида  $Pb^{208}$ , учинчисида  $Pb^{207}$  бўлади.

Табий радиоактивликни 1896 йилда француз олими А. Беккерель кашф этган. Пьер Кюри ва Мария Склодовская-Кюри радиоактив моддаларни ўрганишга катта ҳисса қўшдилар. Радиоактив модда уч хил нурланиш манбаи эканлиги аниқланди. Улардан бири магнит майдони таъсирида мусбат зарядли зарралар оқимининг оғиш йўналишида оғади;  $\alpha$ -нурлар деб аталди.  $\beta$ -нурлар деб аталган иккинчи нурланиш аввалгига тескари йўналишда, яъни манфий зарядли зарралар оқими оғадиган йўналишда оғади. Ниҳоят, магнит майдони таъсирига берилмайдиган учинчи нурланиш  $\gamma$ -нурлар деб аталди.  $\gamma$ -нурлар тўлқин узунлиги жуда қисқа ( $10^{-8}$  Å дан 1 Å гача) бўлган электромагнитик нурланиш эканлиги кейинчалик аниқланди.

Альфа-емирилиш. Альфа-нурлар гелий  ${}^4_2\text{He}$  ядролари оқимидан иборат. Ядро қуйидаги схема бўйича емирилади:



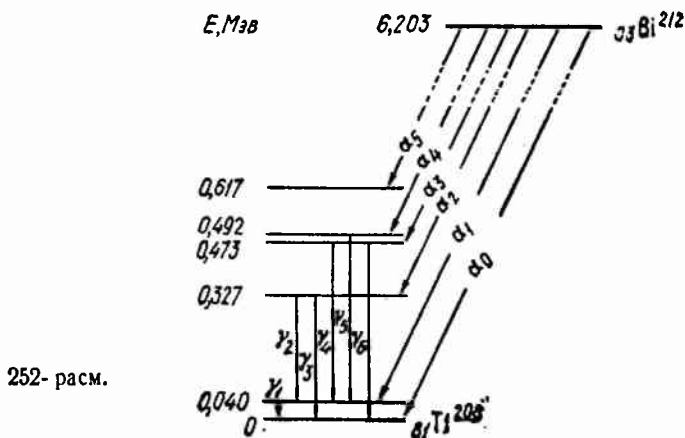
Емириляётган (она) ядронинг химиявий симболи  $X$  ҳарфи билан, ҳосил бўляётган (бола) ядронинг химиявий симболи  $Y$  билан белгиланган. Одатда альфа-емирилишда  $\gamma$ -нурлар ҳосил бўлади. Емирилиш натижасида ҳосил бўлган модданинг атом номери емирилган (она) модданинг атом номеридан 2 бирлик, масса сони эса 4 бирлик кичик эканлиги схемадан кўриниб турибди. Бунга  $U^{238}$  нинг емирилиши мисол бўлади; бу емирилишда торий ҳосил бўлади:



Емириляётган ядродан  $\alpha$ -зарралар (яъни  ${}^4_2\text{He}$  ядролар) жуда катта ( $\sim 10^9$  см/сек) тезлик учиб чиқади, уларнинг кинетик энергияси бир неча Мэв тартибда бўлади.  $\alpha$ -зарралар моддadan учиб ўтаётганда ўз энергиясини модда молекулаларини ионлашга сарфлаб камайтира боради ва ниҳоят тўхтайтиди. Ҳавода бир жуфт ион ҳосил бўлиши учун ўрта ҳисобда 35 эв энергия сарфланади. Шундай қилиб,  $\alpha$ -зарра ўз йўлида тахминан  $10^6$  жуфт ион ҳосил қилади. Табиийки, модданинг зичлиги қанча катта бўлса,  $\alpha$ -зарраларнинг тўхтагунча босиб ўтган йўли шунча кам бўлади. Масалан, нормал босим шароитида ҳавода  $\alpha$ -зарраларнинг тўхтагунча босиб ўтган йўли бир неча сантиметр, қаттиқ моддада эса атиги бир неча ўн микрон бўлади ( $\alpha$ -зарраларни оддий қоғоз варағи тўлиқ тутиб қолади).

$\alpha$ -зарраларнинг кинетик энергияси она ядронинг тинчликдаги энергияси бола ядро билан  $\alpha$ -зарранинг тинчликдаги энергиялари йиғиндисидан ортиқ бўлгани ҳисобига ҳосил бўлади. Бу ортиқча энергия  $\alpha$ -зарра билан бола ядро орасида

улар **массасига** тескари пропорционал равишда тақсимланади<sup>1)</sup>. Радиоактив модда чиқарадиган  $\alpha$ -зарраларнинг энергиялари (тезликлари) тайинли қийматга эга экан. Кўп ҳолларда радиоактив модда бир неча группа  $\alpha$ -зарра чиқаради, буларнинг энергияси бир-бирига яқин бўлгани билан, лекин ҳар хилдир. Бунга сабаб шуки, бола ядро фақат нормал ҳолатдагина эмас, балки уйғонган ҳолатда ҳам ҳосил бўлиши мумкин. 252-расмда  ${}_{83}\text{Bi}^{212}$  ядро (у  $C$  торий дейилади) емирилганда чиқадиган



252- расм.

$\alpha$ -зарраларнинг турли группалари ҳосил бўлишини ( $\alpha$ -спектрнинг новик структураси ҳосил бўлишини) тушунтирувчи схема келтирилган. Чап томондаги устунда  ${}_{81}\text{Tl}^{208}$  бола ядронинг (у  $C$  торий дейилади) энергетик сатҳлари схемаси кўрсатилган. Асосий ҳолат энергияси ноль деб олинган. Она ядронинг тинчликдаги энергиясининг  $\alpha$ -зарра билан бола ядронинг тинчликдаги энергиясидан ортиқчаси нормал ҳолатда 6,203 Мэв бўлади. Агар бола ядро уйғонмаган ҳолатда ҳосил бўлса, бу энергиянинг ҳаммаси кинетик энергия тарзида ажралади, бунда  $\alpha$ -заррага

$$E_k = 6,203 \frac{208}{212} = 6,086 \text{ Мэв}$$

энергия тўғри келади (зарраларнинг бу группаси схемада  $\alpha_0$  билан белгиланган). Агар бола ядро энергияси нормал ҳолат энергиясидан 0,617 Мэв ортиқ бўлган бешинчи уйғонган ҳолатда ҳосил бўлса, у ҳолда ажралган кинетик энергия 6,203 — 0,617 = 5,586 Мэв бўлади ва  $\alpha$ -заррага 5,481 Мэв энергия тўғри келади ( $\alpha_5$  зарралар группаси). Зарраларнинг нисбий сони  $\alpha_0$  учун ~ 27%,  $\alpha_1$  учун ~ 70% ва  $\alpha_6$  учун ~ 0,01% га тенг.  $\alpha_2$ ,

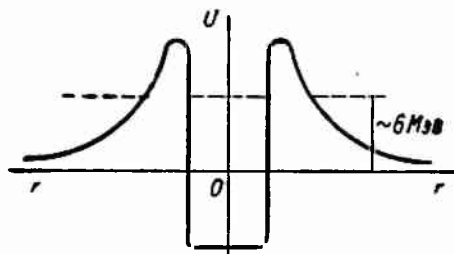
1)  $\alpha$ -зарра учиб чиқадиган тезликлар (0,05 с) учун зарра импульси ва кинетик энергиясининг классик ифодаларидан фойдаланиш мумкин.

$\alpha_3$  ва  $\alpha_4$  зарралар учун ҳам нисбий сонлар жуда кичик (0,1—1% тартибда).

Кўп ядроларнинг уйғонган ҳолатда яшаш вақти ( $\tau$ )  $10^{-8}$  дан  $10^{-15}$  сек гача бўлади<sup>1)</sup>. Ўрта ҳисобда  $\tau$  га тенг вақт ичида бола ядро  $\gamma$ -фотон чиқариб, нормал ёки қуйроқ уйғонган ҳолатга ўтади. 252-расмда олти хил энергияли  $\gamma$ -фотонлар ҳосил бўлиши кўрсатилган.

Бола ядронинг уйғониш энергияси бошқа усуллар билан ҳам ажралиши мумкин. Уйғонган ядро бирор зарра: протон, нейтрон, электрон ёки  $\alpha$ -зарра чиқариши мумкин.  $\alpha$ -емирилиш натижасида ҳосил бўлган, уйғонган ядро ортиқча энергиясини  $K$ -,  $L$ -ёки  $M$ -қобиқ электронларидан бирига бевосита (олдиндан  $\gamma$ -квант чиқармасдан бериши мумкин, бунинг натижасида электрон атомдан учиб чиқади. Бу процесс ички конверсия деб аталади. Электрон учиб чиқиши натижасида ҳосил булган бўш ўринни юқори энергетик сатҳлардаги электронлар тўлдиради. Шунинг учун ички конверсия процесси юз берганда характеристик Рентген нурлари чиқади.

Атом бағрида тайёр фотон бўлмагани ва у фақат нурланиш пайтидагина вужудга келгани каби,  $\alpha$ -зарра ҳам ядро радио-



253- расм.

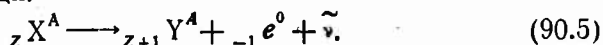
актив емирилган пайтдагина пайдо бўлади. Ядродан чиқиб кетган  $\alpha$ -зарра потенциал тўсиқдан ўтиш керак. Бу тўсиқ баландлиги  $\alpha$ -зарранинг ўрта ҳисобда 6 МэВ га тенг бўлган тўла энергиясидан катта (253-расм). Тўсиқнинг асимптотик равишда нолгача пасаявчи ташқи қисми  $\alpha$ -зарра билан бола ядронинг кулонча یتарилиши натижасида ҳосил бўлади. Тўсиқнинг ички қисми ядро кучлари туфайли юзага келади. Оғир  $\alpha$ -радиоактив ядроларнинг  $\alpha$ -зарраларни сочиб юборишига бағишланган тажрибалар шуни кўрсатдики, тўсиқ баландлиги емирилиш вақтида учиб чиққан  $\alpha$ -зарралар энергиясидан сезиларли даражада катта бўлар экан. Классик тасавурларга кўра, бундай шароитларда зарранинг потенциал тўсиқдан ўтиши мумкин эмас. Бироқ квант механикасига мувофиқ, зарра гўё тўсиқдаги туннелдан ўтгандек бўлиб ўтишининг эҳтимоли нолдан

<sup>1)</sup> Баъзи ҳолларда яшаш вақти жуда катта (бир неча йил) бўлиши мумкин. Яшаш вақти бундай бўлган сатҳлар изомер сатҳлар дейилади, уйғонган ядро эса изомер дейилади.

фарқли. Туннель эффеќти деб аталувчи бу ҳодисани биз 68-§ да кўриб ўтган эдик.  $\alpha$ -емирилишнинг туннель эффеќти ҳақидаги тасаввурларга асосланган назарияси тажриба натижалари билан яхши мос келадиган натижалар беради.

Бета-емирилиш.  $\beta$ -емирилишнинг уч хил тури бор. Биринчи ҳолда емирилаётган ядро электрон чиқаради, иккинчи ҳолда позитрон чиқаради, ниҳоят,  $K$ -тутиш (ёки электрон тутиш) деб аталувчи учинчи ҳолда ядро атомнинг  $K$ -қобиғидаги электронлардан бирини ютади ( $L$ -ва  $M$ -тутиш, яъни  $L$ -ёки  $M$ -қобиғидаги электронни ядро камдан-кам ҳолларда ютади).

Биринчи тур емирилиш ( $\beta$ -емирилиш) қуйидаги схема бўйича содир бўлади:



$\beta$ -емирилиш процессида нуклонлар заряди ва сони сақла-нишини кўрсатиш мақсадида  $\beta$ -электроннинг заряд сони  $Z = -1$  ва масса сони  $A = 0$  деб олдик. (90.5) схемадан кўри-ниб турганидек, бола ядронинг атом номери она ядроникдан битта ортиқ, масса сони иккала ядрога бир хил. Электрон

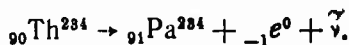
билан бирга  $\tilde{\nu}$  антинейтрино ҳам чиқарилади. Бутун процесс

${}_Z X^A$  ядронинг нейтронларидан бири (87.5) схема бўйича еми-

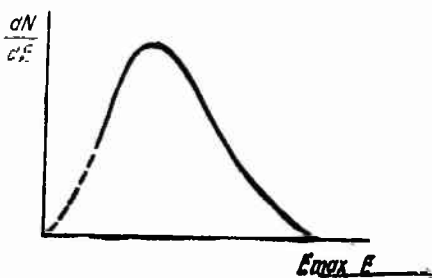
рилиб протонга айланган-даги каби ўтади. Умуман (87.5) процесс (90.5) нинг хусусий ҳолидир. Шунинг учун эркин нейтрон  $\beta$ -радиоактивликка эга деб гапирилади.

Бета-емирилишда  $\gamma$ -нурлар чиқарилиши мумкин. Буларнинг ҳосил булиш сабаби  $\alpha$ -емирилиш ҳолида айтилган сабабларнинг ўзидир: бола ядро фақат нормал ҳолатдагина эмас, балки уйғонган ҳолатда ҳам ҳосил бўлади. Сўнгра ядро кам энергияли ҳолатга ўтиб,  $\gamma$ -фотон нурлайди (чиқаради)

$\beta$ -емирилишга мисол қилиб  $\text{Th}^{234}$  торийнинг электрон ва антинейтрино чиқариб  $\text{Pa}^{234}$  протактинийга айланишини келтириш мумкин:



Ҳар бир гурпуада тайинли энергияга эга бўлган  $\alpha$ -зарралардан фарқли равишда,  $\beta$ -электронлар 0 дан  $E_{\text{max}}$  гача оралиқдаги ҳар хил энергияга эга бўлади.  $\beta$ -емирилишда ядролар чиқарадиган электронларнинг энергетик спектри 254-расмда



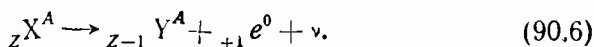
254-расм.



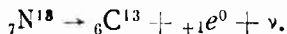
тасвирланган. Эгри чизик эгаллаган сирт вақт бирлиги ичида чиқариладиган электронларнинг умумий сонини ифодалайди,  $dN$  — энергияси  $dE$  оралиқда бўлган электронлар сони.  $E_{\max}$  энергия она ядро массаси (тинчликдаги массаси) билан электрон ва бола ядро массалари орасидаги фарққа мос келади. Бинобарин, электроннинг  $E$  энергияси максимал  $E_{\max}$  энергиядан кичик бўлган ҳолдаги емирилишлар вақтида энергиянинг сақланиш қонуни бузилгандек туюлади. ( $E_{\max} - E$ ) энергия йўқолишининг сабабини кўрсатиш учун В. Паули 1932 йилда  $\beta$ -емирилиш процессида электрон билан бирга яна битта зарра чиқади ва ўша зарра ( $E_{\max} - E$ ) энергияни олиб кетади, деган фаразни ўртага ташлади. Бу зарра ўзини ҳеч бир томондан намоён қилмагани сабабли, у нейтрал ва жуда кичик массага эга булса керак деб ўйлашга тўғри келади (ҳозирги вақтда бу зарранинг тинчликдаги массаси тахминан нолга тенг эканлиги аниқланган). Э Фермининг таклифи билан бу гипотетик зарра нейтрино<sup>1)</sup> — „кичик нейтрон“ деб аталади. Нейтрино (ёки антинейтрино) ҳақидаги фаразга яна битта асос бор. Нейтрон, протон ва электронлар спини бир хил булиб,  $1/2$  га тенг. Агар (87.5) схема антинейтриносиз ёзилса, ҳосил буладиган зарралар спинларининг йиғиндисини (спини  $s = \frac{1}{2}$  бўлган икки зарра учун бу йиғинди ноль ёки бирга тенг бўлади) бошланғич зарра спинидан фарқ қилади. Шундай қилиб,  $\beta$ -емирилишда яна бир зарранинг иштирок этиши импульс моментининг сақланиши қонунидан келиб чиқади: бу зарранинг спини  $1/2$  (ёки  $3/2$ ) га тенг деб олиш зарур. Нейтрино (ёки антинейтрино) спини  $1/2$  га тенг эканлиги аниқланган. Нейтринонинг мавжудлиги экспериментда 1956 йилга келибгина исбот этилди.

Шундай қилиб,  $\beta$ -емирилишда ажраладиган энергия электрон билан антинейтрино орасида ҳар хил пропорцияда тақсимланади.

$\beta$ -емирилишнинг иккинчи тури ( $\beta^+$ -емирилиш) қуйидаги схема бўйича бўлади:



Бунга  $N^{13}$  азот нинг  $C^{13}$  углеродга айланишини мисол қилиб олиш мумкин:



Схемадан кўриниб турибдики, бола ядронинг атом номери она ядронинг атом номеридан битта кам. Бу процессда  $e^+$  позитрон [(90.6) формулада позитрон  ${}_{+1} e^0$  символ билан белгиланган] ва  $\nu$  нейтрино чиқади, шунингдек,  $\gamma$ -нурлар ҳосил

<sup>1)</sup> Ҳозирги вақтда қабул қилинган классификацияга мувофиқ  $\beta^-$ -емирилишда нейтрино эмас, балки антинейтрино чиқади.

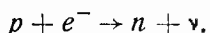
бўлиши ҳам мумкин. Позитрон электрон учун антизаррадир. Бинобарин, (90.6) емирилишда чиқадиган иккала зарра (90.5) емирилишда чиқадиган зарраларга нисбатан антизаррадир.

$\beta^+$ -емирилиш процесси бошланғич ядро протонларидан бири позитрон ва нейтрино чиқариб нейтронга айлангандагидек юз беради:

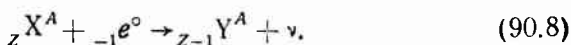


Энергетик нуқтаи назардан қараганда эркин протон учун бундай процесс бўлиши мумкин эмас, чунки протон массаси нейтрон массасидан кичик. Бироқ ядродаги протон зарур энергияни ядронинг бошқа нуклонларидан олиб туриши мумкин.

$\beta$ -емирилишнинг учинчи тури ( $K$ -тутиш ёки  $e$ -тутиш) шундан иборатки, ядро ўз атомининг  $K$ -қобиқдаги электронларидан бирини (камдан-кам ҳолларда  $L$ -ёки  $M$ -қобиқдаги электронлардан бирини) ютади, натижада протонлардан бири нейтрино чиқариб нейтронга айланади:

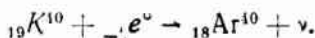


Ҳосил бўлган ядро уйгонган ҳолатда бўлиши мумкин. Кейин қуйи энергетик ҳолатга ўтиб, ядро  $\gamma$ -фотонлар чиқаради. Бундай процесс схемаси қуйидагича бўлади:



Тортиб олинган электроннинг қобиқдаги бўш ўрни юқори қобиқлардаги электронлар билан тўлдирилади, натижада Рентген нурлари пайдо бўлади.  $K$ -тутишни унинг Рентген нурланишидан сезиш осон. Альварец 1937 йилда  $K$ -тутишни худди шу йўл билан кашф қилган эди.

$\beta$ -емирилишнинг учинчи турига ( $K$ -тутишга)  $K^{40}$  калийнинг  $Ar^{40}$  аргонга айланиши мисол бўла олади:



**Протонли радиоактивлик.** Номининг ўзидан кўриниб турибдики, протонли радиоактивликда ядро битта ёки иккита протон чиқариб емирилади (кейинги ҳолда икки протонли радиоактивлик дейилади). Бундай радиоактивликни биринчи бўлиб 1963 йилда Г. Н. Флеров раҳбарлик қилган бир группа совет физиклари кузатишган.

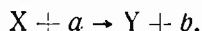
**Оғир ядроларнинг спонтан равишда бўлиниши.** Уран ядроларининг тахминан тенг икки бўлакка ўз-ўзидан бўлинишини 1940 йилда совет физиклари Г. Н. Флеров ва К. А. Петр-жаклар топган эди. Кейинчалик бу ҳодиса бошқа кўпгина оғир ядроларда ҳам кузатилди. Спонтан равишда бўлиниш ўзининг характерли томонлари жиҳатидан мажбурий бўлинишга ухшайди. Мажбурий бўлиниш 92-§ да қараб чиқилади.

**Активлик бирлиги.** Халқаро бирликлар системасида (СИ) радиоактив моддалар активлиги бир секундда юз берадиган емирилишлар сони билан ўлчанади. Шунга мувофиқ, бу системада активлик бирлиги *емирилиш/сек* бўлади. Системага кирмаган бирликлар ҳам ишлатилади: *емирилиш/мин* ва *кюри*. *Кюри* деб аталувчи активлик бирлиги сифатида бир секундда  $3,700 \cdot 10^{10}$  емирилиш юз берадиган радиоактив модданинг активлиги қабул қилинади. Бирлик улушлари (*милликюри*, *микрокюри* ва *ҳоказо*), шунингдек каррали бирликлар (*килокюри*, *мегакюри*) ишлатилади.

## 91-§. Ядро реакциялари

Ядро реакциялари деб, атом ядросининг элементар зарра (ёки бошқа ядро) билан қиладиган шундай интенсив ўзаро таъсирга айтиладики, бунинг натижасида ядро (ёки ядролар) ўзгаради. Реакцияга киришувчи зарралар бир-бирига  $10^{-13}$  см тартибдаги масофага яқинлашганда улар орасида ядро кучлари туфайли ўзаро таъсир юзага келади.

Енгил  $a$  зарранинг  $X$  ядро билан қиладиган ўзаро таъсири ядро реакциясининг энг куп тарқалган тури бўлиб, бу реакция натижасида енгил  $b$  зарра ва  $Y$  ядро ҳосил бўлади:



Одатда бундай реакция қисқача қўйидагича ёзилади:



Қавс ичида реакцияда иштирок этадиган бошланғич ва ҳосил бўлган (охирги) енгил зарралар кўрсатилади.

$a$  ва  $b$  зарралар нейтрон ( $n$ ), протон ( $p$ ), оғир водород ( ${}^2_1\text{H}$ ) ядроси—дейтон ( $d$ ),  $\alpha$ -зарра ( $\alpha$ ) ва  $\gamma$ -фотон ( $\gamma$ ) бўлиши мумкин.

Ядро реакцияларида энергия чиқиши ёки энергия ютилиши мумкин. Ажралиб чиққан энергия миқдори реакциянинг иссиқлик эффекти дейилади. Бу эффект бошланғич ва охирги ядроларнинг тинчликдаги массалари (энергия бирликларида олинган) фарқи билан белгиланади. Агар ҳосил бўлаётган ядролар массалари йиғиндиси бошланғич ядролар массалари йиғиндисидан катта бўлса, реакцияда энергия ютилади ва унинг иссиқлик эффекти манфий бўлади.

Унча тез бўлмаган зарралар юзага келтирадиган реакциялар икки босқичда юз беришини 1936 йилда Н. Бор аниқлади. Биринчи босқичда  $X$  ядрога етарлича кичик масофада (ядро кучлари таъсир кўрсата бошлайдиган масофада) яқинлашаётган ташқи  $a$  зарра тутилади ва мураккаб ядро ёки компанунд-ядро деб аталувчи оралик  $P$  ядро ҳосил бўлади.  $a$  зарра келтирган энергия (бу энергия зарранинг кинетик энергияси ва ядро билан боғланиш энергиясидан иборат) жуда қисқа вақт ичида мураккаб ядро нуклонлари орасида тақсимланади, натижада бу ядро уйғонган ҳолатга келиб қолади.

Иккинчи босқичда мураккаб ядро  $b(n, p, \alpha, \gamma)$  зарра чиқаради. (91.1) реакциянинг бундай икки босқичда юз беришини символик равишда қуйидагича тасвирлаш мумкин:



Чиқарилган зарра тутиб олинган зарра билан айнан бир хил бўлиб қолиши ( $b \equiv a$ ) мумкин. У ҳолда (91.2) процесс сочилиш деб аталади; агар  $b$  зарра энергияси  $a$  зарра энергиясига тенг ( $E_b = E_a$ ) бўлса, эластик сочилиш бўлади. акс ҳолда (яъни  $E_b \neq E_a$ ) ноэластик сочилиш бўлади. Агар  $b$  зарра  $a$  билан айнан бир хил бўлмаса, ядро реакцияси юз беради.

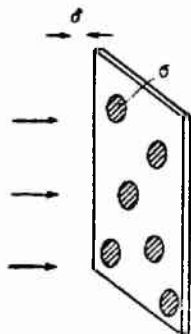
Энергияси  $1 \text{ Мэв}$  бўлган нуклон (яъни тезлиги  $\sim 10^9 \text{ см/сек}$  бўлган нуклон) ядро диаметрига тенг масофани ( $\sim 10^{-12} \text{ см}$ ) босиб ўтиши учун зарур бўлган  $\tau_n$  вақт вақтнинг ядровий табиий бирлиги сифатида қабул қилинади. Бу бирлик катталиги:

$$\tau_n = \frac{10^{-12} \text{ см}}{10^9 \text{ см/сек}} = 10^{-21} \text{ сек}. \quad (91.3)$$

Мураккаб ядронинг ўртача яшаш вақти (яъни  $10^{-14} - 10^{-12} \text{ сек}$ ) ядровий  $\tau_n$  вақтдан уннинг бир неча даражаси марта катта. Демак, мураккаб ядронинг емирилиши (яъни унинг  $b$  зарра чиқариши) реакциянинг биринчи босқичига, яъни  $a$  зарра тутиб олинишига боғлиқ бўлмаган (мураккаб ядро ўзининг қандай ҳосил бўлганини „унутиб қўйгандек“) процессдан иборат. Айни бир мураккаб ядро турли йўллар билан емирилиши мумкин, бу йўллар характери ва уларнинг нисбий эҳтимоли мураккаб ядронинг ҳосил бўлиш усулига боғлиқ бўлмайди.

Тез ҳаракатланувчи нуклонлар ва дейтонлар<sup>1)</sup> вужудга келтирадиган реакциялар оралиқ ядро ҳосил бўлмасдан юз беради. Бундай реакциялар ядровий тўғри ўзаро таъсирлар деб аталади. Дейтоннинг ядрога марказий бўлмаган тўқнашувларида бўладиган узилиш реакцияси тўғри ўзаро таъсир реакциясидир. Бундай тўқнашувларда дейтоннинг нуклонларидан бири ядро кучларининг таъсир доирасига тушиб қолиши ва уни ядро тутиб олиши мумкин, шу вақтда иккинчи нуклони ядро кучларининг таъсир доирасидан ташқарида қолиб, ядро яқинидан учиб ўтиб кетади.

Ядро физикасида ўзаро таъсир эҳтимолини эффектив кесим деб аталувчи  $\sigma$  катталиқ билан характерлаш расм бўлган. Бу катталикнинг маъноси қуйидагидан иборат. Зарралар



255- расм.

<sup>1)</sup> Оғир водород атомининг ядроси дейтон деб аталади. У иккита нуклондан — протон ва нейтрондан иборат.

оқими, масалан, нейтронлар оқими тушаётган нишон шунчалик юпқа бўлсинки, нишон ядролари бир-бирини тўсмасин (255-расм). Агар ядролар кўндаланг кесими  $\sigma$  бўлган қаттиқ шарчалардан, тушаётган зарралар кўндаланг кесими сезилмайдиган даражада кичик бўлган шарчалардан иборат бўлса, у ҳолда тушаётган зарранинг нишон ядроларидан бирига тегиш эҳтимоли

$$P = \sigma n \delta$$

бўлар эди, бунда  $n$  — ядролар концентрацияси, яъни нишоннинг бирлик ҳажмидаги ядролар сони,  $\delta$  — нишоннинг қалинлиги ( $\sigma n \delta$  ифода нишон юзининг ядро-шарчалар билан қопланган нисбий қисмини билдиради).

Тушаётган зарралар зичлиги<sup>1)</sup>  $N$  га тенг, деб фараз қиламиз. У ҳолда ядро билан тўқнашган зарраларнинг  $\Delta N$  сони қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta N = NP = N \sigma n \delta. \quad (91.4)$$

Демак, тўқнашган зарраларнинг  $\Delta N/N$  нисбий сонини аниқлаб олиб, ядронинг  $\sigma = \pi r^2$  кўндаланг кесимини қуйидаги формула бўйича ҳисоблаб топиш мумкин эди:

$$\sigma = \frac{\Delta N}{N n \delta}. \quad (91.5)$$

Ҳақиқатда эса на нишон ядролари, на унга тушаётган зарралар қаттиқ шарчалар эмас. Бироқ тўқнашувчи шарчалар моделига қараб ўзаро таъсир эҳтимолини характерлаш учун (91.5) формуладан аниқланадиган  $\sigma$  катталики олинади, бунда  $\Delta N$  деб нишон ядролари билан тўқнашган зарралар сони эмас, балки ядролар билан ўзаро таъсир қилишган зарралар сони тушунилади. Ана шу катталик мазкур реакция (ёки процесс) учун эффе́ктив кесим деб аталади.

Нишон қалин бўлган ҳолда зарралар оқими ундан ўтган сари заифлана боради. Нишонни юпқа қатламларга бўлиб, сиртдан  $x$  чуқурликда жойлашган  $dx$  қалинликдаги қатлам учун (91.4) муносабатни ёзамиз:

$$dN = -N(x) \sigma n dx,$$

бунда  $N(x)$  —  $x$  чуқурликдаги зарралар оқими,  $dN$  ни оқимнинг  $dx$  йўлдаги заифланиши эмас, балки орттирмаси деб ҳисоблаш мумкин бўлиши учун ўнг томонга минус ишора қўйдик. Бу тенгламани интегралласак, қуйидаги муносабатни топамиз:

$$N(\delta) = N_0 e^{-\sigma n \delta},$$

<sup>1)</sup> Эслатиб ўтамизки, оқим йўналишига перпендикуляр жойлашган бирлик юздан бирлик вақтда учиб ўтувчи зарралар сони оқим зичлиги деб аталади.

бунда  $N_0$  — дастлабки оқим,  $N(\delta)$  —  $\delta$  чуқурликдаги оқим. Шундай қилиб, зарралар оқимининг  $\delta$  қалинликдаги нишондан утгандаги заифланишини ўлчаб, ўзаро таъсир кесимини

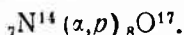
$$\sigma = \frac{1}{n\delta} \ln \frac{N_0}{N(\delta)} \quad (91. 6)$$

формула билан аниқлаш мумкин.

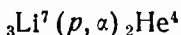
Ядро реакцияларининг эффектив кесими бирлиги қилиб *барн* қабул қилинган:

$$1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2. \quad (91. 7)$$

Биринчи ядро реакциясини 1919 йилда Резерфорд амалга оширган эди. Азотга радиоактив манба чиқарадиган  $\alpha$ - зарралар ёғдирилганда азотнинг баъзи ядролари ўзидан протон чиқариб, кислород ядросига айланган. Бу реакция тенгламаси қуйидаги кўринишда бўлади:



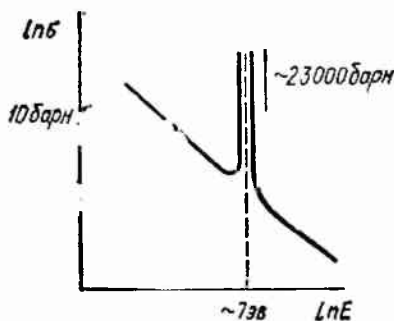
Резерфорд атом ядросини парчалаш учун табий снаряд бўлмиш  $\alpha$ - зарралардан фойдаланди. Сунъий равишда тезлаштирилган зарралар таъсирида бўладиган ядро реакцияларини биринчи марта 1932 йилда Кокрофт ва Уолтонлар амалга оширдилар. Кучланиш кучайтиргичи деб аталувчи қурилма ёрдамида улар протонларни 0,8 Мэв тартибида энергия олгунча тезлатиб,



реакцияни кузатдилар.

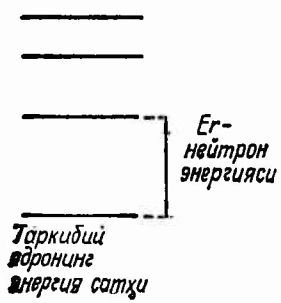
Кейинчалик, зарядли зарраларни тезлатиш техникасининг ривожланиши билан сунъий равишда амалга ошириладиган ядро реакциялари сони кўпайди.

Нейтронлар ёрдамида қилинадиган реакциялар муҳим аҳамиятга эга. Зарядли ( $p, d, \alpha$ ) зарралардан фарқли равишда нейтронларга итарилиш кучлари (кулон кучлари) таъсир қилмайли, шунинг учун улар жуда кичик энергияга эга бўлса ҳам, ядро бағрига кириб бора олади. Одатда нейтронлар энергияси камайиши билан реакцияларнинг эффектив кесими ортади. Бунинг сабаби қуйидагича: нейтроннинг тезлиги қанча кичик бўлса, унинг ядро яқинидан учиб ўтишида ядро кучлари таъсири соҳасида учиб юриш вақти шунча кўп, демак, унинг тутилиш эҳтимоли шунча катта бўлади. Шунинг учун кўпгина эффектив кесимлар  $1/v \propto E^{-1/2}$  каби ўзгаради. Бироқ нейтронларни тутиш кесими муайян  $E$ , энергияли нейтронлар учун кескин максимумга эга бўлиб



256- расм.

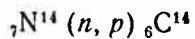
қолган ҳоллар кўп бўлади. Бунга мисол сифатида  $U^{238}$  ядросининг нейтронни тутиш кесими билан нейтроннинг  $E$  энергияси орасидаги боғланиш графиги 256- расмда келтирилган. Иккала ўқда логарифмик масштаб олинган. Бу ҳолда  $\sigma \propto E^{-1/2}$  боғланиш  $\ln \sigma = \text{const} - 1/2 \ln E$  тенглама билан ифодаланадиган тўғри чизиқ орқали тасвирланади. 7 эв га яқин энергияли соҳадан ташқари ҳамма жойда  $\ln \sigma$  нинг  $\ln E$  га боғланиши ҳақиқатан ҳам тўғри чизиққа яқин эканлиги расмдан кўриниб турибди,



257- расм.

$E = E_r = 7$  эв бўлганда тутиш кесими кескин ортиб, 23 000 *барн* гача етади. Эгрй чизиқнинг шакли ҳодисанинг резонанс характерига эга эканлигини кўрсатади. Бундай резонанс ютилиш ҳодисаси мураккаб ядрога нейтрон олиб келган энергия мураккаб ядронинг уйғонган ҳолатга ўтиши учун зарур бўлган энергияга роса тенг бўлгандагига ўринли бўлади (257- расм). Худди шунингдек, энергияси атомнинг биринчи уйғонган ва асосий сатҳдаги энергиялари орасидаги фарққа тенг бўлган фотонларнинг ютилиш эҳтимоли жуда катта (ёруғликнинг резонанс ютилиши: қ. 85- §).

Атмосферада космик нурлар вужудга келтирган нейтронлар таъсирида доимо бўлиб турадиган



реакция қизиқарлидир. Бунда ҳосил бўладиган  ${}_6C^{14}$  углерод радиоуглерод деб аталади, чунки у  $\beta^-$  радиоактивликка эга, унинг ярим емирилиш даври 5600 йил. Радиоуглеродни ўсимликлар фотосинтез вақтида ўзлаштиради ва у табиатда модда айланишида иштирок этади. Атмосферада вақт бирлиги ичида ҳосил бўлаётган радиоуглерод ядролари миқдори ( $\Delta N_+$ ) ўрта ҳисобда ўзгармайди. Емирилувчи ядроларнинг  $\Delta N_-$  миқдори мавжуд ядроларнинг  $N$  сонига пропорционал:

$$\Delta N_- = kN.$$

Ярим емирилиш даври жуда катта бўлгани сабабли одатдаги углеродда  ${}_6C^{14}$  ядроларнинг

$$\Delta N_+ = \Delta N_- \text{ ёки } \Delta N_+ = kN$$

шартни қаноатлантирувчи мувозанатли концентрацияси қарор топади.

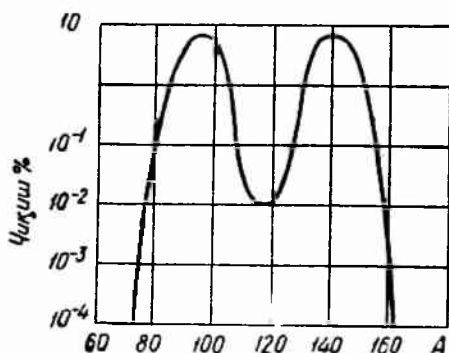
Махсус текширишлар шуни кўрсатдики, шамол ва океан оқимлари туфайли Ер шарининг турли жойларида  ${}_6C^{14}$  ядроларнинг мувозанатли концентрацияси бир хил ва тахминан ҳар бир грамм углеродга минутига 14 емирилиш тўғри келади. Органик модда тирик вақтида ундаги  ${}_6C^{14}$  нинг радиоактивлик

сабабли камайиши бу ядронинг табиатдаги модда айланишида қатнашиши ҳисобига тўлдириб турилади. Организм ўлган пайтдан бошлаб  $C^{14}$  ни ўзлаштириш процесси бирданига тўхтайди ва одатдаги углеродда  $C^{14}$  нинг концентрацияси радиоактив емирилиш қонуни бўйича камай боради. Демак, организм қолдиқларида (ёғоч, суяк ва шунга ўхшашлардаги)  $C^{14}$  ядронинг концентрациясини ўлчаб улар ўлган вақтни ёки бошқача айтганда, уларнинг ёшини аниқлаш мумкин. Ёши тарихий методлар билан аниқ топилган қадимги намуналарни бу метод билан текширганда қониқарли натижалар олинди.

## 92-§. Ядроларнинг бўлиниши

1938 йилда немис олимлари О. Ган ва Ф. Штрассман уранга нейтронлар ёғдирганда даврий системанинг ўрталарида келадиган элементлар—барий ва лантан ҳосил бўлишини аниқладилар. Бу ҳодисанинг сабабларини немис олимлари О. Фриш ва Лиза Мейтнер топиб бердилар. Улар нейтронни тутиб олган уран ядроси деярли тенг икки бўлакка бўлинади деб фараз қилдилар, бу бўлакларни бўлиниш парчалари деб атадилар.

Кейинги текширишлар ядроларнинг турли йўллар билан бўлиниши мумкинлигини кўрсатди. Бунда ҳаммаси бўлиб 80 тага яқин ҳар хил парча ҳосил бўлади, лекин массалари нисбати 2:3 каби бўлган парчаларга бўлиниш эҳтимоли энг кўп. 258-расмдаги эгри чизиқ  $U^{235}$  нинг секин (иссиқлик<sup>1</sup>) нейтронлар таъсирида бўлинганда ҳосил бўладиган ҳар хил массали парчаларнинг нисбий сонини (процент ҳисобида) кўрсатади (ордината ўқи бўйича логарифмик масштаб олинган). Бундан бир хил массали ( $A \approx 117$ ) иккита парча ҳосил бўладиган бўлиниш актларининг нисбий сони  $10^{-2}$  % эканлиги,



258-расм.

<sup>1</sup>) Модда атоми билан иссиқлик мувозанати ҳолатида бўлган нейтронлар иссиқлик нейтронлари дейлади. Уларнинг энергияси  $\sim 0,025$  эв га тенг.

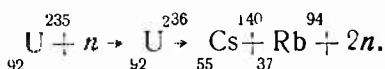


ҳолбуки, масса сонлари 95 ва 140 ( $95:140 \approx 2:3$ ) чамасида бўлган парчалар ҳосил бўлишининг нисбий сони 7% эканлиги кўринади.

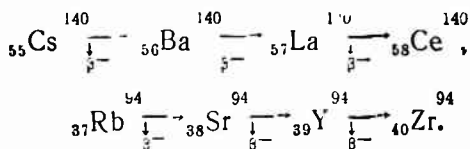
Ўртача массали ядроларда битта нуклонга тўғри келувчи боғланиш энергияси оғир ядролардагидан анча кўп (қ. 249-расм). Бундан ядролар бўлинганда катта энергия ажралиб чиқиши керак, деган хулоса келиб чиқади. Ҳар бир ядро бўлинганда бир неча нейтрон чиқиши айниқса муҳим аҳамиятга эга. Оғир ядроларда нейтронларнинг нисбий сони ўртача массали ядролардагига қараганда сезиларли даражада кўп (қ. 248-расм). Шунинг учун ҳосил бўлган парчаларда нейтронлар кўпроқ бўлиб қолади, натижада улар бир нечтадан нейтрон ажратиб чиқаради. Нейтронларнинг кўпчилиги бир онда ( $10^{-14}$  сек) дан кичик вақт ичида) ажралиб чиқади. Нейтронларнинг бир қисми (0,75% га яқини) бир онда эмас, балки 0,05 сек дан 1 мин гача кечикиб чиқади, улар кечикувчи нейтронлар дейилади. Ҳар бир бўлиниш актида ўрта ҳисобда 2,5 та нейтрон чиқади.

Оний ва кечикувчи нейтронлар ажралиб чиққанига қарамай, бўлиниш парчаларида нейтронлар ортиқ бўлаверади. Шунинг учун парчаларнинг кўпи радиоактив бўлиб, уларда  $\beta^-$ -емирилиш реакциялари (аниқроқ айтганда реакциялар занжири) юз беради, бунда  $\gamma$ -нурлар чиқади.

Айрилганларни мисол билан тушунтирамиз. Ядро бўлинадиган йўллардан бири қуйидагича бўлади:



Бўлиниш парчалари бўлмиш цезий ва рубидий қуйидагича ўзгаради:



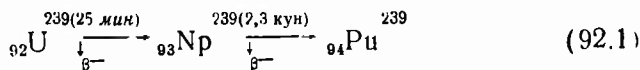
Охирги маҳсулотлар—церий  $\text{Ce}^{140}$  ва цирконий  $\text{Zr}^{94}$  барқарордир. Нейтронлар<sup>1)</sup> билан бомбардимон қилинганда урандан бошқа торий ( ${}_{90}\text{Th}$ ), протактиний ( ${}_{91}\text{Pa}$ ), шунингдек плутоний ( ${}_{94}\text{Pu}$ ) ҳам бўлинади. Ўта катта энергияли (бир неча юз Мэв га яқин энергияли) нейтронлар енгилроқ ядроларни ҳам бўлади.

<sup>1)</sup> Оғир ядролар фақат нейтронлар таъсиридагина эмас, балки протон, дейтон  $\alpha$ -зарралар, шунингдек,  $\gamma$ -фотонлар каби зарралар таъсирида ҳам будиниши мумкин.  $\gamma$ -фотонлар таъсирида бўлиниш ядроларнинг фотобулиниши деилади.

$U^{235}$  ва  $Pu^{239}$  ядроларни ҳар қандай энергияли нейтронлар бўлади, айниқса секин нейтронлар яхши бўлади. Иссиқлик нейтронлари учун  $U^{235}$  бўлинишининг эффе́ктив кесими 580 *барн* га,  $Pu^{239}$  учун 750 *барн* га тенг. Иссиқлик нейтронлари таъсирида  $U^{233}$  ва  $Th^{230}$  ҳам бўлинади, лекин бу изотоплар табиатда учрамайди, улар сунъий йўл билан олинади.

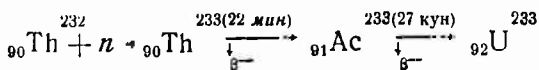
$U^{238}$  ядролари, шунингдек  $Th$  ва  $Ra$  нинг табиатда учрайдиган изотоплари ядролари фақат тез нейтронлар таъсирида ( $\sim 1$  *Мэв* дан кам бўлмаган энергияли) бўлинади. Бундан кам энергияли нейтронлар  $U^{238}$  ядросини бўла олмасдан унга ютилиб қолади. Натижада  $U^{239}$  ядро ҳосил бўлади, унинг уйғониш энергияси  $\gamma$ -фотон тарзида ажралиб чиқади. Шунинг учун бундай процесс радиацион тутиш  $[(n, \gamma)$  реакция] дейилади. Нейтронлар энергияси  $\sim 7$  *эв* бўлганда бу процесснинг эффе́ктив кесими кескин ортиб, 23 000 *барн* га етади (қ. 256-расм).  $U^{238}$  ядросининг иссиқлик нейтронларини тутиш кесими 3 *барн* дан кам.

Нейтрон тутиш натижасида ҳосил бўлган  $U^{239}$  ядроси беқарор (ярим емирилиш даври  $T = 25$  *мин*). Бу ядро электрон, антинейтрино ва  $\gamma$ -фотон чиқариб, трансурани элемент  $Np^{239}$  нептуний ядросига айланади. Нептуний ҳам  $\beta^-$ -емирилишга дуч келиб ( $T = 2,3$  *кун*)  $Pu^{239}$  плутонийга айланади. Бу айланишлар занжирини қуйидагича тасвирлаш мумкин:



Плутоний  $\alpha$ -радиоактивликка эга, бироқ унинг ярим емирилиш даври шунчалик каттаки (24 400 йил), уни деярли барқарор деб ҳисоблаш мумкин.

$Th^{232}$  торий ядросининг нейтронларни радиацион тутиши натижасида табиий уранда учрамайдиган бўлинувчи уран  $U^{233}$  изотопи ҳосил бўлади:



Уран-233  $\alpha$ -радиоактивликка эга ( $T = 162$  000 йил).

$U^{235}$ ,  $Pu^{239}$  ва  $U^{233}$  ядроларнинг бўлинишида бир нечта нейтрон пайдо бўлиши занжирий ядро реакциясини амалга оширишга имконият яратади. Дарҳақиқат, битта ядро бўлинганда чиққан  $z$  дона нейтрон  $z$  дона ядронинг бўлинишига олиб келиши, натижада  $z^2$  дона янги нейтрон чиқиб, улар  $z^2$  дона ядронинг бўлинишига олиб келиши мумкин ва ҳоказо. Шундай қилиб, ҳар бир авлодда туғиладиган нейтронлар сони геометрик прогрессия бўйича кўпаяди.  $U^{235}$  ядроси бўлинганда чиқадиган нейтронлар ўрта ҳисобда  $\sim 2$  *Мэв* энергияга эга бўлади, бу эса  $\sim 2 \cdot 10^9$  *см/сек* тезликка мос келади. Шунинг учун

нейтрон пайдо бўлиши билан унинг янги бўлинувчи ядро томонидан ютилиши орасидаги вақт жуда қисқа, шу сабабли бўлинувчи моддада нейтронлар ниҳоятда тез кўпаяди.

Биз тасвирлаган манзара идеал манзара ҳисобланади. Ажралиб чиқадиган ҳамма нейтронлар бўлинувчи ядролар томонидан ютиладиган шароитдагина нейтронларнинг кўпайиш процесси биз тасвирлагандек бўлар эди. Лекин реал ҳолларда бундай бўлмайди. Аввало бўлинувчи жисм ўлчамларининг чекли бўлиши ва нейтронларнинг ўтувчанлик қобилияти зўр бўлиши туфайли уларнинг кўпи ядроларда тутилиб, уларни бўлиб юбормасдан олдин реакция зонасидан чиқиб кетади. Бундан ташқари, нейтронларнинг бир қисмини бўлинмайдиган аралашма ядролари ютади, натижада улар бошқа ядроларни булмайди ва демак, янги нейтронлар вужудга келтирмайди.

Жисмнинг сирти чизиқли ўлчамлар квадрати каби, ҳажми эса куби каби ортади. Шунинг учун ташқарига чиқиб турувчи нейтронларнинг нисбий сони бўлинувчи модда массаси ортиши билан камаяди.

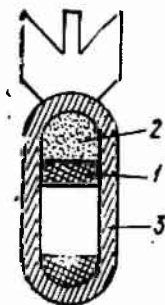
Табиий уран таркибида 99,27%  $U^{238}$  изотоп, 0,72%  $U^{235}$  изотоп ва 0,01% га яқин  $U^{234}$  изотоп бор. Шундай қилиб, секин нейтронлар таъсирида бўлинувчи ҳар бир  $U^{235}$  ядрога жуда тез ҳаракатланмайдиган нейтронларни тутиб олувчи 140 та  $U^{238}$  ядро тўғри келади. Шу сабабли табиий уранда занжирий булиниш реакцияси содир бўлмайди.

Уранда занжирий ядро реакцияси икки хил усул билан амалга оширилиши мумкин. Биринчи усул табиий урандан бўлинувчи  $U^{235}$  изотопни ажратиб олишдан иборат. Изотопларнинг химиявий жиҳатдан фарқи бўлмагани сабабли уларни ажратиб олиш жуда қийин масаладир. Лекин бу масала бир неча хил методлар билан ҳал қилинди. Диффузион ажралиш усули (тўғрироғи эффузион усул) саноат аҳамиятига эга бўлди. Бунда ураннынг учувчан  $UF_6$  бирикмаси (уран гексафториди<sup>1)</sup> жуда майда ғовакли тўсиқ орқали кўп марта ўтказилади [қ. 1 т., 116-§].

Соф  $U^{235}$  (ёки  $Pu^{239}$ ) бўлагида ядро тутиб олган ҳар бир нейтрон ~2,5 та янги нейтрон чиқариб булинишга сабаб бўлади. Бироқ бундай бўлакнинг массаси маълум бир критик қийматдан кичик бўлса ( $U^{235}$  учун бу қиймат немис физиги В. Гейзенберг ҳисобига кўра тахминан 9 кг га тенг), у ҳолда чиққан нейтронларнинг кўпи ядроларни бўлмай ташқарига чиқиб кетади, шунинг учун занжирий реакция ҳосил бўлмайди. Бўлакнинг массаси критик қийматдан катта бўлса, нейтронлар тез кўпайиб кетади ва реакция портлаш характерига эга бўлади. Атом бомбасининг ишлаши ана шу принципга асосланган. Бундай бомбанинг ядро заряди икки ёки ундан кўпроқ

<sup>1)</sup> Табиий фтор битта  $F^{19}$  изотопдан иборат. Фторнинг бошқа изотоплари беҳарор ва фақат сунъий йўл билан олинган эди.

Бўлак деярли соф  $U^{235}$  ёки  $Pu^{239}$  дан иборат (259-расмда 1 рақами билан белгиланган). Ҳар бир бўлакнинг массаси критик қийматдан кичик, шунинг учун занжирий реакция бўлмайди. Ер атмосферасида космик нурлар вужудга келтирган бирор миқдор нейтрон ҳар доим бўлади. Шунинг учун бомбани портлатиш мақсадида ядро зарядининг қисмларини массаси критик массадан ортиқ бўлган битта бўлак қилиб бирлаштириш етарлидир. Бўлакларни бир-бирига жуда тез ва зич қилиб тегизиш керак. Акс ҳолда ядро заряди бўлинувчи модданинг сезиларли улуши реакцияга киришга улгурмасданоқ парча-парча бўлиб кетади. Ядро зарядларини бирлаштириш учун оддий поргловчи 2 модда (запал) ишлатилади, унинг ёрдамида ядро зарядининг бир бўлаги иккинчисига отиб юборилади. Бутун қурилма зичлиги катта бўлган металлдан салмоқли қилиб ясалган 3 пўстлоқ ичига жойланади. Пўстлоқ нейтронларни қайтариб туради ва ундан ташқари, ядро зарядининг имкон борича кўпроқ ядролари бўлиниб ўз энергиясини ажратиб бермагунча ядро зарядини чангланиб сачраб) кетишдан асраб туради. Атом бомбасида занжирий реакция тез нейтронлар таъсирида боради. Порглиганда ядро зарядининг бир қисмигина реакцияга киришга улгуради.



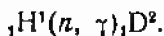
259- расм.

Занжирий реакцияни амалга оширишнинг бошқа усули ядро реакторларида (атом қозонларида) қўлланилади. Реакторларда бўлинувчи модда сифатида табиий уран (ёки  $U^{235}$  изотоп билан бир оз бойитилган уран) ишлатилади. Нейтронларнинг  $U^{238}$  ядролари томонидан радиацион тутилиши олдини олиш учун (нейтронлар энергияси  $\sim 7$  эв бўлганда радиацион тутилиш анча интенсив бўлади) бўлинувчи модданинг чоғроқ блоклари (бўлаклари) бир-биридан қочиқроқ қўйилади, блоклар ораси эса секинлатгич, яъни нейтронларни иссиқлик тезлигигача секинлатадиган модда билан тўлдирилади.  $U^{238}$  ядронинг иссиқлик нейтронларини тутиш кесими атиги 3 *барн*, ҳолбуки  $U^{235}$  нинг иссиқлик нейтронлари таъсирида бўлиниш кесими деярли 200 марта катта (580 *барн*). Шунинг учун нейтронлар  $U^{235}$  ядроларига қараганда  $U^{238}$  ядролари билан 140 марта кўп тўқнашса ҳам, радиацион тутилиш бўлинишга нисбатан кам юз беради ва бутун қурилманинг ўлчамлари критик ўлчамлардан катта бўлганда нейтронларнинг кўпайиш коэффиценти<sup>1)</sup> 1 дан катта қийматларга эришиши мумкин.

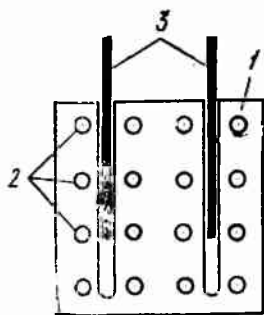
Нейтронлар эластик сочилиш ҳисобига секинлатилади. Бу ҳолда секинлатиладиган зарра йўқотадиган энергия тўқнашув-

<sup>1)</sup> Кўпайиш коэффиценти деб, кетма-кет келувчи икки авлодда туғилган нейтронлар сонлари нисбатига айтади.

чи зарраларнинг массалари нисбагига боғлиқ. Тўқнашувчи иккала зарранинг массаси бир хил бўлган ҳолда максимал энергия йўқотилади (қ. 1 т., 30-§). Бу нуқтан назардан қараганда, таркибида одатдаги водород бўлган модда, масалан, сув (протон ва нейтрон массалари тахминан бир хил) идеал секинлаткич бўлиши керак. Бироқ бундай моддаларни секинлаткич сифатида ишлатиб бўлмас экан, чунки одатдаги водород нейтронлар билан реакцияга киришиб, уларни ютади:



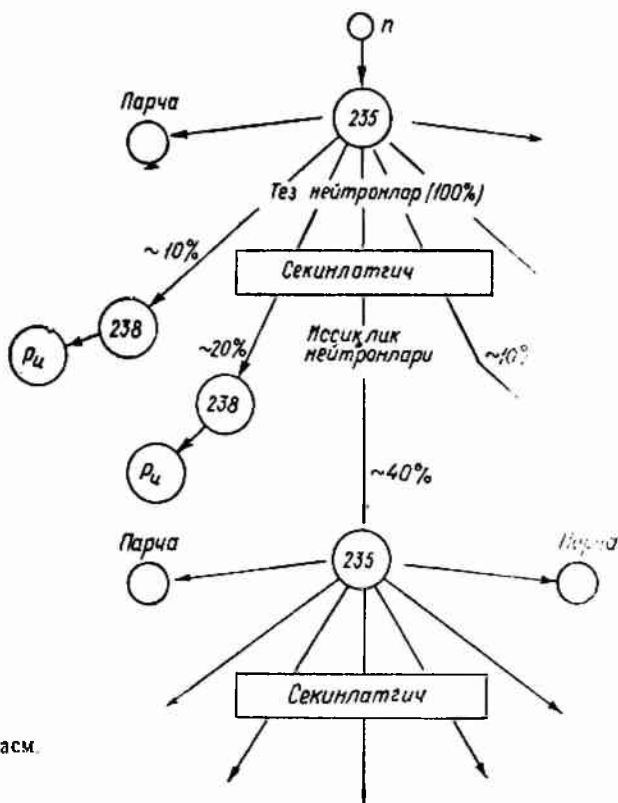
Секинлаткич ядроларининг нейтронларни тутиш кесими кичик ва эластик сочилиш кесими катта бўлиши керак. Дейтерий (D), графит (C) ва бериллий (Be) ядролари бу шартни қаноатлантиради. Нейтронлар энергиясини 2 Мэв дан иссиқлик нейтронлари энергиясига қадар камайтириш учун оғир сувда (D<sub>2</sub>O) 25 тўқнашув, C ёки Be да эса тахминан 100 тўқнашув бўлиши етарлидир.



0- расм.

Биринчи уран-графитли реактор 1942 йил декабрда Чикаго университетда машҳур итальян физиги Э. Ферми раҳбарлигида ишга туширилган эди. 260-расмда реактор схемаси кўрсатилган. Унда 1 рақами билан секинлаткич—графит; 2 билан уран блоклари; 3 билан кадмий ёки бор қўшилган стерженлар белгиланган. Бу стерженлар реактордаги процессни бошқариш учун хизмат қилади. Кадмий ва бор нейтронларни интенсив равишда ютади. Шунинг учун реакторга стерженлар киритилганда нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти камаяди, реактордан чиқарилганда эса кўпайиш коэффициенти ошади. Стерженларни бошқарувчи махсус автоматик қурилма реактордаги қувватнинг тайинли бир катталиқда бўлиб туришига имкон беради Юқорида айтиб ўтилганидек, ядролар бўлинганда нейтронларнинг бир қисми оний равишда эмас, балки 1 мин гача кечикиб чиқади, бу ҳол реактордаги қувватни бошқариш ишини анча энгиллаштиради.

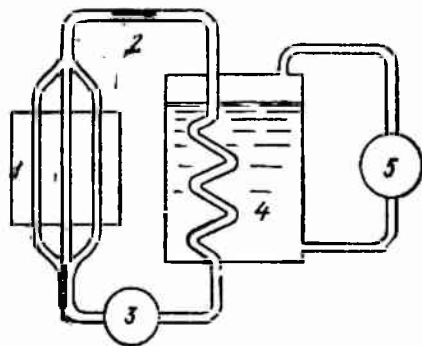
АҚШда қурилган биринчи саноат реакторлари атом бомбаларида ишлатиладиган бўлинувчи материал, яъни плутоний олишга мўлжалланган эди. Бундай реакторлардан U<sup>235</sup> ядролар бўлинганда чиқадиган нейтронларнинг бир қисми занжирий реакцияни қувватлаб туриш учун кетади, бир қисми эса U<sup>238</sup> ядроларда радиацион равишда тугилади, бу ҳодиса оқибатида, юқорида кўрганимиздек, Pu<sup>239</sup> ҳосил бўлади [қ. (92.1) схема]. Уран блокларида етарли миқдорда Pu тўплангандан сўнг, блоклар реактордан чиқариб олиниб, улардан Pu ни ажратиб олиш учун химиявий қайта ишлашга юборилади. Табиий уран билан



261- расм.

ишлайдиган реактордаги нейтронлар баланси 261- расмда кўрсатилган. Доирачалар ичидаги рақамлар тегишли уран изотопининг масса сонини кўрсатади.

Ядро энергиясидан тинчлик мақсадларида биринчи бўлиб СССР да фойдаланилди. Ядро энергияси олиш ва ундан фойдаланиш ишларига ажойиб олим И. В. Курчатов раҳбарлик қилди. 1954 йилда Совет Иттифоқида қуввати 5000 кВт бўлган биринчи атом электр станцияси ишга туширилди. Атом электр станциясининг схемаси 262-расмда тасвирланган. Реакторнинг актив 1 зонасида ажралиб чиқадиган энергия 2 контурда айланиб юрадиган иссиқлик элтувчига ўтади. Иссиқлик элтувчи 3



262- расм.

насос билан ҳайдаб турилади. Иссиқлик элтувчи сифатида сув ёки эриш температураси паст бўлган ишқорий металллар, масалан, натрий ( $T = 98^\circ\text{C}$ ) олинади. 4 иссиқлик алмашгичда иссиқлик элтувчи ўз иссиқлигини сувга бериб, уни буғга айлантиради, бу буғ 5 турбинани ҳаракатга келтиради.

Ядро ёқилғиси ва секинлатгичи бир-биридан ажратилган реакторлар гетероген реакторлар деб аталади. Булар билан бир қаторда гомоген реакторлар ҳам бўлади, уларда ядро ёқилғиси секинлатгичнинг бутун ҳажмига текис тақсимланган бўлади. Бунга мисол қилиб актив зонаси  $\text{U}^{235}$  ёки  $\text{Pu}^{239}$  тузлари эритилган оғир сувдан иборат бўлган реакторни кўрсатиш мумкин.

Секинлатгичли реакторлар секин (иссиқлик) нейтронлар билан ишлайди. Бўлинувчи ( $\text{U}^{235}$  ёки  $\text{Pu}^{239}$ ) изотоп билан бойитилган ёқилғидан фойдаланганда тез нейтронлар билан ишлайдиган реактор қуриш мумкин. Бундай реакторларда ҳам бир қисм нейтронлардан  $\text{U}^{238}$  ни  $\text{Pu}^{239}$  га ёки  $\text{Th}^{232}$  ни  $\text{U}^{233}$  га айлантириш учун фойдаланиш мумкин. Бу ҳолда секин нейтронлар таъсирида бўлинадиган (янги ҳосил бўлаётган) ядролар сони реакторнинг ишлаб туриши учун сарф қилинган бўлинувчи ядролар сонидан ортиқ бўлиши мумкин. Демак, реакторда ёниб кетадиган ядро ёқилғиси миқдоридан кўп ядро ёқилғиси ишлаб чиқарилади. Шунинг учун бундай реакторлар кўпайтириш реакторлар деб аталади.

Ниҳоят шуни таъкидлаб ўтамизки, ядро реакторлари ишининг қўшимча маҳсулотлари кўпгина химиявий элементларнинг биология, медицина ва техникада кенг қўлланиладиган радиоактив изотопларидир.

### ➤ 93- §. Термоядро реакциялари

88- § да қайд қилинганидек, ядро синтезида, яъни энгил ядроларнинг қўшилиб, битта ядро ҳосил бўлишида оғир ядроларнинг бўлинишидаги каби жуда кўп миқдорда энергия чиқади. Ядролар синтези учун юқори температура талаб қилинган сабабли бу процесс термоядро реакцияси деб аталади.

Кулон итаришиш кучлари туфайли ҳосил бўлган потенциал тўсиқни энгиш учун тартиб номери  $Z_1$  ва  $Z_2$  бўлган ядролар

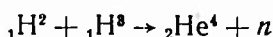
$$E = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_a}$$

энергияга эга бўлиши керак, бунда  $r_a$  — ядро кучларининг таъсир доираси радиуси бўлиб,  $r_a \sim 2 \cdot 10^{-13}$  см га тенг. Ҳатто  $Z_1 = Z_2 = 1$  бўлган энг энгил ядролар учун бу энергия

$$E = \frac{e^2}{r_a} = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{2 \cdot 10^{-13}} = 1,15 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} \approx 0,7 \text{ Мэв бўлади.}$$

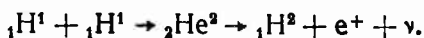
Тўқнашган ҳар бир ядрога бу энергиянинг ярми тўғри келади. Иссиқлик ҳаракатининг ўрта ҳисобда  $0,35 \text{ Мэв}$  га тенг энергиясига тахминан  $2 \cdot 10^9 \text{ }^\circ\text{К}$  температура мос келади. Бироқ энгил ядролар анча паст температураларда ҳам қўшилиши (синтез) мумкин. Гап шундаки, зарраларнинг тезликлар бўйича тақсимоти тасодифий бўлгани туфайли энергияси ўрта қийматдан ортиқ бўлган бирор миқдор ядролар ҳар доим бўлади. Бундан ташқари, ядролар туннель эффекти натижасида ҳам қўшилиши мумкин, бу ҳол жуда муҳимдир. Шу сабабли баъзи термоядро реакциялари  $10^7 \text{ }^\circ\text{К}$  тартибдаги температуралардаёқ етарлича интенсив равишда юз беради.

Айниқса, дейтерий ва тритий ядролари синтези учун шароит яратиш ўнғай, чунки улар орасидаги реакция резонанс характерига эга. Ана шу моддалар водород бомбаси (яъни термоядро бомбаси) забядини ташкил қилади<sup>1)</sup> Бундай бомбада одатдаги атом бомбаси запал (ўт оллирувчи бўлиб хизмат қилади. Атом бомбаси портлаганда  $10^7 \text{ }^\circ\text{К}$  тартибдаги температура ҳосил бўлади. Дейтерий билан тритийнинг



синтез реакциясида  $17,6 \text{ Мэв}$  энергия чиқади, бунда битта нуклонга  $\sim 3,5 \text{ Мэв}$  энергия тўғри келади. Таққослаш учун уран ядроси бўлинганда битта нуклонга  $\sim 0,85 \text{ Мэв}$  энергия тўғри келишини кўрсатиб ўтаамиз.

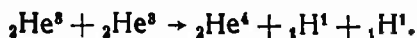
Водород ядроларининг қўшилиб гелий ядроси ҳосил бўлиш реакцияси Қуёш ва юлдузлар энергияси манбаи бўлади, уларда температура  $10^7\text{--}10^8 \text{ }^\circ\text{К}$  га етади. Бу синтез реакцияси икки йўл билан юз беради. Анча паст температураларда протон—протон цикли уринли бўлади, бу цикл қўйидагича юз беради. Дастлаб икки протон қўшилиб, гелий ядроси  ${}_2\text{He}^2$  ҳосил бўлади, у дарҳол  $\beta^+$ -радиоактив емирилишга учрайди:



Ҳосил бўлган  ${}_1\text{H}^2$  оғир водород ядроси протон билан тўқнашиб ва у билан қўшилиб,  ${}_2\text{He}^3$  ядроси ҳосил қилади:



Ниҳоят, циклнинг охирги звеноси қўйидаги реакциядан иборат:

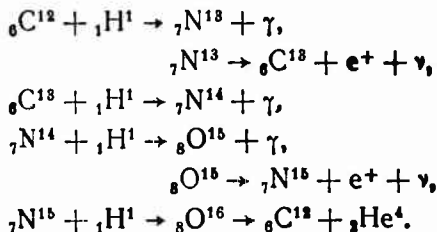


Анча юқори температураларда Г. Бете таклиф қилган углерод цикли (ёки углерод-азот цикли) катта эҳтимолликка эга.

<sup>1)</sup> 1953 йилда Совет Иттифоқида биринчи марта термоядро портлаши амалга оширилган эди.



Бу цикл қуйидаги звенолардан иборат:



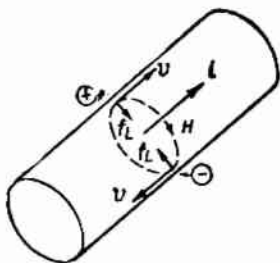
Охирги сатрдаги  ${}_8\text{O}^{16}$  ядро мураккаб ядродир [қ. (91.2) тенглама].

Углерод цикли натижасида тўртта протон йўқолиб, битта  $\alpha$ -зарра ҳосил бўлади. Углерод ядролари сони ўзгармайди; бу ядролар реакцияда катализатор вазифасини бажаради.

Углерод цикли жуда юқори температурали юлдузларда кўпроқ бўлади. Қуёш энергиясининг катта қисми протон—протон цикли натижасида чиқади.

Водород бомбасидаги термоядро реакциясини бошқариб бўлмайди. Бошқариладиган термоядро реакцияларини амалга ошириш учун бирор ҳажмда  $10^8$  °К тартибли температура ҳосил қилиш ва уни шу даражада сақлаб туриш зарур. Бундай юқори температурада молда тўлиқ ионлашган плазма ҳолатида бўлади [қ. II т, 88-§].

Бошқариладиган термоядро реакцияларини амалга ошириш йўлида катта қийинчиликлар бор. Ниҳоятда юқори температура ҳосил қилиш зарурати билан бирга, плазмани берилган ҳажмда сақлаб туриш муаммоси вужудга келади. Плазма идиш деворларига тегса совиёди. Бундан ташқари, бундай температурада ҳар қандай моддадан қилинган идиш деворлари буғланиб кетади. Совет физиклари И. Е. Тамм ва бошқалар плазмани тайинли ҳажмда магнит майдони ёрдамида тутиб туриш ғоясини бердилар. Плазмадан жуда кучли электр токи ўтказиб, плазмада юқори температура ҳосил қилинади. Бу токнинг магнит майдони разряд каналини қисади ва плазма шнурини идиш деворларидан тортиб олади<sup>1)</sup>. Дарҳақиқат, плазма шнури бўйлаб ҳаракатланаётган ҳар қандай зарядга таъсир қилувчи  $f_L$  Лоренц кучи шнур ўқиға қараб йўналган эканлиги 263-расмдан кўринади. Плаз-



263- расм.

мазмида катта қийинчиликлар бор. Ниҳоятда юқори температура ҳосил қилиш зарурати билан бирга, плазмани берилган ҳажмда сақлаб туриш муаммоси вужудга келади. Плазма идиш деворларига тегса совиёди. Бундан ташқари, бундай температурада ҳар қандай моддадан қилинган идиш деворлари буғланиб кетади. Совет физиклари И. Е. Тамм ва бошқалар плазмани тайинли ҳажмда магнит майдони ёрдамида тутиб туриш ғоясини бердилар. Плазмадан жуда кучли электр токи ўтказиб, плазмада юқори температура ҳосил қилинади. Бу токнинг магнит майдони разряд каналини қисади ва плазма шнурини идиш деворларидан тортиб олади<sup>1)</sup>. Дарҳақиқат, плазма шнури бўйлаб ҳаракатланаётган ҳар қандай зарядга таъсир қилувчи  $f_L$  Лоренц кучи шнур ўқиға қараб йўналган эканлиги 263-расмдан кўринади. Плаз-

<sup>1)</sup> Магнит майдони таъсирида плазма шнурининг қисилиш ҳодисаси пинч-эффект деб аталади.

мани разряд найининг учларига тегиб қолишдан эҳтиёт қилиш заруратидан қутулиш учун тўғри най ўрнига тороид шаклидаги разряд найдан фойдаланилади.

Бахтга қарши плазма шнури ниҳоягда беқарор экан, шунинг учун ҳозирча плазмани разряд найи деворларига жуда қисқа вақт давомидагина тегизмасдан туриш мумкин. Бундай йўл билан эришилган температура ( $\sim 10^6$  °К) ҳам синтез реакциясининг вужудга келиши учун етарли эмас.

Бошқариладиган термоядро синтезини амалга ошириш инсониятга битмас-туғалмас энергия манбаини берган бўлар эди. Шунинг учун бошқариладиган термоядро реакцияларини амалга ошириш борасида кўп мамлакатларда ишлар олиб борилмоқда. Айниқса, СССР, Англия ва АҚШ да бу ишлар кенг қулоч ёйган. СССР да Л. А. Арцимович раҳбарлигида ишляётган бир группа олимлар катта муваффақиятларга эришдилар

---

## Х В Б О Б

### ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР

#### 94-§. Космик нурлар

Ерга олам фазосидан юқори энергияли (ўрта ҳисобда  $10 \text{ Гэв}$ , баъзи зарралар энергияси  $10^{10} \text{ Гэв}^1$ ) га етади) атом ядроларининг (асосан протонлар) узлуксиз оқими келади. Бу бирламчи космик нурлар Ер атмосферасида иккиламчи нурланиш ҳосил қилади. Бу нурланишда ҳозирги вақтда маълум бўлган ҳамма элементар зарралар учрайди.

Бирламчи космик нурлар интенсивлиги атмосфера чегарасида тахминан  $1 \text{ зарра/см}^2 \cdot \text{сек}$  ни ташкил этади. Денгиз сатҳида зарядли зарралар оқими урта ҳисобда  $\sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ зарра/см}^2 \cdot \text{сек}$  га тенг. Ернинг магнит майдони мавжудлиги туфайли космик нурлар интенсивлиги ҳар хил географик кенгликларда ҳар хил бўлади. Бу ҳодиса кенглик эффекти деб аталади.

Бирламчи космик нурлар зарралари атмосферанинг юқориги қағламларидаги атом ядролари билан ноэластик равишда тўқнашади, натижада иккиламчи нурланиш пайдо бўлади.  $20 \text{ км}$  дан пастда космик нурлар деярли бутунлай иккиламчи космик нурлар бўлади. Иккиламчи космик нурларнинг иккита компоненти бор. Улардан бирини қўрғошин кучли ютади ва шунинг учун у юмшоқ компонента деб аталган; иккинчиси қалин қўрғошиндан ҳам паррон ўтади, шунинг учун қаттиқ компонента деб аталган.

Юмшоқ компонента электрон-позитрон жуфтлари каскади (ёки жалаасидан) иборат (қ. 97-§). Ядро ўзгариши ёки тез электроннинг кескин тормозланиши натижасида ҳосил бўлган  $\gamma$ -фотон атом ядроси яқинидан учиб ўтаётганда электрон-позитрон жуфтини юзага келтиради (264-расм). Бу зарраларнинг тормозланиши натижасида ҳам  $\gamma$ -фотонлар ҳосил бўлади ва ҳоказо. Жуфтларнинг пайдо булиш ва  $\gamma$ -квантлар ҳосил бўлиш процесслари  $\gamma$ -фотонлар энергияси жуфтлар ҳосил бўлиши учун етарли бўлмай қолгунга қадар ўзаро алмашиниб

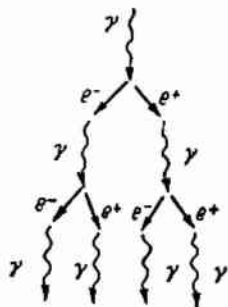
---

<sup>1)</sup>  $1 \text{ Гэв}$  гигаэлектрон-вольт) =  $10^9 \text{ эв}$ . Бу бирлик *Бэв* (биллион электрон-вольт) деб ҳам юритилади

туради. Бошланғич фотон энергияси жуда катта бўлгани сабабли то жала тўхтагунча иккиламчи зарраларнинг бир қанча авлодлари пайдо бўлишга улгуради.

Космик нурларнинг паррон утувчи қаттиқ компонентаси асосан мюонлардан иборат. Бу компонента асосан атмосферанинг юқориги ва ўрта қатламларида зарядли  $\pi$ -мезонлар (ва қисман  $K$ -мезонлар) емирилиши ҳисобига ҳосил булади.

Ернинг сунъий йўлдошлари ва космик ракеталар учирилганда Ер яқинида ионловчи нурланиш ингенсивлиги кескин катта бўлган икки зонадан иборат радиацион пояслар мавжудлиги очилган эди; булар Ерни ўраб туради. Бу зоналар Ернинг магнит майдони зарядли космик зарраларни тутиб қолиши ва ўзида ушлаб туриши туфайли мавжуддир. Экватор текислигида ички радиацион пояс 600 дан 6000 км гача, ташқи пояс 20 000 дан 60 000 км гача чўзилади. 60 — 70° кенгликларда иккала пояс Ерга бир неча юз километр чамасида яқин туради.



264- расм.

Яқин вақтларга қадар мезонлар ва гиперонлар ҳосил қилиш учун энергияси етарли бўлган зарраларнинг ягона манбаи космик нурланиш эди. Позитрон, мюонлар,  $\pi$ -мезонлар ва кўпгина бошқа галати зарралар (қ. 99-§) дастлаб космик нурлар таркибида топилган эди. 1952 йилда Брукхавенда (АҚШ) биринчи синхрофазотрон (қ. II том, 68-§) ишга туширилган бўлиб, у ўша вақтда мавжуд бўлган тезлатгичлар берган энергияга қараганда анча катта энергияли (3 Гэв гача) протонлар олишга имкон берди. 3 Гэв энергия бирламчи космик нурланиш энергиялари соҳасига тўғри келади. Шунинг учун Брукхавен синхрофазотрони космогон деб аталди. Ҳозирги вақтда (1970 йил) Серпухово шаҳрида (Москва яқинида) 76 Гэв гача бўлган энергияли протонлар олишга имкон берувчи тезлатгич ишлаб турибди. Тезлатгичлар бунёд қилиниши билан космик нурлар элементар зарраларни ўрганиш соҳасидаги ўз аҳамиятини йўқотди. Бироқ улар аввалгича ўта юқори энергияли зарраларнинг ягона манбаи бўлиб қолаверди.

## 95- §. Элементар зарраларни кузатиш методлари

Элементар зарраларни улар модда орқали ўтганда қолдирадиган излари туфайли кузатиш мумкин. Изларнинг характери зарра зарядининг ишораси, унинг энергияси, импульси ва шунга ўхшаш катталикларини баҳолашга имкон беради. Зарядли зарралар ўз йўлида учраган молекулаларни ионлаштиради. Нейтрал зарралар из қолдирмайди, лекин улар емирилиб зарядли зарралар ҳосил қилиш пайтида ёки бирор ядро

билан тўқнашиш пайтида сезилади. Демак, нейтрал зарралар ҳам ўзлари бунёд қилган зарядли зарраларнинг ионлантириш таъсири орқали сезилади.

Ионлаштирувчи зарраларни қайд қилишда қўлланиладиган асбоблар икки гурпуага бўлинади. Биринчи гурпуага зарранинг учиб ўтганлигини қайд қилувчи, бундан ташқари баъзи ҳолларда унинг энергияси ҳақида тасаввур ҳосил қилишга имкон берувчи қурилмалар киради. Иккинчи гурпуага трекли асбоблар, яъни зарраларнинг моддада қолдирган изини (треккени) кузатишга имкон берувчи асбоблар киради.

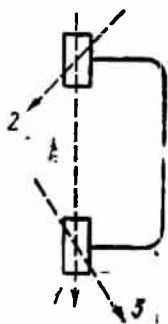
Қайд қилувчи асбоблар қаторига ионизацион камералар ва газ-разрядли счётчиклар (қ. II том, 86-§) киради. Черенков счётчиклари (қ. 48-§) ва сцинтилляцион счётчиклар ҳам кенг қўлланилади.

Модда орқали учиб ўтувчи зарядли зарра модданинг молекулаларини ионлаштирибгина қолмай, балки атомларни уйғотади ҳам. Нормал ҳолатга қайтаётганда атомлар кўринувчи ёруғлик чиқаради. Зарядли зарралар таъсирида сезиларли ёруғлик (сцинтилляция) чиқарадиган моддалар фосфорлар дейилади. Органик фосфорлар (бензол, нафталин, антрацен, нафтацен ва ҳоказо) ва ноорганик фосфорлар бўлади. Энг кўп қўлланиладиган ноорганик фосфорлар жумласига  $ZnS - Ag$  (яъни кумуш билан активлаштирилган  $ZnS$ ) ва  $NaJ - Tl$  киради. Протон счётчикларида одатда пластмассали сцинтилляторлар қўлланилади. Суюқ сцинтилляторлар ҳам қўлланилади.

Сцинтилляцион счётчик фосфордан тузилган булиб, ёруғлик ундан махсус ёруғлик ўтказгич орқали фотокўпайтиргичга берилади. Фотокўпайтиргич чиқишида ҳосил бўладиган импульслар саналади. Импульсларнинг амплитудаси ҳам аниқланади (у ёруғлик чақнашининг интенсивлигига пропорционалдир), бу эса қайд қилинаётган зарралар ҳақида қўшимча маълумот беради.

Счётчиклар кўпинча гурпуа қилиб бирлаштирилади ва шундай уланадики, бунда бир нечта асбоб бир вақтда белгилаб борадиган ҳодисалар қайд қилинади ёки, аксинча улардан биттаси белгилаб бораётган ҳодиса қайд қилинади. Биринчи ҳолда счётчиклар мос тушишлик схемаси бўйича, иккинчи ҳолда мос тушмаслик схемаси бўйича уланган дейилади. Турли хил уланиш схемаларидан фойдаланиб, кўп ҳодисалар ичидан бизни қизиқтираётганини ажратиш олиш мумкин. Масалан, устма-уст ўрнатилган ва мос тушишлик схемаси бўйича уланган икки счётчик вертикал учиб ўтаётган 1 заррани (265-расм) қайд қилади, 2 ва 3 зарраларни қайд қилмайди.

Вильсон камераси, пуфакчали камера, учқунли камера ва эмульсион камералар трекли



265- расм.

асбоблар жумласидандир. Бундан ташқари, диффузион камералар ҳам қўлланилади, лекин биз уни ўрганмаймиз.

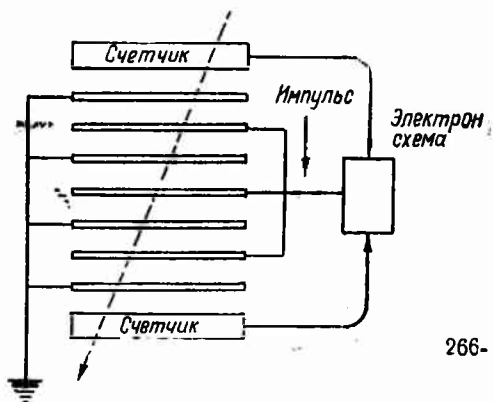
**Вильсон камераси.** Бу асбобни 1912 йилда инглиз физиги Ч. Вильсон яратган. Учиб ўтаётган зарядли зарранинг йўли Вильсон камерасида кўринади, чунки бу йўл ионлардан ташкил топган бўлиб, ионларда бирор суюқликнинг ўта тўйингирилган буғи конденсацияланади. Асбоб ўзлуксиз эмас, балки цикллар билан ишлайди. Камеранинг қиёсан қисқа сезгирлик вақти ( $\sim 0,1 - 1$  сек) тиним вақти (100—1000 марта катта) билан навбатма-навбат алмашиб туради, тиним вақти давомида камера кейинги иш циклига тайёрланади. Иш аралашмасини кескин (адиабатик) кенгайтириш йўли билан тез совитиш ҳисобига буғ ўта тўйинган ҳолатга ўтади. Иш аралашмаси конденсацияланмайдиган газ (гелий, азот, аргон) ва сув, этил спирти ва шунга ўхшаш суюқлик буғларидан ташкил топган бўлади. Шу пайтда камеранинг ишчи ҳажми стереоскопик равишда (яъни бир нечта нуқтадан) суратга олинади. Стереофотографиялар қайд қилинган ҳодисанинг фазовий манзарасини ҳосил қилишга имкон беради. Сезгирлик вақтининг тиним вақтига нисбати жуда кичик бўлгани сабабли, содир бўлиш эҳтимоли кичик бўлган бирор ҳодиса қайд қилингунга қадар ўн минглаб сурат олишга тўғри келади. Кам учрайдиган ҳодисаларни кузатиш эҳтимолини орттириш учун бошқариладиган Вильсон камераларидан фойдаланилади, уларда кенгайтириш механизмини керакли ҳодисани ажратиб олувчи электрон схемага уланган счётчиклар (зарралар счётчиги) бошқаради.

1927 йилда совет олими Д. В. Скобельцин Вильсон камерасини электромагнит қутблари орасига жойлаштириб, унинг имкониятларини янада кенгайтirdи. Магнит майдони таъсири остида траекториянинг эгриланишига қараб зарранинг заряди ишорасини ва импульсини аниқлаш мумкин. Магнит майдонига жойлаштирилган Вильсон камерасида олинган фотосуратга мисол қилиб 270-расмни (420 - бет) кўрсатиш мумкин.

**Пуфакчали камера.** 1952 йилда Д. А. Глезер ихтиро қилган пуфакчали камерада ўта тўйинган буғлар ўрнига ўта иситилган шаффоф суюқлик олинади (яъни ўзининг тўйинтирилган буғлари босимдан кичик бўлган ташқи босим остида турган суюқлик; қ. I том, 120-§). Камерадан учиб ўтган ионлаштирувчи зарра суюқликни кучли равишда қайнатиб юборади, бунинг натижасида зарранинг изида буғ пуфакчалари тизилиб қолади — трек ҳосил бўлади (қ. 271-расм, 428 - бет). Пуфакчали камера ҳам Вильсон камераси каби цикллар билан ишлайди. Босимни кескин камайтириш билан камера ишга туширилади, натижада иш суюқлиги ўта иситилган метастабил ҳолатга ўтади. Учиб ўтаётган зарраларга айни вақтда нишон бўлиб хизмат қилувчи иш суюқлиги сифатида суюқ водород (бу ҳолда паст температура зарур), пропан ( $C_3H_8$ ),

фреонлар ( $\text{CClF}_3$ ,  $\text{CCl}_2\text{F}_2$ ) ва бошқалар олинади. Камераларнинг иш ҳажми 1000 л га боради.

**Учқунли камералар.** 1957 йилда Краншау ва де-Бир зарядли зарралар траекториясини қайд қиладиган асбоб ясадилар. Бу асбоб учқунли камера деб аталади. Асбоб металл фольга қопланган каркаслар шаклида ёки металл пластинкалар шаклида ишланган бир-бирига параллел ясси электродлар системасидан тузилган (266-расм). Электродлар битта оралатиб

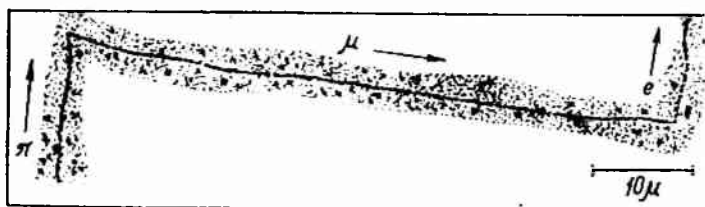


266- расм.

уланган. Электродларнинг бир группаси ерга уланади, иккинчи группасига эса даврий равишда қисқа муддатли ( $10^{-7}$  сек давом этадиган) юқори кучли ( $10 - 15$  кВ) импульс берилади. Агар камерага импульс берилган пайтда камерадан ионлаштирувчи зарра учиб ўтса, унинг йўли электродлар орасидан ўтувчи учқунлар занжиридан иборат бўлади. Асбоб мос тушишлик схемаси буйича уланган ва камеранинг иш ҳажмидан учиб ўтувчи текшириладиган зарраларни қайд қиладиган қўшимча счѣтчиклар ёрдамида автоматик равишда ишлатиб юборилади. Инерт газли камераларда электродлар орасидаги масофа бир неча сантиметрга етиши мумкин. Агар зарранинг учиш йўналиши электродларга ўтказилган нормаль билан  $40^\circ$  дан ортиқ булмаган бурчак ташкил қилса, бундай камераларда разряд зарра треки бўйлаб ортиб боради.

**Фотоэмульсиялар методи.** Совет физиклари Л. В. Мисовский ва А. П. Жданов биринчи бўлиб элементар зарраларни қайд қилиш учун фотопластинкадан фойдаландилар. Зарядли зарра фотоэмульсиядан ўтганда фотонлар каби таъсир кўрсатади. Шунинг учун пластинка очилтирилгандан кейин эмульсияда учиб ўтган зарранинг изи (треки) кўринади. Фотопластинка методининг камчилиги шуки, эмульсия қатлами юпқа бўлгани учун фақат қатлам текислигига параллел йўналишда учиб ўтаётган зарралар трекигина тўлиқ бўлиб чиқади. Эмульсион камераларда алоҳида фотоэмульсия қатламларининг бир-

неча килограмм келадиган қалин дасталари нурлантирилади. Нурлантириб бўлгандан кейин дастадаги ҳар бир қатлам ажратиб олиниб, очилтирилади ва микроскопда текширилади. Зарранинг бир қатламдан иккинчисига ўтган йўлини кузатиш учун даста бузилмасдан олдин ҳамма қатламларга Рентген нурлари ёрдамида бир хил координата тури туширилади. Зарраларнинг шу тариқа ҳосил қилинган треклари 267-расмда кўрсатилган, унда  $\pi$ -мезоннинг мюонга ва кейин позитронга айланиш тартиби қайд қилинган.



267-расм.

## 96-§. Элементар зарралар синфлари ва ўзаро таъсир турлари

Ички тузилишини физика тараққиётининг ҳозирги замон босқичида бошқа зарралар тўплами деб тасаввур қилиш мумкин бўлмаган микрозарралар элементар зарралар деб тушунилади. Шу вақтгача кузатилган ҳамма ҳодисаларда ҳар бир шундай зарра ўзини бир бутундек тутади. Элементар зарраларнинг бири иккинчисига айланиши мумкин. Бундай айланишларнинг мисолларини биз бундан аввалги бобда кўрдик [қ. (87.5), (89.3), (89.4), (89.5)].

Элементар зарраларнинг хоссалари ва характерини изоҳлаш учун уларнинг массаси, электр заряди ва спинидан ташқари, уларни характерловчи яна бир қатор қўшимча катталиклари (квант сонлари) бор дейишга тўғри келади. Қуйида ана шу катталиклар ҳақида гап боради.

Ҳозирги вақтда элементар зарралар орасида бўладиган тўрт хил ўзаро таъсир маълум: кучли ўзаро таъсир<sup>1)</sup>, электромагнитик ўзаро таъсир, кучсиз ва гравитацион ўзаро таъсирлар (биз уларни интенсивлигининг камайиши тартибида айтиб ўтдик).

**Кучли ўзаро таъсир.** ўзаро таъсирнинг бу тури ядровий ўзаро таъсир ҳам дейилади, чунки бу ўзаро таъсир ядродаги

<sup>1)</sup> Кучли ўзаро таъсирнинг ўзи хусусий кучли ва мўътадил кучли ўзаро таъсирларга бўлинади, лекин биз бу масалада тўхталиб ўтирмаймиз.



нуклонларни бир-бирига боғлайди (қ. 89-§). Ўзаро таъсир интенсивлигини ўзаро таъсир константаси деб аталадиган ўлчамсиз  $G^2$  катталиқ билан характерлаш қабул қилинган. Бу катталиқ мазкур ўзаро таъсир натижасида содир бўлувчи процесслар эҳтимолини характерлайди. Кучли ўзаро таъсир учун  $G^2 = G_s^2 = 1$ . Кучли ўзаро таъсир вужудга келадиган энг катта масофа (таъсир доираси радиуси  $r$ ) тақрибан  $10^{-13}$  см га тенг эканлигини биз биламиз. Бирор зарра яқинидан  $c$  га яқин тезлик билан учиб ўтаётган зарра ўша зарра билан  $\tau = r/c \approx \approx 10^{-13}/3 \cdot 10^{10} \approx 10^{-23}$  сек вақт давомида ўзаро таъсирда бўлади. Шу сабабли кучли таъсир  $10^{-23}$  сек тартибидаги ўзаро таъсир вақти ( $\tau_s$ ) билан характерланади.

**Электромагнитик ўзаро таъсир.** Электромагнитик ўзаро таъсирнинг таъсир доираси радиуси чекланмаган ( $r = \infty$ ). Ўзаро таъсир константаси

$$G^2 = G_e^2 = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}.$$

Демак, электромагнитик ўзаро таъсир интенсивлиги кучли ўзаро таъсир интенсивлигидан тахминан 100 марта кам. Ўзаро таъсир намоён бўлиши учун зарур бўлган вақт унинг интенсивлигига (ёки эҳтимолига) тесқари пропорционал. Шу сабабли электромагнитик ўзаро таъсир учун

$$\tau_e = \tau_s \frac{G_s^2}{G_e^2} \approx 10^{-21} \text{ сек}.$$

**Кучсиз ўзаро таъсир.** Кучсиз ўзаро таъсир (ёки емирилиш ўзаро таъсири) ядроларнинг ҳамма  $\beta$ -емирилишига ( $K$ -тутиш ҳам), элементар зарраларнинг кўп хил емирилишига, шунингдек нейтрино билан модда орасида бўладиган ҳамма ўзаро таъсир процессларига тегишлидир. Кучсиз ўзаро таъсир, кучли ўзаро таъсир каби, яқин масофада таъсир қилади. Ўзаро таъсир константаси жуда кичик:  $G^2 = G_w^2 = 10^{-14}$ . Демак, ўзаро таъсир вақти  $\tau_w \approx 10^{-9}$  сек.

**Гравитацион ўзаро таъсир.** Бу таъсирнинг ҳам таъсир радиуси чекланмаган ( $r = \infty$ ). Ўзаро таъсир константаси ниҳоятда кичик:  $G^2 = G_g^2 = 10^{-39}$ . Бинобарин, ўзаро таъсир вақти  $\tau_g \approx 10^9$  йил. Гравитацион ўзаро таъсир универсал ҳисобланади, ҳамма элементар зарралар ўзаро гравитацион таъсир қилишади. Бироқ микродунё процессларида гравитацион ўзаро таъсир сезиларли роль ўйнамайди.

8-жадвалда турли хил ўзаро таъсирлар учун  $G^2$  ва  $\tau$  лар қиймати таққослаб кўрсатилган.

Ўзаро таъсир тури	Ўзаро таъсир константаси, $\sigma^2$	Ўзаро таъсир вақти $\tau$ , сек
Кучли (ядровий)	1	$10^{-23}$
Электромагнитик	$1/137 \approx 10^{-2}$	$10^{-21}$
Кучсиз (емирилиш)	$10^{-14}$	$10^{-8}$
Гравитацион	$10^{-39}$	$10^{16} (10^9 \text{ йил})$

Ораларида бўладиган ўзаро таъсир характериға қараб элементар зарралар уч<sup>1)</sup> синфга бўлинади.

1. Фотонлар,  $\gamma$  (электромагнитик майдон квантлари). Бу зарралар электромагнитик ўзаро таъсирга иштирок этади, лекин кучли ва кучсиз ўзаро таъсирга эға эмас.

2. Лептонлар (енгил деган грекча „лептос“ сўзидан олинган). Улар қаторига кучли ўзаро таъсирга эға бўлмаган зарралар киради: мюонлар ( $\mu^-$ ,  $\mu^+$ ), электронлар ( $e^-$ ,  $e^+$ ) ва нейтрино ( $\nu$ ,  $\bar{\nu}$ ). Ҳамма лептонларнинг спини  $1/2$  га тенг. Бундай зарралар Ферми — Дирак статистикасига (Паулл принципини ҳисобга олувчи статистикага) бўйсунди, шу сабабли улар фермионлар деб аталади. Ҳамма лептонлар кучсиз ўзаро таъсирга эға. Улардан электр зарядига эға бўлганлари (яъни мюонлар ва электронлар) электромагнитик ўзаро таъсирга ҳам эға.

3. Адронлар (йирик, салмоқли деган грекча „адрос“ сўзидан олинган). Бу синфга кучли ўзаро таъсирга эға бўлган ҳамма зарралар киради. Бу зарралар кучли ўзаро таъсир билан бирга кучсиз ва электромагнитик ўзаро таъсирга ҳам эғади. Адронлар иккита группачага бўлинади: мезонлар ва барионлар.

Мезонлар барион заряди деб аталувчи зарядга (пастроққа қаранг) эға бўлмаган кучли ўзаро таъсирлашувчи беқарор зарралардир. Улар қаторига  $\pi$ -мезонлар ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ) ва  $K$ -мезонлар<sup>2)</sup>, яъни каонлар ( $K^+$ ,  $K^-$ ,  $K^0$ ,  $\bar{K}^0$ ) киради.  $\kappa$ -мезонлар

1) Бундан бошқа яна бир зарралар синфи мавжуд деб фараз қилинади — г р а в и т о н л а р (гравитацион майдон квантлари). Бу зарралар ҳали экспериментда кузатилган эмас.

2) Нейтрал  $K^0$ - ва  $\bar{K}^0$ -мезонлар ҳосил бўлиш пайтидагина ўзларини алоҳида зарралар каби тутади. Эркин ҳаракатланаётганда уларнинг ҳар бири ўзини бошқа нейтрал  $K_1^0$  ва  $K_2^0$  зарралар аралашмаси каби тутади.  $K_1^0$  ва  $K_2^0$  зарраларнинг емирилиш йўли ва яшаш вақти ҳар хил. Ядро билан тўқнашганда ҳар бир  $K_1^0$  ва  $K_2^0$  зарра ўзини  $K^0$ - ва  $\bar{K}^0$ -мезонлар аралашмаси каби тутади. Бундан кейин биз бу нозик томонларни ҳисобга олмаймиз.

ҳақида 89-§ га қаранг.  $K$ - мезонлар массаси  $\sim 970 m_e$  ни ташкил қилади (зарядли  $K$ - мезонлар учун 494  $Mэв$  ва нейтрал  $K$ - мезонлар учун 498  $Mэв$ ).  $K$ - мезонларнинг яшаш даври тахминан  $10^{-8}$  сек. Улар емирилиб,  $\pi$ - мезонлар ва лептонлар ёки фақат лептонлар ҳосил қилади. Зарядли  $\pi$ - мезонлар емирилганда лептонлар ҳосил бўлишини 89-§ да кўрган эдик;  $\pi^0$ - мезон кўпроқ  $\gamma$ - фотонлар ҳосил қилиб емирилади. Мезонлар ( $\pi^0$ - мезондан ташқари) кучсиз ўзаро таъсир ҳисобига емирилади, шунинг учун улар яшаш вақти ( $\sim 10^{-8}$  сек) билан фарқ қилади, бу ядронинг яшаш вақтидан анча кўп.  $\pi^0$ - мезоннинг емирилиб,  $\gamma$ - фотонлар ҳосил бўлишида кучсиз ўзаро таъсир эмас, балки электромагнитик ўзаро таъсир юз беради (фотонлар кучсиз ўзаро таъсирда иштирок этмайди). Шунинг учун  $\pi^0$ - мезоннинг яшаш даври ( $\sim 10^{-16}$  сек) қолган мезонларнинг яшаш давридан кўп тартибга кичик. Мезонлар лептонлардан фарқли равишда фақат кучсиз ўзаро таъсиргагина (агар улар зарядланган бўлса, электромагнитик ўзаро таъсирга) эмас, балки кучли ўзаро таъсирга ҳам эга. Кучли ўзаро таъсир мезонлар орасида бўладиган ўзаро таъсирда, шунингдек, мезонлар билан барионлар орасидаги ўзаро таъсир вақтида намоён бўлади. Ҳамма мезонлар спини нолга тенг, шунинг учун Паули принципи уларга татбиқ қилинмайди. Спини бутун сон (ёки ноль) бўлган зарралар Бозе — Эйнштейн статистикасига бўйсунди, шунинг учун улар бозонлар деб аталади.

Барионлар группачаси нуклонларни ( $p$ ,  $n$ ) ва массаси нуклонлар массасидан катта бўлган беқарор зарраларни ўз ичига олади. Бу беқарор зарралар ( $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Omega^-$ ) гиперонлар<sup>1)</sup> деб аталган. Ҳамма барионлар кучли ўзаро таъсирга эга, бинобарин, атом ядролари билан актив ўзаро таъсирда бўлади. Ҳамма барионлар спини  $1/2$  га тенг, шунинг учун барионлар фермионлардир. Протондан бошқа ҳамма барионлар беқарор. Барион емирилганда бошқа зарралар билан бирга албатта барион ҳосил бўлади. Бу қонунят барион заряднинг сақланиш қонунининг бир кўринишидир, бу қонун ҳақида кейинги параграфда гапирилади.

Кейинги вақтларда резонанслар деб аталувчи 70 га яқин қисқа яшовчи зарра аниқланган. Бу зарралар иккита ёки undan кўпроқ элементар зарралардан иборат бўлган резонанс ҳолатлардир. Резонансларнинг яшаш вақти атиги  $\sim 10^{-23}$  —  $10^{-22}$  сек ни ташкил этади. Бу эса резонансларнинг кучли ўзаро таъсир ҳисобига емирилишини кўрсатади. Бошқа зарралар кучсиз ўзаро таъсир ҳисобига (баъзида электромагнитик ўзаро таъсир ҳисобига) емирилади. Шу сабабли уларнинг яшаш даври анча катта бўлади.

<sup>1)</sup> Гиперонлар грек алфавитининг бош ҳарфлари билан белгиланади:  $\Lambda$  — ламбда,  $\Sigma$  — сигма,  $\Xi$  — кси,  $\Omega$  — омега.

Резонанслардан баъзилари бозонлардир ва шу сабабли улар мезонлар синфига тааллуқли бўлиши керак. Буларга мисол қилиб учта  $\pi$ -мезонга бўлинадиган  $\omega$ -резонансни (ёки  $\omega$  мезонни) ёки  $K$ -мезон ва  $\pi$ -мезонга бўлинадиган  $K^*$ -резонансни ( $K^*$ -мезонни) кўрсатиш мумкин. Бошқа резонанслар— фермионлар гиперонлар синфига киритилиши керак. Бунга  $\Xi$ -гиперон ва  $\pi$ -мезонга бўлинувчи  $\Xi^*$ -резонанс ( $\Xi^*$ -гиперон) мисол бўлиши мумкин.

Бундан буён резонанслар масаласида тўхталмаймиз.

## 97- §. Зарралар ва антизарралар

Шредингернинг (65. 1) тенгламаси нисбийлик назарияси талабларига жавоб бермайди, чунки у Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант эмас. 1928 йилда инглиз физиги П. Дирак релятивистик тўлқиний тенглама топди. Бу тенгламадан бир қатор ажойиб натижалар келиб чиқади. Аввало бу тенгламанинг ечимидан ҳеч қандай қўшимча шартсиз табиий равишда электроннинг спини ва хусусий магнит моментининг сон қиймати ҳосил бўлади. Шундай қилиб, спин бир вақтда ҳам квант катталиқ, ҳам релятивистик катталиқ эканлиги аниқланди.

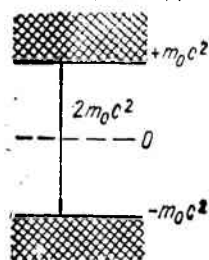
Лекин бу билан Дирак тенгламасининг моҳияти тўла очилмайди. Бу тенглама электроннинг антизарраси — позитрон мавжудлигини олдиндан айтишга имкон берди. Дирак тенгламасидан эркин зарранинг тўла энергияси<sup>1)</sup> фақат мусбат қийматгагина эмас, балки манфий қийматга ҳам эга бўлиши келиб чиқади. Тенгламани текшириш шуни кўрсатадики, зарранинг  $p$  импульси тайинли бир қийматга эга бўлганда тенгламанинг

$$E = \pm \sqrt{c^2 p^2 + m_0^2 c^4} \quad (97.1)$$

энергияларга мос келадиган ечимлари бор.

Энг кичик мусбат ( $+m_0c^2$ ) энергия билан энг катта манфий ( $-m_0c^2$ ) энергия орасида энергиянинг ҳақиқатда бўлмайдиган қийматлари интервали бор. Бу интервал кенглиги  $2m_0c^2$  га тенг (268-расм). Шундай қилиб, энергиянинг хусусий қийматларининг иккита соҳаси ҳосил бўлади: биттаси  $+m_0c^2$  дан бошланиб  $+\infty$  гача боради, бошқаси  $-m_0c^2$  дан бошланиб  $-\infty$  гача боради.

Релятивистик механикада энергия (97. 1) билан мос тушувчи (42.12) муносабат билан импульс орқали ифодаланади, шунинг учун энергия формал равишда манфий қийматга эга бўлиши мумкин. Бироқ квант

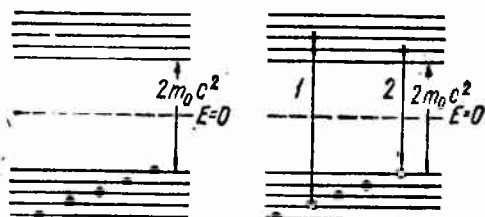


268- расм.

<sup>1)</sup> Релятивистик маънодаги тўла энергия [қ. (42. 9)].

назариясидан бошқа назарияга асосан, энергия узлу-  
ради ва шунинг учун тақиқланган зонани кесиб утол-  
мусбат қиймадан манфий қийматга ўта олмайди. Квант  
риясида эса энергия узлуксизгина эмас, балки сакраб ҳам ўз-  
ради, шунинг учун тақиқланган зонанинг мавжудлиги зарр-  
нинг манфий энергияли ҳолатларга ўтишига тўсиқ бўлмайди.  
[Ярим ўтказгичда электроннинг валентлик зонасидан ўтказувчан-  
лик зонасига ўтиш ҳодисасига таққосланг, II том, 137-б расм].

Манфий энергияли зарра ғалати хоссаларга эга бўлиши  
керак. Зарра тобора кичик энергияли (яъни модули ортувчи  
манфий энергияли) ҳолатга ўтиб, у энергия ажратиши мумкин  
эди, бу энергияни у нурланиш тарзида ажратиши мумкин;  
бунда  $|E|$  чекланмаган бўлгани сабабли манфий энергияли зар-  
ра чексиз кўп миқдорда энергия нурлаши мумкин эди. Қуйи-  
даги йўл билан ҳам шунга ўхшаш натижага келиш мумкин.  
 $E = mc^2$  муносабатдан манфий энергияли зарранинг массаси  
- ҳам манфий бўлиши келиб чиқади. Манфий массали зарра тор-  
мозловчи куч таъсирида секинлашмасдан, балки тормозловчи  
куч манбаи устида чексиз кўп миқдорда иш бажариб тезлани-  
ши керак. Шундай қийинчиликлар туфайли манфий энергияли



а

б

269- расм.

ҳолатни бемаъни нагижаларга олиб келувчи ҳол сифатида эъти-  
бордан четда қолдириш керакдек туюлади. Бироқ бундай қи-  
лиш квант механикасининг баъзи умумий принципларига зид  
бўлар эди. Шу сабабли Дирак бошқача йўл тутди. Дирак ман-  
фий энергияли ҳамма сатҳлар электронлар билан банд бўлган  
сабабли электронлар манфий энергияли ҳолатга ўтмайди  
деб фараз қилди. Электронлар спини яримли бутун бўлган  
бошқа зарралар каби, Паули принципига бўйсунганини эслатиб  
ўтамиз. Бу принципга кўра, аynи бир ҳолатда биттадан ортиқ  
зарра бўла олмайди.

Дирак назарияси бўйича вакуум фазонинг шундай ҳолатики,  
унда манфий энергияли ҳамма сатҳлар электронлар билан банд  
бўлиб, мусбат энергияли ҳолатлар эса буш (269-а расм). Та-  
қиқланган полосадан пастда жойлашган деярли ҳамма сатҳлар  
банд бўлгани сабабли бу сатҳларда электронлар ўзини намоеън  
қила олмайди. Шунга ўхшаш диэлектрикда валентлик зонасини  
тўлдирувчи электронлар (қ. II том, 137-в расм) электр май-

дони таъсирига берилмайди. Агар манфий сатҳларда жойлашган электронлардан бирига тақиқланган зонанинг  $2m_0c^2$  га тенг бўлган кенглигидан катта энергия берилса, у ҳолда бу электрон мусбат энергияли ҳолатга ўтади ва ўзини мусбат массали ва манфий зарядли зарра сифатида одатдагича тутади. Бунда манфий сатҳлар ичида ҳосил бўлган вакансия („тешик“) ўзини мусбат зарядли электрон каби тутиши керак. Дарҳақиқат, манфий массали ва манфий зарядли зарранинг йўқлиги мусбат массали ва мусбат зарядли зарра борлигидек идрок этилади. Назарий равишда олдиндан айтилган энг биринчи бу зарра позитрон деб аталган эди.

Позитрон электрон билан учрашганда аннигиляция бўлади (иккаласи йўқолади) — электрон мусбат сатҳдан вакант манфий сатҳга ўтади<sup>1)</sup>. Бу сатҳлар фарқига мос келадиган энергия нурланиш тарзида чиқади. 269-б расмда 1 стрелка электрон—позитрон жуфтнинг пайдо бўлишини, 2 стрелка эса уларнинг аннигиляциясини тасвирлайди.

Аннигиляциядан аввал электрон ва позитрон водород атомига ўхшаш метастабил боғланган система ҳосил қилади, бунда протон ўрнида позитрон бўлади. Электрон билан позитроннинг бундай боғланган ҳолати позитроний деб аталади. Бу системанинг натижавий спини қандай бўлишига қараб паразитроний (унда  $s = 0$ , яъни  $e^-$  ва  $e^+$  ларнинг спинлари антипараллел) ва ортопозитроний ( $s = 1$ ,  $e^-$  ва  $e^+$  ларнинг спинлари параллел) бўлади. Парапозитронийнинг яшаш вақти  $\sim 10^{-10}$  сек, ортопозитронийники  $\sim 10^{-7}$  сек. Электрон билан позитрон аннигиляциялангани натижасида позитроний умумий энергияси  $2m_0c^2 = 1,02$  Мэв бўлган фотонларга ажралади. Позитронийнинг назарий равишда ҳисобланган хоссалари (масалан, яшаш вақти) экспериментда яхши тасдиқланади.

Дирак назарияси шунчалик „ақлга сиғмайдиган“ эдики, кўп физиклар унга жуда ишончсизлик билан қарадилар. Бироқ 1932 йилда америкалик физик К. Андерсон космик нурлар таркибида позитрон борлигини аниқлади. Электромагнит қутблари орасига жойлаштирилган Вильсон камерасида позитрон ўзи билан бир вақтда пайдо бўлган электрон каби из қолдирган, фақат унинг изи тескари томонга буралган эди (270-расм).

$\gamma$ -фотонлар модда орқали ўтганда электрон-позитрон жуфти пайдо бўлади. Бу эса модданинг  $\gamma$ -нурларни ютишига олиб келувчи процесслардан биридир.  $\gamma$ -фотоннинг жуфтлар пайдо бўладиган ҳолдаги минимал энергияси Дирак назариясига тўла мос равишда  $2m_0c^2 = 1,02$  Мэв бўлар экан [қ. (87. 2)]. Жуфтлар пайдо бўлиш процессида импульснинг сақланиш қонунига риоя қилиш учун яна битта зарра (ядро ёки электрон)

1) Бу процесс ярим ўтказгичда электрон билан тешикнинг рекомбинациясига ўхшайди.

иштирок этиши керак, у  $\gamma$ -фотон импульсининг электрон ва позитронлар умумий импульсидан ортиқча қисмини қабул қилиб олади. Демак, бу процесс қуйидаги тенглама кўринишида ёзилади:

$$\gamma + X \rightarrow X + e^- + e^+, \quad (97.2)$$

бунда  $X$  — ядро, унинг кучи майдонида жуфтлар пайдо бўлади.

Аннигиляция вақтида импульсининг сақланиш қонуни ҳар хил томонга учиб кетувчи икки ёки учта  $\gamma$ -фотон ҳосил бўлиши билан қаноатлантирилади:

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma (+ \gamma). \quad (97.3)$$

Электрон-позитрон жуфтлари  $\gamma$ -фотоннинг электрон билан қиладиган ўзаро таъсиридан ҳам

$$\gamma + e^- \rightarrow e^- + e^- + e^+, \quad (97.4)$$

шунингдек икки зарядли зарра, масалан, икки электрон тўқнашганда ҳам ҳосил бўлиши мумкин:

$$e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + e^- + e^+. \quad (97.5)$$

(97. 2) процесс давомида  $X$  ядро оладиган энергия улуши шунчалик кичикки, жуфтлар ҳосил бўлиши реакцияси бўсағаси (яъни  $\gamma$ -фотоннинг бунинг учун зарур бўлган минимал энергияси) деярли  $2m_0c^2$  га тенг ( $m_0$  — электрон массаси бўлиб, у позитрон массасига тенг). (97. 4) реакциянинг бўсағаси  $4m_0c^2$  га,



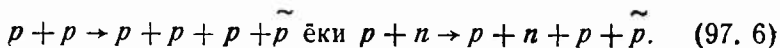
270- расм.

(97. 5) ники эса  $7 m_0c^2$  га тенг (кейинги ҳолда реакция бўсағаси деб, тўқнашувчи электронларнинг минимал йигинди энергияси тушунилади). Шундай қилиб, энергия ва импульсининг бараварига сақланишини талаб қилиш шунга олиб келадикки, реакция бўсағаси (бошланғич зарраларнинг минимал энергияси) пайдо бўлаётган зарраларнинг тинч ҳолатдаги йигинди энергиясидан сезиларли даражада катта бўлиши мумкин.

Дирак тенгламаси бир оз ўзгартирилса, уни фақат электронларгагина ва антиэлектронларга, яъни позитронларга) эмас, бал-

ки спини  $\frac{1}{2}$  га тенг бўлган бошқа зарраларга ҳам татбиқ қилиш мумкин. Демак, ҳар бир шундай зарранинг (масалан, протоннинг ёки нейтроннинг) антизарраси<sup>1)</sup> мавжуд бўлиши керак. (97. 5) га ўхшаш, протон—антипротон ( $p - \bar{p}$ ) ёки

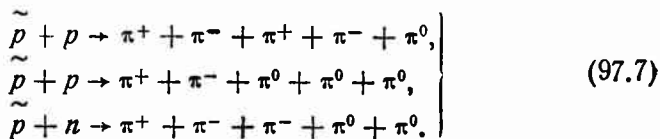
нейтрон—антинейтрон ( $n - \bar{n}$ ) жуфтлари етарлича катта энергияли нуклонлар тўқнашганда пайдо бўлади деб кутиш мумкин эди. Протон ва антипротоннинг тинч ҳолатдаги йиғинди энергияси нейтрон ва антинейтроннинг йиғинди энергиясига тенг бўлиб, у деярли  $2 \text{ Гэв}$  ни ташкил этади [қ. (87. 1) ва (87. 4)]. Энергия ва импульснинг сақланиши талабларидан келиб чиқадиган реакция бўсағаси  $5,6 \text{ Гэв}$  га тенг. 1955 йилда Беркли шахрида (АҚШ) протонларни  $6,3 \text{ Гэв}$  энергия олгунча тезлатишга имкон берувчи бэватрон ( $\text{Бэв}$  сўзидан олинган) деб аталган тезлатгич (синхрофазотрон: қ. II том, 68-§) ишга туширилди. О. Чемберлен, Э. Серге, К. Виганд ва П. Ипсилантислар мисдан ясалган нишонга тезлатилган протонлар дастасини ёғдириб,  $p - \bar{p}$  жуфт ҳосил бўлишини кузатдилар. Реакция қуйидаги схемалардан бири бўйича борган:



Чап томондаги нуклонларнинг иккинчиси  $\text{Cu}$  ядросининг таркибига киради. Ядродаги нуклонлар ҳаракатда бўлгани сабабли бу ҳолда келиб урилувчи зарранинг минимал энергияси  $\sim 4,3 \text{ Гэв}$  ни ташкил қилади.

Антипротон протондан электр зарядининг ва хусусий магнит моментининг ишораси билан фарқ қилади (антипротоннинг магнит моменти манфий, яъни механик моментига тескари йўналган). Антипротоннинг протондан асосий фарқи (умуман, зарранинг антизаррадан фарқи) шундаки, улар ўзаро аннигиляцияланиш хоссасига эга, бунинг натижасида бошқа зарралар ҳосил

бўлади ( $p - \bar{p}$  лар аннигиляцияланганда асосан  $\pi$ -мезонлар ҳосил бўлади). Антипротон фақат протон билангина эмас, балки нейтрон билан тўқнашганда ҳам аннигиляцияланиши мумкин. Ҳар бир аннигиляция актида ҳосил бўлган зарралар тўплами турлича бўлади. Масалан, қуйидаги процесслар бўлиши мумкин:



<sup>1)</sup> Антизаррани шу зарранинг ўзи белгиланадиган ҳарф билан белгилаш қабул қилинган, фақат бунда ҳарф устига тильда ( $\sim$ ) (ёки тўғри чизиқча) қўйилади. Масалан, антипротон  $\bar{p}$  ёки  $\bar{p}$  символ билан белгиланади.



$\bar{p}$  билан  $p$  нинг аннигиляцияси вақтида ўрта ҳисобда беш-гага яқин  $\pi$ -мезон ҳосил бўлади, улардан тахминан учтаси зарядли ва иккитаси нейтрал бўлади.

1956 йилда Б. Корк, Г. Ламбертсон, О. Пиччони ва В. Вензеллар антинейтронларни кузатдилар, антинейтронлар антипротонларни қайта зарядлаш вақтида, яъни

$$\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n \quad (97.8)$$

процесс вақтида ҳосил бўлди.

Антинейтрон нейтрондан хусусий магнит моментининг ишораси (антинейтроннинг магнит momenti йўналиши механик momenti йўналиши билан бир хил бўлади) билан ва нуклонга (нейтрон ёки протонга) тўқнашганда аннигиляцияланиш хусусияти билан фарқ қилади. Аннигиляция натижасида янги зарралар (асосан  $\pi$ -мезонлар) пайдо бўлади.

Антизарралар фақат фермионлардагина эмас, балки бозонларда ҳам бор. Масалан,  $\pi^+$ -мезон  $\pi^-$ -мезонга нисбатая антизарра ҳисобланади. Ўзининг антизарраси билан айнан бир хил бўлган (яъни антизарраси йўқ) тўртта зарра бор. Булар фотон,  $\pi^0$ -мезон ва иккита  $K^0$ -мезон ( $K_1^0$  ва  $K_2^0$ ). Бундай зарралар абсолют нейтрал зарралар дейлади. Равшанки, ўз антизарраси билан айнан бир хил бўлган зарралар аннигиляцияга қодир эмас. Бироқ бундан улар бошқа зарраларга айланмайди, деган маъно келиб чиқмайди.

Агар барионларга, шу жумладан ( $p$  ва  $n$ ) нуклонларга  $B = +1$  барион заряди (ёки барион сони) мансуб деб антибарионларга эса  $B = -1$  барион заряди мансуб деб ҳисобласак, (97. 2) — (97. 5) процессларда электр зарядининг сақланиши характерли бўлгани каби, барионлар ва антибарионлар иштирокида бўладиган ҳамма процессларда [масалан, (97. 6) (97.7) ва (97. 8)] барион зарядининг сақланиши характерли бўлади.

Барион зарядининг сақланиш қонуни энг энгил барион бўлмиш протоннинг барқарорлигига сабаб бўлади. Бошқа сақланиш қонунлари (энергия, импульс, импульс momenti, электр заряди ва шу кабилар), масалан,

$$p \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} \quad (97.9)$$

процесснинг бўлишини тақиқламайди, бу процесс охир-оқибатда атомлар аннигиляциясига олиб келиши мумкин эди. Бироқ бундай процессда барион заряди бир бирликка камайган булар эди, шунинг учун бу процесс юз бермайди. Худди шунингдек, электр зарядининг сақланиш қонуни

$$e^- \rightarrow \gamma + \gamma + \nu \quad (97.10)$$

процессни тақиқлаш билан энг энгил зарра — электроннинг барқарорлигини таъминлайди.

Лептонлар ишгирокида ўгадиган процессларнинг ўзига хос хусусиятларини изоҳлаш учун лептон заряди ёки лептон сони деб аталган  $L$  квант сонини киритишга тўғри келади. Лептонларнинг  $L$  квант сони  $L = +1$ , антилептонларники  $L = -1$ , қолган ҳамма зарраларники  $L = 0$  деб олинади. Бундай шартда қаралаётган физик системанинг лептон заряди йиғиндисы барча процессларда сақланади.

Физик системани тавсифловчи ҳамма катталикларни (тўлқин функциялар, тенгламалар ва ҳоказоларни) ҳамма зарралар антизарралари билан (масалан, электронлар позитронлар билан, позитронлар эса электронлар билан) алмаштирилган ҳолда ўзгартириш зарядининг қўшмалиги дейилади. Заряди қўшма бўлган икки заррадан қайси бирини зарра, қайсинисини антизарра деб олиш, умуман олганда шартлидир. Бироқ заряди қўшма бўлган бир жуфт зарра танлаб олгандан сўнг бошқа жуфт зарраларни шундай танлаш керакки, юз берадиган ўзаро таъсирда барион ва лептон зарядлари сақланадиган бўлсин. Электрон ва протонни зарра деб, позитрон ва антипротонни антизарра деб ҳисоблаш қабул қилинган. Бундай шартда қолган барионлар ва лептонлар учун танлаш бир қийматли бўлади. Масалан, (87.5) процессда барион зарядининг сақланиши учун нейтронни зарра деб ҳисоблаш керак. Бошқа зарралар учун  $B$  ва  $L$  ларнинг сақланиш талаблари ҳисобга олинганда 9-жадвалда кўрсатилган натижаларга келинади.

Бу жадвалда резонанслардан бошқа ҳозирги вақтда маълум бўлган ҳамма зарралар кўрсатилган.  $\chi_e$  ва  $\chi_\mu$  белгиларнинг маъноси 101-§ да тушунтирилади.

Энди биз (90.5) ёки (87.5) емирилишда иштирок этувчи заррани нима сабабдан ангинайтрино деб, (90.6) да иштирок этувчи заррани эса нейтрино деб қараш кераклигини тушунтириб бериш имконига эга бўлдик. Электрон ва нейтринонинг лептон сони  $+1$  га, позитрон ва антинейтриноники  $-1$  га тенг. Шунинг учун электрон антинейтрино билан бирга, позитрон эса нейтрино билан бирга пайдо бўлиши мумкин.

Электрон учун  $L = +1$  деб ҳисоблаб, биз (89.5) емирилиш схемасига мувофиқ манфий мюон учун ҳам  $L = +1$  деб олишимиз керак, яъни  $\mu^-$  ни зарра, мусбат мюонни эса антизарра деб қараб, унинг учун  $L = -1$  деб олишимиз керак.  $\pi$ -мезонларнинг емирилиш процессида [қ. (89.3) ва (89.4)] ҳам лептон зарядининг сақланишини текшириб кўришни китобхонга тавсия қиламиз.

## 98 - §. Изотопик спин

Протон ва нейтрон орасида фарқдан кўра ўхшашлик кўп. Дарҳақиқат, иккала зарранинг спини бир хил, массалари жуда яқин, кучли ўзаро таъсирда иккаласи бир хил иштирок этади (ядро кучларининг заряддан мустақиллиги ҳақида

	Зарралар	Антизарралар
Барионлар	$\Omega^-$ $\Xi^0$ $\Xi^-$ $\Sigma^-$ $\Sigma^0$ $\Sigma^+$ $\Lambda^0$ $p$ $n$	$\Omega^+$ $\Xi^+$ $\Xi^0$ $\tilde{\Sigma}^+$ $\tilde{\Sigma}^0$ $\tilde{\Sigma}^-$ $\tilde{\Lambda}^0$ $\tilde{p}$ $\tilde{n}$
Мезонлар	$K^+$ $K^0$ $\left. \begin{matrix} K_1^0 \\ K_2^0 \end{matrix} \right\}$ $\pi^+$ $\pi^0$	$\tilde{K}^0$ $K^-$ $\pi^-$
Лептонлар	$\mu^-$ $e^-$ $\nu_e$ $\nu_\mu$	$\mu^+$ $e^+$ $\nu_\mu$ $\nu_e$
Фотон	$\gamma$	

89 - § га қаранг). Бу ҳол протон ва нейтронни айна бир зарранинг — нуклоннинг икки хил ҳолати, деб қарашга асос бўлади. Агар электромагнитик ўзаро таъсирни эътиборга олмасак, яъни „йўқ“ десак, бу икки ҳолат бутунлай бир хил бўлиб қолади (протон ва нейтрон массалари орасидаги озгина фарқ электромагнитик ўзаро таъсир натижасида ҳосил бўлади).

Эслатиб ўтамизки, спин-орбитал ўзаро таъсирни (яъни электронларнинг спин ва орбитал моментлари орасидаги ўзаро таъсирни) эътиборга олганда иккаласи биргаликда дублет ҳосил қилувчи  ${}^2P_{1/2}$  ва  ${}^2P_{3/2}$  сатҳлар устма-уст тушиб қолган бўлар эди (қ. 204 - расм). Бу ўхшатиш протон ва нейтронни заряд мультиплетти (дублет) деб аташга асос бўлди. Бошқа зарралар ҳам бирлашиб, заряд мультиплетти ҳосил қилиши мумкин. Масалан,  $\Delta^0$  - гиперон синглет (қ. 9 - жадвал),  $\pi$  - мезонлар триплет ҳосил қилади (электромагнитик ўзаро таъсир эътиборга олинмаганда учала  $\pi$  - мезон фарқсиз бўлиб қолади).

Ҳар бир спектрал мультиплетга спиннинг тайинли  $S$  қиймати мос келади (мультиплетдаги компонентлар сони  $2S + 1$  га тенг). Мультиплетнинг айрим компонентлари бир-бирдан спиннинг  $z$  ўқдаги проекцияси билан фарқ қилади. Одатдаги спинга ўхшашлиги жиҳатидан ҳар бир заряд мультиплетга муайян қийматли изотопик спин  $T^1$  мансубдир, бу қиймат шундай танланган бўладики,  $2T + 1$  сон мазкур мультиплетни ҳосил қилувчи зарралар сонини кўрсатади. Алоҳида зарраларга изотопик спиннинг тасаввур қилинаётган изотопик фазодаги (ёки заряд фазосидаги) бирор  $z$  ўқдаги  $T_z$  проекцияси тўғри келади. Масалан, нуклонларнинг изотопик спини  $T = 1/2$ , протонга  $T_z = +1/2$ , нейтронга  $T_z = -1/2$  мос келади.  $\pi$  - мезонлар учун  $T = 1$ ,  $\pi^+$  -,  $\pi^0$  - ва  $\pi^-$  мезонлар учун  $T_z$  проекциялар мос ҳолда  $+1, 0$  ва  $-1$  га тенг.

Чалкашликка йўл қўймаслик учун шуни қайд қиламизки, изотопик спин деб аталган  $T$  квант сони на изотопга, на одатдаги спинга (импульс моментига) ҳеч қандай алоқаси йўқ. Ҳақиқий изотоплар химиявий элементнинг турли кўринишлари бўлгани сингари, протон ва нейтрон ҳам нуклоннинг „турли кўринишлари“ экан, шу сабабдан  $T$  квант сони номида „изотопик“ сўзи пайдо бўлган. „Спин“ сўзининг пайдо бўлишига сабаб шуки,  $T$  квант сонини тавсифловчи математик аппарат, худди оддий спиннинг математик аппаратига ўхшаш экан. Бошқа томондан изотопик спин билан одатдаги спин орасида ҳеч қандай ўхшашлик йўқ.

$\pi$ -мезонлар ҳолида битта заряд мультиплеттида зарра ( $\pi^+$ ) ҳам, унинг антизарраси ҳам ( $\pi^-$ ) бўлади, ҳолбуки, масалан,  $\Delta^0$ -

<sup>1)</sup> Тўғрироқ номи — изобарик спин. Изотопик спинни 1932 йилда В. Гейзенберг протон ва нейтрон нуклоннинг ҳар хил ҳолати эканлигини тавсифлаш учун ўртага ташлаган эди.

гиперон ва унинг анти -  $\Lambda^0$  - гиперони турлича икки мультиплет ташкил қилади, булар ғалати туюлиши мумкин. Бунинг сабаби қуйидагича: заряд мультиплетини фақат электр заряднинг ишораси ёки катталиги жиҳатидан фарқ қиладиган зарраларгина ташкил қилиши мумкин; заррани характерловчи қолган барча катталиклар бир хил бўлиши керак<sup>1)</sup>.

$\Lambda^0$  ва  $\tilde{\Lambda}^0$  - гиперонлар барион сонининг қиймати билан фарқ қилади ва шу сабабли улар битта мультиплетга кира олмайди. Ҳамма  $\pi$  - мезонларнинг барион сони нолга тенг, қолган квант сонлари ҳам бир хил, демак, уларнинг битта мультиплетга киришига ҳеч қандай тўсиқ йўқ.

Иккита заряд мультиплетини қараб чиқамиз. Булар биридан шу билан фарқ қилсинки, бир мультиплетни ташкил қилган зарралар иккинчи мультиплетни ташкил қилувчи зарраларнинг антизарралари бўлсин. Равшанки, иккала мультиплетнинг изотопик спинлари бир хил ( $2T + 1$  сон мультиплет-

10 - ж а д в а л

Зарра	Изотопик спин $T$	Изотопик спиннинг $T_z$ проекцияси				
		-1	-1/2	0	+1/2	+1
$\pi$ - мезон	1	$\pi^-$		$\pi^0$		$\pi^+$
$K$ - мезон	1/2 1/2		$K^0$ $K^-$		$K^+$ $\tilde{K}^0$	
Нуклон	1/2 1/2		$n$ $\tilde{p}$		$p$ $\tilde{n}$	
$\Lambda$ - гиперон	0 0			$\Lambda^0$ $\tilde{\Lambda}^0$		
$\Sigma$ - гиперон	1 1	$\Sigma^-$ $\tilde{\Sigma}^+$		$\Sigma^0$ $\tilde{\Sigma}^0$		$\Sigma^+$ $\tilde{\Sigma}^-$
$\Xi$ - гиперон	1/2 1/2		$\Xi^-$ $\tilde{\Xi}^0$		$\Xi^0$ $\tilde{\Xi}^+$	
$\Omega$ - гиперон	0 0			$\Omega^-$ $\tilde{\Omega}^+$		

1) Зарядли ва нейтрал зарраларнинг электромагнитик ўзаро таъсир туйғулари бўладиган фарқи, масалан, массалари орасидаги кичик фарқ назарга олинмайди.

даги зарралар сонини билдиради). Зарра ва антизарра изотопик спинининг  $T_z$  проекциялари ишораси билан фарқ қилади. Масалан, протон учун  $T_z = +1/2$ , антипротон учун  $T_z = -1/2$ , нейтрон учун  $T_z = -1/2$ , антинейтрон учун  $T_z = +1/2$ . 10-жадвалда турли зарралар учун  $T$  ва  $T_z$  нинг қийматлари берилган. Бу жадвалдаги ҳар бир сатр заряд мультиплетини ҳосил қилади. Бинобарин, масалан, нуклон учун иккита сатр борлиги нуклонлар иккита заряд мультиплети ташкил қилишини билдиради.

Изотопик спин тушунчаси элементар зарраларни системага солишда катта роль ўйнади. Жумладан, бу тушунча америкалик физик М. Гелл-Манн ва ундан мустақил равишда ишлаган япон физиги К. Нишижимани зарраларни заряд мультиплети қилиб бирлаштириш фикрига ва кейин ғалатилик тушунчаси яратишига олиб келди (кейинги параграфга қаранг).

Кучли ўзаро таъсирда  $T$  изотопик спин ҳам, унинг  $T_z$  проекцияси ҳам ўзгармайди. Электромагнитик ўзаро таъсирда фақат  $T_z$  ўзгармайди, изотопик спиннинг ўзи эса ўзгаради. Кучсиз ўзаро таъсирда одатда изотопик спин ўзгаради.

## 99-§. Ғалати зарралар

$K$ -мезонлар ва гиперонларнинг ( $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$ ) космик нурлар таркибида борлиги 50-йиллар бошида аниқланган эди. 1953 йилдан бошлаб улар тезлатгичлар ёрдамида олинади. Бу зарраларнинг табиати одатдагидан бошқача бўлгани сабабли улар ғалати зарралар деб аталган эди. Ғалати зарралар табиатининг одатдан ташқарилиги шунда эдики, улар характерли вақти  $10^{-23}$  сек бўлган кучли ўзаро таъсир ҳисобига пайдо бўлиб, уларнинг яшаш вақти эса  $10^{-8} - 10^{-10}$  сек тартибида бўлган. Бу ҳол зарраларнинг кучсиз ўзаро таъсир натижасида емирилишини кўрсатар эди. Ғалати зарраларнинг нима сабабдан бундай узоқ вақт яшаши, ўзлари ҳосил бўлган кучли ўзаро таъсир ҳисобига бўлинишига нима халақит бериши мутлақо тушунарсиз эди. Дарҳақиқат, ғалати зарралар пайдо бўлишининг процессларидан бири, масалан, қуйидаги кўринишда бўлади:



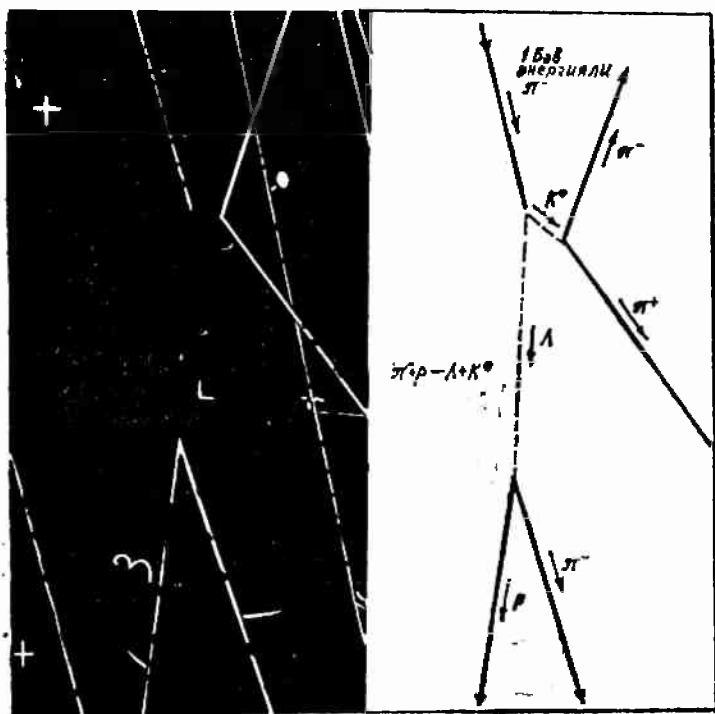
$\Lambda^0$ -гиперон эса қуйидаги схема бўйича емирилади:



(271-расмда зарралар трекларининг суюқ водородли пуфакчали камерада олинган фотосурати келтирилган).  $\Lambda^0$ -гипероннинг пайдо бўлишида ҳам, емирилишида ҳам бир хил зарраларнинг ўзи ( $\pi^-$ -мезон ва протон) иштирок этгани сабабли,

бу икки процесс тезлигининг (яъни эҳтимолининг) бунчалик фарқ қилиши ажабланарли эди.

Кейинги тадқиқотларнинг кўрсатишича, ғалати зарралар ҳар доим фақат жуфт - жуфт ҳолда пайдо бўлар экан [қ. (99.1)]. Бу ҳол кучли ўзаро таъсирлар зарраларнинг емирилишида роль ўйнай олмайди деган фикрга олиб келди, чунки бунинг учун иккита ғалати зарра керак бўлади. Худди шу сабабли ғалати зарраларнинг якка ҳолда пайдо бўлиши тақиқланган.



271 - расм.

Бирор процесснинг тақиқланишига бирор сақланиш қонуни асос бўлади. Масалан, эркин протоннинг нейтрон, позитрон ва нейтринога парчаланиши ( $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ ) энергиянинг сақланиш қонунига асосан тақиқланган, позитрон, нейтрино ва антинейтринога ( $p \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$ ) бўлиниши эса барион зарядининг (шунингдек, лептон зарядининг) сақланиш қонунига асосан тақиқланган<sup>1)</sup>.

Ғалати зарраларнинг якка ҳолда пайдо бўлишининг тақиқланишини изоҳлаш учун Гелл - Манн ва Нишижималар янги

<sup>1)</sup>  $p \rightarrow e^+ + \nu$  процесс лептон зарядининг сақланиш қонунига зид келмас эди, лекин импульс моменти (спин) нинг сақланиш қонунига зид келар эди.

$S$  квант сонини ўртага ташладилар. Уларнинг фарзича, бу квант сонининг натижавий қиймати кучли ўзаро таъсирда ўзгармаслиги керак. Бу квант сони зарранинг ғалатилиги деб аталди. Ғалатилик кучли ўзаро таъсирда сақланиб қолади, шу сабабли бу катталиқ фақат кучли ўзаро таъсирда иштирок этувчи зарраларга, яъни барион ва мезонларга мансуб бўлади, нуклонлар ва  $\pi$ -мезонлар учун  $S=0$ , бошқа зарралар учун нолдан фарқи деб олинади. Масалан,  $K$ -мезонлар учун  $S=+1$ ,  $\Lambda$ -гиперонлар учун  $S=-1$ . Ана шулар ҳисобга олинганда (99.1) процессда ғалатилик ўзгармайди (бошланғич зарраларнинг ҳам, ҳосил бўлган зарраларнинг ҳам умумий ғалатилиги нолга тенг), (99.2) процессда ғалатилик бир birlikка ўзгаради. Шу сабабли (99.2) процессда кучли ўзаро таъсир бўлиши мумкин эмас. Кучли ўзаро таъсирлашувчи ҳамма зарралар (резонанслардан ташқари) ғалатилигининг қийматлари 11-жадвалда берилган.

„Ғалатилик“ деб аталган  $S$  квант сонининг маъносини аниқлаш учун 11-жадвалга қараймиз. Бу жадвалда зарраларнинг заряд мультиплетлари ва уларнинг  $Q$  электр заряди ( $e$  birlikларида ифодаланган) келтирилган. Заряднинг ўртача  $\bar{Q}$  қиймати крест билан белгиланган. Масалан, нуклон учун (яъни  $p$  ва  $n$  дан ҳосил бўлган мультиплет учун)  $\bar{Q} = +1/2$ , антинуклон учун  $\bar{Q} = -1/2$ ,  $\pi$ -мезон учун  $\bar{Q} = 0$  ва ҳоказо.

Ўртача заряднинг иккиланган қиймати мультиплетнинг гиперзаряди дейилади:

$$Y = 2\bar{Q} \quad (99.3)$$

(каср сонлардан қутулиш мақсадида ўртача заряд ўрнига гиперзаряд киритилган). Таърифга кўра, нуклоннинг гиперзаряди  $+1$  га, антинуклонники  $-1$  га ва  $\pi$ -мезонники нолга тенг.

$S$  ғалатилик  $Y$  гиперзаряд билан  $B$  барион сони орасидаги айирмага тенг:

$$S = Y - B. \quad (99.4)$$

Равшанки,  $\bar{Q}$ ,  $Y$  ва  $S$  квант сонлари аслида бир хил аҳамиятлидир, чунки улардан бирининг қиймати қолган иккитасининг қийматини бир қийматли аниқлайди.

Ғалатилик тарихан қуйидагича пайдо бўлган. Ғалати зарраларнинг кўпчилиги кашф этилмасдан аввал  $K$ -мезонлар оиласининг ўртача  $\bar{Q}$  заряди  $\pi$ -мезонлар оиласининг ўртача  $\bar{Q}$  заряди (унинг нолга тенглиги маълум эди) билан бир хил, гиперонлар оиласидан ҳар бирининг ўртача  $\bar{Q}$  заряди нуклонларники билан бир хил (яъни  $+1/2$  га тенг), антигиперонларники эса антинуклонларники билан бир хил (яъни  $-1/2$  га тенг) бўлиши ўз-ўзидан равшан деб ҳисобланган. Гелл-Манн билан Нишижима ғалати зарралар бундай тартибга риоя қилмаслиги ҳам мумкин, деган фикрга келдилар. Тайинли бир заряд мультиплетининг 11-жадвалда крестлар орқали белгиланган „марка-



Зарра	Гипер заряд $Y$	Барион заряд $B$	Гали- тулик $S$	Электр заряд $Q$				
				-1	-1/2	0	+1/2	+1
$\pi$ -мезон	0	0	0	$\pi^-$		$\pi^0$		$\pi^+$
$K$ -мезон	+1	0	+1			$K^-$	$K^0$	$K^+$
Анти- $K$ -мезон	-1	0	-1	$K^-$	$K^0$			
Нуклон	+1	+1	0			$n$	$p$	
Антинуклон	-1	-1	0	$\bar{p}$	$\bar{n}$			
Ламбда	0	+1	-1			$\Lambda^0$		
Антиламбда	0	-1	+1			$\bar{\Lambda}^0$		
Сигма	0	+1	-1	$\Sigma^-$		$\Sigma^0$		$\Sigma^+$
Антисигма	0	-1	+1	$\bar{\Sigma}^-$		$\bar{\Sigma}^0$		$\bar{\Sigma}^+$
Кси	-1	+1	-2	$\Xi^-$	$\Xi^0$			
Антикси	+1	-1	+2			$\bar{\Xi}^-$	$\bar{\Xi}^0$	$\bar{\Xi}^+$
Омега	-2	+1	-3	$\Omega^-$				
Антиомега	+2	-1	+3					$\bar{\Omega}^-$

зининг“ кутилган вазиятидан (яъни мезонлар учун 0, гиперонлар учун  $+1/2$  ва антигиперонлар учун  $-1/2$ ) бутун сонлар билан иш кўриш мақсадида иккилантирилган силжишини бу олимлар зарядлар ғалатилиги деб атадилар (11-жадвалда заряд марказларининг кўчиши горизонтал стрелкалар билан тасвирланган) ва S ғалатилик кучли ўзаро таъсирларда ўзгармайди ва кучсиз ўзаро таъсирларда ўзгаради деб тахмин қилдилар. Бундай таърифланган S ғалатилик ғалати бўлмаган зарралар учун (нуклонлар, антинуклонлар ва  $\pi$ -мезонлар учун) нолга тенг экан. Гелл-Манн ва Нишижима ўша вақтда маълум бўлган ғалати зарралар учун<sup>1)</sup> S нинг қийматлари нолдан фарқли деб ҳисобладилар, бу қийматлар зарраларнинг пайдо бўлиши ва парчаланишини S нинг сақланиш қонуни ёрдамида тушунтириб бера олади. Бу ҳол заряд мультиплетларида бўлиши мумкин бўлган зарядлар сонини аниқлаш ва янги зарралар мавжудлиги, уларнинг хоссаларини олдиндан айтиб беришга имкон яратди.

$\Sigma^0$ - ва  $\Xi^0$ -гиперонлар, шунингдек  $\tilde{K}^0$ -мезон худди шу йўл билан олдиндан айтиб берилди, кейин эса тажрибада топилди.

Шуни қайд қиламизки, зарранинг Q электр зарядини изотопик спиннинг  $T_3$  проекцияси ва Y гиперзаряд орқали (ёки B барцион заряди ва S ғалатилик орқали) ифодалаш мумкин:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} = T_3 + \frac{B+S}{2}. \quad (99.5)$$

10- ва 11-жадваллардаги маълумотлардан фойдаланиб, бу муносабатнинг тўғри эканлигига ўзингиз ишонч ҳосил қилишни тавсия этамиз.

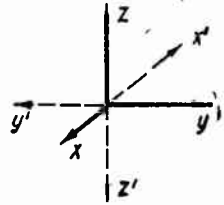
### 100-§. Кучсиз ўзаро таъсирларда жуфтликнинг сақланмаслиги

Элементар зарраларни характерловчи катталиклар қаторида жуфтлик (P) деб аталувчи яна бир соф квантомеханик катталикл бор. Квант механикасида зарранинг ҳолати  $\psi(x, y, z)$  функция орқали ифодаланишини биз биламиз. Фазо инверсияси деб аталувчи ҳолда, яъни  $x, y, z$  координаталарга

$$x' = -x, y' = -y, z' = -z$$

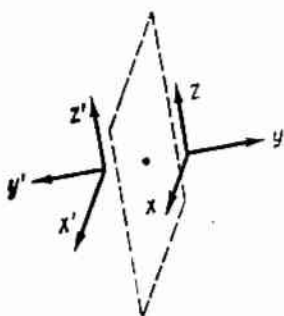
шаклида боғланган  $x', y', z'$  координаталарга ўтганда  $\psi$  функция ўзини қандай тугишини (унинг характерини) қараб чиқамиз.

Бундай алмаштириш ўнг винтли координаталар системасидан чап винтли системага



272-расм.

1) Яна бир бор таъкидлаб ўтамизки, ўша вақтда 11-жадвалда кўрсатилган зарраларнинг бир қисми маълум эмас эди.



273- расм.

Ўтишни билдириши 272 - расмдан кўриниб турибди. Кўзгуда акслантиришда координаталар системаси худди шундай алмаштирилади (273- расм). Демак, инверсия алмаштириши ўнг системани чап системага алмаштиради. Иккала саноқ системаси, яъни  $x, y, z$  ва  $x', y', z'$  (ёки бошқача айтганда,  $-x, -y, -z$ ) бир-биридан ўнг ва чап қўлқоп каби фарқ қилади. Агар қўлқоплардан бирининг, масалан, ўнг қўлқопнинг астарини агарсак (яъни инверсия ҳосил қилсак), у чап қўлқоп билан бирдай бўлади.

Икки марта инверсия қилинса, координаталар системаси дастлабки кўринишига қайтиб келиши равшан. Инверсия операцияси  $\psi$  функцияни бирор  $a$  сонга кўпайтирилган ҳолатга келтирсин:

$$\psi(x', y', z') = a \psi(x, y, z).$$

Ҳосил бўлган ифодага инверсия операциясини яна бир марта қўлласак,

$$a\psi(x', y', z') = a^2\psi(x, y, z)$$

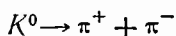
функция ҳосил бўлади, бу функция дастлабки  $\psi(x, y, z)$  функцияга мос келиши керак. Демак,  $a^2$  сони 1 га тенг бўлиши,  $a$  нинг ўзи эса  $+1$  ёки  $-1$  га тенг бўлиши керак. Шундай қилиб, инверсия операцияси функцияни ё ўзгартирмасдан қолдиради ёки ишорасини тескарисига ўзгартиради. Биринчи ҳолда  $\psi$  функция орқали ифодаланувчи ҳолат жуфт ҳолат деб, иккинчи ҳолда тоқ ҳолат деб аталади. Инверсияда  $\psi$  функциянинг характери зарраларнинг шу функция орқали ифодаланувчи ички хоссаларига боғлиқ. Жуфт функциялар билан тавсифланувчи зарраларнинг ички жуфтлиги мусбат ( $P = +1$ ) деб, тоқ функциялар билан тавсифланувчи зарраларнинг ички жуфтлиги манфий ( $P = -1$ ) деб гапирилади. Зарралар системасининг жуфтлиги системага кирган алоҳида зарралар жуфтликларининг кўпайтмасига тенг бўлади.

Квант механикасида жуфтликнинг сақланиш қонуни келиб чиқади, бу қонунга мувофиқ, зарралар системасида бўладиган ҳамма ўзгаришларда ҳолатнинг жуфтлиги ўзгартмасдан қолади. Жуфт ҳолатда (ёки тоқ ҳолатда) турган система тоқ ҳолатга (ёки мос равишда жуфт ҳолатга) ўта олмайди. Жуфтликнинг сақланиши табиат қонуларининг ўнгни чапга (ва аксинча) алмаштиришга нисбатан инвариант эканлигини билдиради.

1956 йилгача жуфтликнинг сақланиш қонуни ҳамма турлаги ўзаро таъсирларда ўринли бўлади деб ҳисобланар эди. 1956

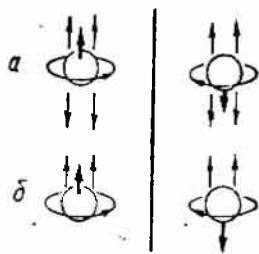
йилда Ли ва Янг<sup>1)</sup> кучсиз ўзаро таъсирларда жуфтлик сақланмаслиги мумкин деган фаразни ўртага ташладилар. Бундай фараз қилишга қуйидаги асослар бор эди. Ўша вақтда иккита мезон маълум бўлиб, улар  $\tau$  ва  $\theta$  орқали белгиланган эди. Иккала мезон ҳар томонлама бирдай бўлиб, улар фақат бир жиҳатдан фарқ қилар эди:  $\tau$ -мезон учта  $\pi$ -мезонга,  $\theta$ -мезон иккита  $\pi$ -мезонга парчаланар эди. Иккала мезонни икки хил усул билан парчаланишга қодир бўлган айни бир зарра деб фараз қилиш мумкин эди, албатта. Бироқ бундай фараз жуфтликнинг сақланиш қонунига зид келар эди.  $\pi$ -мезоннинг жуфтлиги  $P = -1$ . Шу сабабли иккита  $\pi$ -мезондан иборат системанинг жуфтлиги  $(-1)^2 = +1$ , учта  $\pi$ -мезондан иборат системаники эса  $(-1)^3 = -1$  бўлади. Жуфтликнинг сақланиш қонунидан  $\tau$ -мезон билан  $\theta$ -мезон ички жуфтлиги жиҳатидан фарқ қилади, деган хулоса келиб чиқади (учта  $\pi$ -мезонга бўлинувчи  $\tau$ -мезонда  $P = -1$ , иккита  $\pi$ -мезонга бўлинувчи  $\theta$ -мезонда  $P = +1$ ), демак, улар иккаласи икки хил зарра экан.

Ҳозирги вақтда  $\tau$ -ва  $\theta$ -мезонлар  $K$ -мезон деб белгиланганидан ва жуфтлиги  $P = -1$  бўлган айни бир зарра эканлиги ишончли равишда аниқланган. Шундай қилиб,



процессда жуфтлик бузилади.

Ли ва Янг жуфтликнинг сақланмаслигини текшириб кўриш тажрибасининг ғоясини айтиб бердилар, бу тажрибани Колумбия университетида (АҚШ) Ву Цзянь-сун ва унинг ходимлари қилиб кўрдилар. Тажриба ғояси қуйидагича эди. Агар табиатда ўнг билан чапнинг фарқи бўлмаса, у ҳолда  $\beta$ -емирилишда электроннинг ядро спини йўналишида ва унга қарама-қарши йўналишда учиб чиқиш эҳтимоли бир хил бўлади. Дарҳақиқат, ядронинг кўзгули аксланишида (274)-расм унинг „айланиш“ йўналиши, яъни спини йўналиши қарама-қаршисига ўзгаради. Агар ядронинг спин бўйлаб иккала йўналишда



274- расм

$\beta$ -электрон чиқариш эҳтимоли бир хил бўлса (274-а расм), у ҳолда ядронинг кўзгули аксланиши ядронинг ўзидан фарқ қилмайди (улар бир-бирига нисбатан  $180^\circ$  га бурилган бўлади холос). Агар  $\beta$ -электронлар бир йўналишда кўпроқ чиқса (274-б расм), у ҳолда „чап“ ва „ўнг“ фарқли бўлиб қолади.

Бу ўтказган тажрибада радиоактив кобальт ядролари  $Co^{60}$  магнит майдони ёрдамида спинлари бир йўналишда бўладиган

<sup>1)</sup> Ли Цзунь-дао ва Янг Чжень-ин АҚШ да яшовчи хитой олимлари. Жуфтликнинг сақланмаслиги соҳасида қилган ишлари учун уларга 1957 йилда Нобель мукофоти берилган.

қилиб жойлаштирилган. Иссиқлик ҳаракати ядроларнинг бу вазиятини бузиб юбормаслиги учун радиоактив препарат ўта паст температурагача ( $\sim 0,1^\circ\text{K}$ ) совитиб турилган. Бунда иккала йўналишда чиқаётган  $\beta$ -электронлар миқдори орасида анча фарқ борлиги аниқланди. Ядро спинларига қарши йўналишда  $\beta$ -электронлар кўпроқ чиқиши маълум бўлди. Шундай қилиб, кучсиз ўзаро таъсирда ўнг ва чапнинг аҳамияти бир эмаслиги экспериментал равишда исбот қилинган эди ( $\beta$ -емирилишга кучсиз ўзаро таъсир сабаб бўлишини эслатиб ўтамиз).

Кучсиз ўзаро таъсирларда фазовий жуфтлик ( $P$ ) сақланмаслиги аниқлангандан сўнг Л. Д. Ландау бундай гипотезани ўртага ташлади:<sup>1)</sup> ҳар қандай ўзаро таъсир баравар бажарилган фазо инверсияси ва заррани антизарра билан алмаштиришдан иборат бўлган мураккаб ўзгартиришларга нисбатан инвариант бўлади. Бундай ўзгартиришни Ландау комбинациялаштирилган инверсия деб атади. Бу гипотезага биноан, фазони кўзгули акслантиришда зарра антизарра билан алмаштирилганда ўнг билан чап орасидаги симметрия сақланади.

Агар фазо инверсияси операциясини  $P$  симболи билан, заряд қўшмалиги операциясини (яъни заррани антизарра билан алмаштиришни)  $C$  симболи билан белгиласак, комбинациялаштирилган инверсия симболи  $CP$  бўлади. Шунинг учун комбинациялаштирилган инверсияга нисбатан инвариантлик  $CP$ -инвариантлик деб аталади. Зарра ҳолатининг комбинациялаштирилган инверсияга нисбатан жуфтлиги комбинациялаштирилган жуфтлик дейилади.

Шундай қилиб, дастлаб алоҳида-алоҳида бўлган иккита қонун—заряднинг қўшмалигига нисбатан инвариантлик қонуни<sup>2)</sup> ва фазовий жуфтликнинг сақланиш қонуни кучсиз ўзаро таъсирларда битта қонун бўлиб, яъни комбинациялаштирилган жуфтликнинг сақланиш қонуни бўлиб бириктирилади.

Шуни қайд қиламизки, агар 274-б расмда ядролардан бирини антиядро билан алмаштирилса, спин йўналиши тескарасига ўзгаради ва ядронинг кўзгули аксланиши ўзидан фарқ қилмайди.

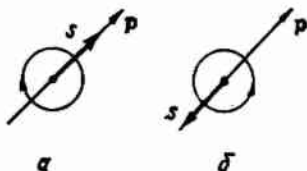
Агар зарра ёки антизарра қарама-қарши спиралликка (буралишликка) эга десак (кўзгуда аксланганда ўнг винт чап винтга айланади), комбинациялаштирилган жуфтлик сақланади. Спираллик деганда, зарранинг  $p$  импульси йўналиши билан  $s$  спини йўналиши орасидаги маълум муносабат тушунилади. Агар спин билан импульснинг йўналиши бир хил бўлса, спираллик мусбат деб ҳисобланади. Бу ҳолда зарранинг ҳаракат йўна-

<sup>1)</sup> Ландаудан мустақил равишда Ли ва Янг ҳам худди шундай гипотезани илгари сурган.

<sup>2)</sup> Яъни заррани антизарра билан алмаштирилганда табиат қонунларининг ўзгармаслиги.

лиши ( $p$ ) ва спинга мос „айланиш“ йўналиши ўнг винт ҳосил қилади (275-*a* расм). Спин йўналиши импульс йўналишига қарама-қарши бўлганда (275-*b* расм) спираллик манфий бўлади (илгариланма ҳаракат ва „айланиш“ чап винт ҳосил қилади). Равшанки, спиралликни  $sr$  скаляр кўпайтманинг ишораси деб таърифлаш мумкин.

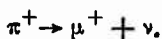
Спираллик фақат тинчликдаги массаси нолга тенг зарра учунгина абсолют қийматга эга бўлиши, яъни ички хоссаси бўлиши мумкин (бундай зарра фақат  $c$  тезлик билан ҳаракатлангандагина мавжуд бўлади). Тинчликдаги массаси нолдан фарқли бўлган зарра  $c$  дан кичик бўлган  $v$  тезлик билан ҳаракатланади. Бундай зарранинг  $v$  дан кичик тезлик билан ҳаракатланувчи санок системасидаги спираллиги  $v$  дан катта (лекин  $c$  дан кичик) тезлик билан ҳаракатланувчи санок системасидаги



275- расм.

спираллигидан фарқ қилади (бундай санок системаларида зарра импульси қарама-қарши йўналган бўлади). Шундай қилиб, ҳамма зарралар<sup>1)</sup> ичида фақат нейтринонинг спираллиги абсолют қийматга эга бўлиши мумкин. Ландау (шунингдек, Янг, Ли ва Салам) илгари сурган кўндаланг нейтрино назариясига кўра, табиатда мавжуд бўлган ҳамма нейтринолар, уларнинг ҳосил бўлиш усулидан қатъи назар, ҳаммаша тўла равишда кўндалангига қутбланган бўлади (яъни уларнинг спини  $p$  импульсига параллел ёки антипараллел йўналган бўлади). Нейтрино манфий (чап) спиралликка эга (унинг  $s$  спини билан  $p$  импульси йўналиши орасидаги муносабат 275-*b* расмда тасвирланган), антинейтрино мусбат (ўнг) спиралликка эга (275-*a* расм). Шундай қилиб, нейтрино антинейтринодан спираллиги жиҳатидан фарқ қилади.

$\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  айлананишларда ҳам жуфтлик (яъни нейтрино спираллиги) бузилади.  $\pi^+$  мезон ўзининг югуриш йўли охирида мюон ва нейтринога парчаланади [қ. (89.3)]:



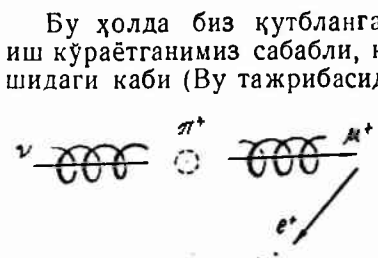
$\pi^+$ -мезоннинг спини ва импульси (югуриш охирида) нолга тенг бўлгани сабабли,  $\mu^+$  ва  $\nu$  қарама-қарши томонга учиб кетиши кезак, бунда нейтрино мюонга ўзининг спираллигини „интириб“ юборади<sup>2)</sup> (276- расм), акс ҳолда системанинг спи-

1) Фотоннинг ҳам тинчликдаги массаси нолга тенг, бироқ нейтринодан фарқли равишда, спиралликнинг фотонга тегишли икки хил (мусбат ва манфий) қиймат зарра ва антизаррага эмас, балки айни бир зарранинг иккита турли хил қутбланиш ҳолатига мос келади.

2) Умумий ҳолда мюон спини унинг ҳаракат йўналишига нисбатан қайд қилинмаган.

ни нолга тенг бўлиб қолмайди. Мюон ўзининг югуриш йули охирида қуйидаги схема бўйича парчаланеди [қ. (89,5)]:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$$



276-расм.

Бу ҳолда биз қутбланган мюонларнинг емирилиши билан иш кўраётганимиз сабабли, қутбланган ядроларнинг β-емирилишидаги каби (Бу тажрибасидаги) ҳодиса юз бериши керак—позитронларнинг бурчакли тақсимланиши мюоннинг қутбланиш йўналишига, яъни унинг тўхташдан олдинги ҳаракат йўналишига нисбатан анизотроп бўлиши керак. Дарҳақиқат,  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + e^+$  емирилиш процессларининг пуфакчали камерада олинган фотосураглари-

ни текшириш шуни кўрсатадики, позитронлар кўпроқ мюонларнинг ҳаракат йўналишига тескари йўналишда чиқар экан (қ. 276-расм).

### 101- §. Нейтрино

Нейтрино — кучли ўзаро таъсирда ҳам, электромагнитик ўзаро таъсирда ҳам иштирок этмайдиган бирдан-бир зарра. Ҳамма зарралар иштирок этадиган гравитацион ўзаро таъсирни ҳисобга олмаганда, нейтрино фақат кучсиз ўзаро таъсирда иштирок этиши мумкин.

Нейтринонинг кўпгина хоссаларини биз бундан олдин кўриб чиққан эдик: жумладан, аввалги параграфда нейтринонинг спиралликка эга эканлиги ҳақида гапирилган эди. Бу параграфда биз нейтринога тааллуқли иккита асосий тажриба ҳақида гапиримиз.

Нейтринонинг мавжудлиги ҳақидаги гипотеза 1932 йилда айтилган эди (қ. 90- §). Бундан кейин ўтган чорак аср давомида бу гипотезанинг тўғрилигини исботловчи кўпгина билвосита далиллар олинди, лекин нейтринони бевосита кузатишга муваффақ бўлинмади. Бунга сабаб шуки, электр заряди ва массаси бўлмагани туфайли нейтрино модда билан жуда кучсиз ўзаро таъсирда бўлади. Масалан,  $\sim 1$  Мэв энергияли нейтринонинг қўрғошиндаги югуриш йўли  $\sim 10^{20}$  см га, яъни 100 ёруглик йилига тенг. Нейтриноларнинг қувватли оқими манбан бўлган ( $\sim 10^{13}$  зарра/см<sup>2</sup>·сек) ядро реакторлари яратилгандан кейингина бу қўлга тушмас зарралар иштирокида юз берадиган реакцияларни кузатишга реал имконият пайдо бўлди.

Антинейтрино Ф. Рейнес ва К. Коуэн тажрибаларида (1953—1956) бевосита кузатилган эди. Бунда нейтроннинг (87.5) бўлиниш реакциясига тескари<sup>1)</sup> бўлган

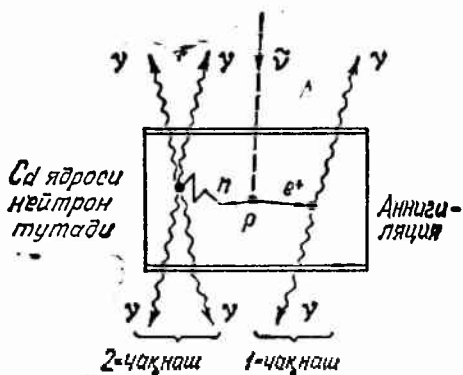


реакция юз берган.

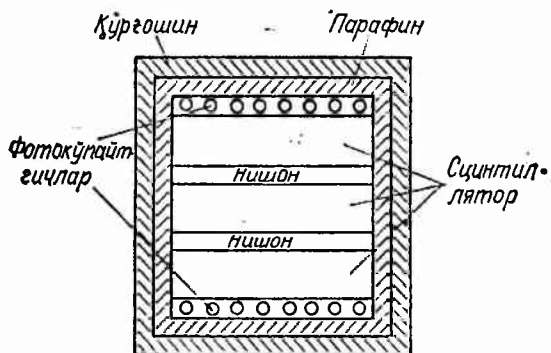
Антинейтринонинг протон билан реакцияга киришгани нейтрон билан позитроннинг бир вақтда пайдо бўлишидан билинади (277-расм). Позитрон деярли бир онда электрон билан ангиляциялашган, бунинг натижасида ҳар бирининг энергияси 0,51 Мэв дан бўлган иккита  $\gamma$ -квант пайдо бўлган. Секинлатилгандан кейин нейтронни кадмий ядроси тутган. Нагижада ҳосил бўлган уйғонган ядро бир нечта  $\gamma$ -фотон нурлаган, буларнинг умумий энергияси 9,1 Мэв.

Қурилманинг схемаси 278-расмда тасвирланган.

Нишон вазифасини кадмий хлориднинг сувдаги эритмаси қуйилган иккита идиш (190×130×7 см) ўтаган. Учта бак (190×130×60 см)  $\gamma$ -фотонлар таъсирида чақнайдиган суюқлик билан тўлдирилган. Сцинтилляцион чақнашлар 110 та фотокү-



277- расм.



278- расм.

<sup>1)</sup> (87.5) реакциянинг тескарисини деганда гом маънода  $\bar{\nu} + p + e^- \rightarrow n$  реакция тушунилади керак эди, лекин бундай реакция учта зарра тўқнашишини талаб қилади, шунинг учун бу реакция амалда бўлиши мумкин эмас. Зарра „айриш“ антизарра қўшиш билан тенг кучлидир. Чап томондан  $e^-$  ни айриб, ўнг томонига  $e^+$  қушсак, (101. 1) реакция ҳосил бўлади.



пайтиргич билан қайд қилинган. Космик нурланишдан ва реактордан учиб чиқувчи нейтронлардан эҳтиёт қилиш мақсадида резервуарлар парафин ва қўргошин филоф ичига жойлаштирилган. Бутун қурилма катта реактор яқинида ерга чуқур қилиб қўмилган.

Тутилган  $\gamma$ -фотонлар юзага келтирилган чақнаш аннигиляциян  $\gamma$ -фотонлар туфайли бўладиган чақнашга нисбатан бир неча ўн микросекундга кечиккан. Иккала чақнаш кечикувчи мос тушишлик схемаси бўйича қайд қилинган; бундан ташқари, ҳар бир чақнашни юзага келтирган  $\gamma$ -фотонлар энергияси ҳам баҳоланиб борилган (1,02 *Мэв* ва 9,1 *Мэв*). Бу ҳол текширилаётган эффектни бошқа процесслар туфайли пайдо бўлган фондан ишончли равишда ажратишга имкон берди. Тажриба 1371 соат (57 кун) давом этган. Бир соатда ўрта ҳисобда интенсивлиги кутилганча бўлган учтага яқин қўшалоқ чақнаш қайд қилинган. Бу натижалар антинейтрино мавжудлигининг бевосита исботи бўлиб хизмаг қилади.

Иккинчи тажрибани кўриб чиқишга ўтамиз. Баъзи процессларда [(87. 5), (90. 5), (90. 6), (90. 7)] нейтрино (ёки антинейтрино) электрон билан бирга (позитрон билан бирга) пайдо бўлади, бошқа процессларда [масалан, (89. 3) да] мюон билан бирга пайдо бўлади. Шу пайтгача биз электрон билан бирга пайдо бўладиган  $\nu_e$  нейтринони мюон ёки мю-мезон билан бирга пайдо бўладиган  $\nu_\mu$  нейтрино билан бир хил деб ўйлаб келган эдик. Бундай бўлмаслиги 1962 йилда тажрибада тасдиқланди. Тажриба ғоясини Б. Понтекорво берган. (90. 7) реакциянинг тескараси қуйидаги процесдан иборат:



(437 - бетдаги изоҳга қаранг). Электрон ўрнига мюон пайдо бўладиган шунга ўхшаш процесс бўлиши мумкин:



(бу реакцияда иштирок этувчи зарра равшанки, электрон билан бирга пайдо бўладиган нейтрино эмас, балки мюон билан бирга пайдо бўладиган нейтрино бўлиши керак). Понтекорво моддани  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  емирилишда ҳосил бўладиган  $\nu_\mu$  нейтрино билан нурлантиришни ва пайдо бўладиган зарраларни кузатишни таклиф қилди. Бу зарралар орасида  $e^-$  ҳам,  $\mu^-$  ҳам бўлиши  $\nu_e$  билан  $\nu_\mu$  нинг айнан бир хил эканлигини кўрсатар эди. Фақат  $\mu^-$  нинг бўлиши эса  $\nu_e$  ва  $\nu_\mu$  нейтриноларнинг фарқли эканлигидан далолат берар эди.

Тажрибани Ледерман, Шварц ва бошқалар Брукхавенда (АҚШ) ўтказдилар. 30 *Гэв* га мўлжалланган тезлатгич камерасидан 15 *Гэв* энергияли  $\pi^+$ -мезонлар чиқарилган эди.  $\pi \rightarrow \mu$  емирилиш процесси [қ. (89.3)] натижасида ~500 *Мэв* энергияли  $\nu_\mu$  нейтрино ҳосил бўлди.  $\nu_\mu$  лар оқими салмоқли темир плас

тинкали (умумий оғирлиги 10 *m*) учқунли камерага юборилган. Бунда 34 ҳолда мюонлар пайдо бўлиши қайд қилинган ва электронлар пайдо бўлиш ҳоли битта ҳам қайд қилинмаган. Бу натижа тўрт хил нейтрино мавжудлигидан далолат беради:

$\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$   
 Шундай қилиб, (87. 5), (90. 5), (90. 6), (90. 7) формулаларда нейтрино символига „e“ индекс қўшиб ёзилиши, (89. 3) формулаларда „μ“ индекс қўшиб ёзилиши керак:  $\nu_e$  ва  $\nu_\mu$  орасидаги фарқни ҳисобга олган ҳолда (89.5) формулаларни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\begin{aligned} \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu. \end{aligned}$$

### 102-§. Элементар зарралар систематикаси

Элементар зарралар оламида бўладиган қонуниятлар сақланиш қонунлари тарзида ифодаланган бўлиши мумкинлигини бундан олдинги параграфларда кўрдик. Бундай қонунлар анчагина тўпланди (қ. 12-жадвал). Улардан баъзилари аниқ бўлмасдан, фақат тақрибан бажарилади. Масалан, *Y* гиперзаряднинг (ёки *S* ғалатиликнинг) сақланиш қонуни кучли ва электромагнитик ўзаро таъсирларда тўғри бўлади ва кучсиз ўзаро таъсирларда бузилади (12-жадвалда маълум ўзаро таъсирда сақланиш қонунининг бажарилиши плюс ишора билан, бузилиши минус ишора билан кўрсатилган).

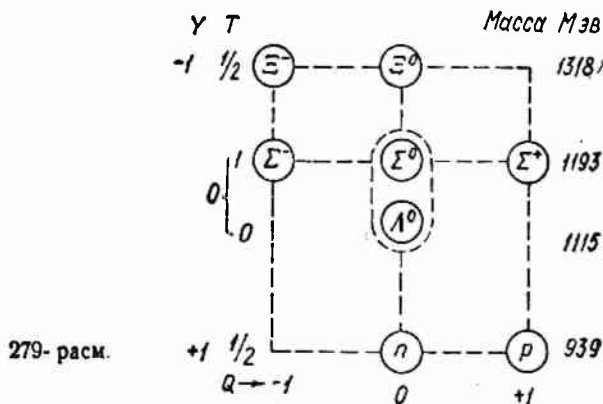
12-жадвал

сақланиш қонуни	Ўзаро таъсир тури		
	кучли	электромагнитик	кучсиз
<i>E</i> энергиянинг . . . . .	+	+	+
<i>p</i> импульснинг . . . . .	+	+	+
Импульс моментининг (спиннинг) <i>M</i>	+	+	+
Электр зарядининг <i>Q</i> . . . . .	+	+	+
Бариион зарядининг <i>B</i> . . . . .	+	+	+
Лептон зарядининг <i>L</i> . . . . .	+	+	+
Изотопик спиннинг <i>T</i> . . . . .	+	—	—
Гиперзаряднинг <i>Y</i> (ёки ғалатиликнинг <i>S</i> ) . . . . .	+	+	—
Заряд қўшмалигининг <i>C</i> . . . . .	+	+	—
Жуфтликнинг <i>P</i> . . . . .	+	+	—
Комбинациялаштирилган жуфтликнинг <i>CP</i> . . . . .	+	+	—

Ҳар бир сақланиш қонуни системанинг маълум бир симметриясини ифодалайди. *p* импульснинг, *M* импульс моментининг ва *E* энергиянинг сақланиш қонунлари фазо ва вақтнинг симметрия хоссаларини акс эттиради: энергиянинг сақланиши вақтнинг бир жинслиги натижасидир, *p* нинг сақланиши фа-

зонинг бир жинслиги сабабли,  $M$  нинг сақланиши фазонинг изотроплиги сабабли юз беради. Жуфтликнинг сақланиш қонуни ўнг ва чап орасидаги симметрияга боғлиқ ( $P$ -инвариантлик). Заряд қўшмалигига нисбатан симметрия (зарра ва антизарра симметрияси) заряд жуфтлигининг сақланишига олиб келади ( $C$ -инвариантлик). Электр, барион ва лептон зарядларининг сақланиш қонунлари тўлқин функциясининг ўзига хос симметриясини ифодалайди. Ниҳоят, изотопик  $T$  спиннинг сақланиш қонуни изотопик фазонинг (заряд фазосининг) изотроплигини акс эттиради. Сақланиш қонунларидан бирининг бузилиши ўзаро таъсирда мос симметриянинг бузилишини билдиради. Масалан, электромагнитик ўзаро таъсир изотопик фазо симметриясини бузади, натижада электромагнитик ўзаро таъсирларда изотопик спин сақланмайди.

$T$  квант сонининг (изотопик спиннинг) киритилиши зарраларни заряд мультиплетлари қилиб бирлаштириш имконини беришини 98-§ да кўрган эдик. Гелл-Манн ва ундан мустақил равишда ишлаган Ю. Нейман изотопик спин схемасини кенгайтириб, 1961 йилда элементар зарраларнинг унитар симметрия назариясини яратдилар. Бу назарияда кучли ўзаро таъсир бирор уч улчовли комплекс векторлар фазосидаги (унитар спин фазосидаги) махсус алмаштиришларга<sup>1)</sup> нисбатан инвариант деб фараз қилинади, бу алмаштиришлар  $T$  изотопик спинни ва  $Y$  гиперзарядни ўзгартирмай сақлайди. Заряд мультиплетлари шундай усул билан бирлаштирилиб, супермультиплетлар (ёки унитар мультиплетлар) ҳосил қилинади. Супермультиплетни ташкил қилувчи зарраларнинг<sup>2)</sup> спини бир хил ва  $P$  жуфтлиги бир хил бўлиши керак. Улар массаси, электр заряди, гиперзаряди ва изотопик спини жиҳатидан фарқ



1)  $SU(3)$  группага тегишли алмаштиришлар.

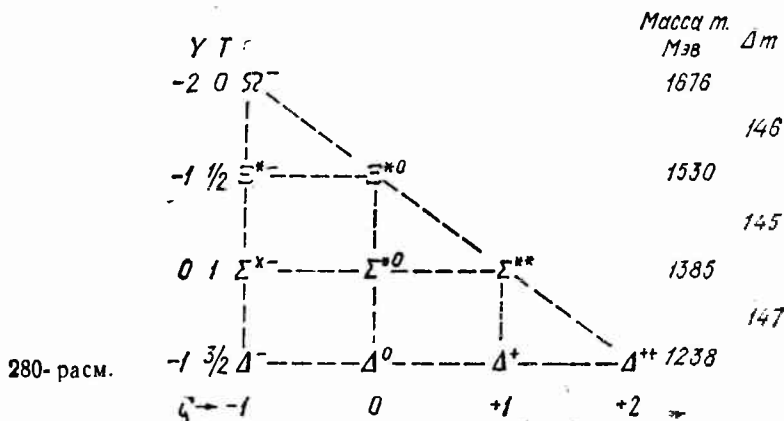
2) Фақат кучли ўзаро таъсирлашувчи зарралар назарда тутилади.

қилиши мумкин, Сироқ бу катталиклар ўзаро маълум қондалар бўйича боғланган бўлиши керак.

Зарралар симметриясининг унитар назариядан келиб чиқадиган системаси саккизлик йўли<sup>1)</sup> деб ҳам юритилади, чунки унда саккизта квант сони устида амал бажарилади.

279- расмда нуклонлар ( $n, p$ ) ва  $\Lambda$ -,  $\Sigma$ -,  $\Xi$ - гиперонларни бирлаштирувчи октет (8 та заррани ўз ичига олган супермультиплет) тасвирланган. Уларнинг ҳаммаси  $1/2$  спинга ва мусбат жуфтликка эга. Ўнг томонда зарралар массаси ( $M_{эв}$  ҳисобида), паства  $Q$  электр заряди, чап томонда  $Y$  гиперзаряд ва  $T$  изотопик спин қийматлари кўрсатилган.

$\Delta$ ,  $\Sigma^*$ ,  $\Xi^*$  ва  $\Omega^-$  орқали белгиланадиган резонанслар декаплет ҳосил қилади, у 280- расмда кўрсатилган. Бу зарраларнинг



массалари деярли бир хил катталикка ( $\sim 145 M_{эв}$ ) фарқ қилиши диққатга сазовордир. Декаплетга кирувчи зарралар спини  $3/2$  га тенг бўлиб, улар мусбат жуфтликка эга. Бу назария яратилиш пайгида  $\Xi^*$ -гиперонлар ва  $\Omega^-$ - зарра ҳали маълум эмас эди.  $\Xi^{*-}$ - ва  $\Xi^{*0}$ - резонанслар 1962 йилда аниқланган. Пирамиданинг учи бўш турар эди. Гелл-Манн пирамиданинг учига тўғри келадиган зарранинг спини  $3/2$ , гиперзаряди  $Y = -2$  ва массаси  $1676 M_{эв}$  атрофида бўлиши (яъни массаси  $\Xi^*$ - зарралар массасидан  $146 M_{эв}$  ортиқ бўлиши) кераклигини олдиндан айтиб берган эди. Ўша вақтдан бошлаб  $\Omega^-$ - гиперон<sup>2)</sup> деб аталган бу заррани планли равишда қидириш бошланди. Бу

<sup>1)</sup> Бу ном қуйидаги афсона билан ҳам боғлиқ бўлган. Будда қийинчиликларни бартараф қилишга олиб келадиган саккиз хил йўл ҳақида афоризм айтган эмиш: тўғри қараш, тўғри ният, тўғри гап, тўғри ҳаракат, тўғри яшаш, тўғри интилиш, тўғри гамхўрлик ва тўғри жамлаш.

<sup>2)</sup> Бу зарра резонанслар группасига тегишли, лекин яшаш вақти ( $\sim 10^{-10}$  сек) гиперонларникига яқин. Бироқ унинг спини  $3/2$  га тенг, ҳамма гиперонларнинг спини эса  $1/2$  га тенг.

мақсадда Брукхавен лабораториясида 33 Гэв га мўлжалланган тезлаткич ва ичига 900 литр суюқ водород сиғадиган 2 метр-ли пуфакчали камерадан фойдаланилди. Бунда 300 000 га яқин сурат олинди ва улардан бирида 1964 йил январида  $\Omega^-$ -зарранинг пайдо булиш ва емирилиш процесси қайд қилинди. Унинг хоссалари, жумладан, массаси назария олдиндан айтган қийматга аниқ мос келди. Шундай қилиб,  $\Omega^-$ -гипероннинг кашф этилиши унитар симметрия назариясининг музаффарийети бўлди.

Элементар зарралар сони шунчалик кўпайиб кетдики (резонанслар билан бирга олганда юздан ортиқ), уларнинг элементларлигига жиддий шубҳа туғила бошланди. Кучли ўзаро таъсирлашувчи ҳар бир зарра ўзаро боғлиқ бўлмаган учта аддитив квант сони билан характерланади:  $Q$  заряди,  $Y$  гиперзаряди ва  $B$  барион заряди. Шу сабабли ҳамма зарралар заряд ташувчи учта фундаментал заррадан тузилган, деган гипотеза пайдо бўлди. Бундай турдаги биринчи моделни япон физиги С. Саката ўртага ташлади, у  $p$  протон,  $n$  нейтрон ва  $\Lambda^0$ -гиперонни<sup>1)</sup> фундаментал зарралар деб ҳисоблади. Бироқ Саката схемаси кучли ўзаро таъсирлар соҳасида яроқсиз бўлиб чиқди.

Гелл-Манн билан Цвейг кварклар<sup>2)</sup> деб аталган гипотетик зарраларни ўртага ташладилар. Бу зарраларнинг квант сонлари каср бўлади. Хусусан, учала кваркдан ҳар бирининг электр заряди мос равишда  $-\frac{1}{3}$ ,  $-\frac{1}{3}$  ва  $+\frac{2}{3}$  га тенг. Кваркларни топиш учун кўп уриниб қўрилди, бунинг учун одатдаги зарраларга нисбатан ионлаш қобилияти анча кичик бўлган зарралар қидирилди (заряди  $\frac{1}{3}$  бўлган зарранинг ионлаш қобилияти заряди 1 га тенг зарранинг ионлаш қобилиятидан 9 марта кичик бўлиши керак). Бироқ ҳозирча кварклар кузатилгани йўқ ва уларнинг мавжудлиги муаммолигича қолмоқда.

Элементар зарралар физикасида юз берган аҳвол 1869 йилда Д. И. Менделеев даврий қонунни очгандан кейин атом физикасида юз берган аҳволга ўхшайди. Гарчи бу қонуннинг моҳияти 60 йил кейин, квант механика яратилгандан кейин тушунтирилган бўлса-да, у ўша вақтгача маълум бўлган химиявий элементларни бир системага (тартибга) солишга имкон берди, бундан гашқари, янги элементлар борлигини ва уларнинг хоссаларини олдиндан айтиб беришга имконият яратди. Худди шунингдек, физиклар ҳам элементар зарраларни сис-

1) Кўп зарраларнинг  $p$ ,  $n$  ва  $\Lambda^0$  лар массаларининг йигиндисидан кичик массага эга бўлиши бизни таажжублантирмаслиги керак, чунки боғланган зарралар системасининг массаси системани ташкил қилувчи зарралар массалари йигиндисидан анча кичик бўлиши мумкин (ядродаги зарраларнинг боғланиш энергияси билан таққосланг, 88-§).

2) Гелл-Манн „кварк“ сўзини Ж. Жойснинг „Пробуждение Финнегана“ номли романидан олган. Бу роман қаҳрамони гагаллюцинация вақтида кўринган хаёлий баҳайбат ҳайвонлар кварклар деб аталган эди.

темага солишни ўрганиб олдилар, бунда ишлаб чиқилган систематика кўп ҳолларда янги зарралар мавжудлигини ва уларнинг хоссаларини олдиндан айгиб беришга имкон берди. Бироқ „ҳозирча элементар зарралар систематикасини қидириш Менделеев элементар даврий системасини қидириш билан энди шуғуллана бошланган пайтдагидек поғонада турибди. Бу иш жуда муҳим ва жуда кераклидир, лекин у микродунё қонунларининг ҳаммасини тушунишнинг фундаментал муаммосини ечиб бера олмайди. Фақат янги физик назария яратилгандагина микродунё қонунлари тушуниладиган бўлади. . . Ҳозир биз табиат тузилши ҳақидаги фундаментал қонунларни билишнинг янги поғонасига яқинлашмоқдамиз. Бу қонунлардан умумийнинг хусусий ҳоли сифатида квант назарияси ҳам, нисбийлик назарияси ҳам, Ньютон назарияси ҳам... келиб чиқиши керак. Янги изчил физик назария қачон ва қандай қилиб яратилишини олдиндан айтиб бўлмайди. . . Бутун дунёда физика учун олдинги фронт ҳисобланган бу соҳада экспериментатор ва назарийчиларнинг жуда катта армияси ишлаб туриши янги назариянинг яратилиши узоқ эмас деб умид боғлашга имкон беради“.

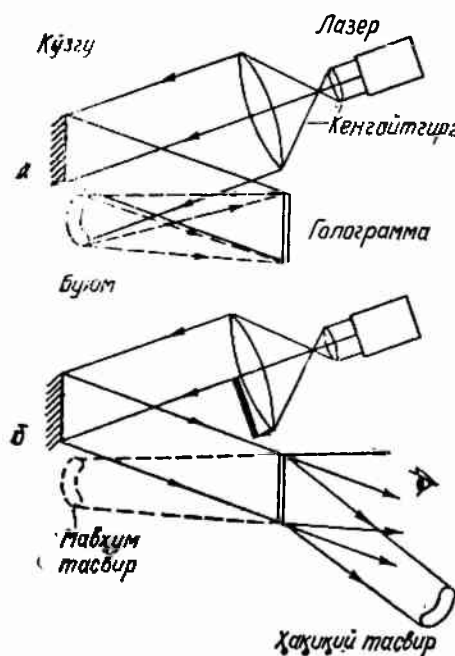
Қўштирноқ ичидаги сўзларни академик И. Е. Тамм айтган эди. Элементар зарралар физикаси ҳақидаги қисқа ҳикоямизни биз ўша сўзлар билан тугатамиз.

И Л О В А

## ГОЛОГРАФИЯ

Голография (яъни „тўла ёзув“ дегани, грекча сўз бўлиб, голос—ҳаммаси, графо —ёзаман) буюмдан қайтган ёруғлик тўлқини структурасини фотопластинкага туширишнинг алоҳида усулидир. Бу пластинкага (голограммага) ёруғлик туширилганда унда қайд қилинган тўлқин деярли бошланғич ҳолатидаги кўринишда тикланади, шунинг учун тикланган тўлқин кўзга тушганда буюмнинг узини кузатгандагилек (буюм рангини ҳисобга олинмаганда) кўриш тўғриси ҳосил бўлади.

Голографияни 1947 йилда инглиз физиги Д. Габор ихтиро қилган. Бироқ Габор бояси 1961 йилда юқори ларажада когерент бўлган ёруғлик манбалари—лазерлар яратилгандан кейингина тўла амалга оширила бошлади. Габорнинг бошланғич схемасини америкалик физиклар\*Э. Лейт ва Ю. Упатникс мукамаллаштириб, 1963 йилда биринчи лазер голограммасини олдидлар. Совет олими Ю. Н. Денисюк 1962 йилда қалин қатламли эмульсияда голограммалар олишнинг оригинал усулини таклиф қилди кейинчалик уни ўзи амалга оширди). Бу усуднинг бир қатор ажойиб хоссалари бор (жумладан, буюмларнинг рангли тасвирини беради), бироқ буни ўрганиш бу китоб доирасига кирмайди. Биз фақат юпқа қатламли эмульсияларда голограмма олиш усулини элементар равишда қараб чиқамиз, холос.



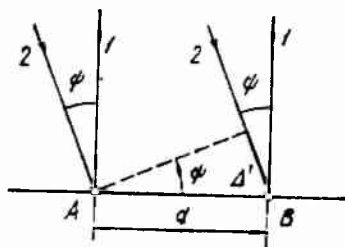
281- расм.

281-а расмда голограммалар олиш учун мўлжалланган қурилма схемаси кўрсатилган, 281-б расмда эса тасвирни тиклаш схемаси кўрсатилган. Лазер чиқарган ёруғлик дастаси микрообъектив ва узун фокусли катта диаметри линзадан тузилган телескопик система ёрдамида кенгайтирилади

Даства диаметрининг кенгайиши линза билан микрообъектив фокус масофаларининг нисбатига тенг. Кенгайтирилган ёруғлик дастаси икки қисмга бўлинади. Дастанинг бир қисми кўзгу орқали фотопластинкага қайтиб, у таянч дастаси ҳосил қилади. Иккинчи қисми сурати олинаётган буюмдан қайтиб пластинкага тушади; бу қисм буюмдан тушган даста дейилади. Иккала даста когерент бўлиши керак. Бу дасталар когерент бўлади, чунки лазер нурланиши юқори даражада фазовий когерентлиги билан ажралиб туради (ёруғлик тебранишлари лазер дастасининг бутун кўндаланг кесими бўйича когерентдир). Таянч дастаси ва буюмдан тушган дасталар бир-бири билан қўшилиб, интерференцион манзара ҳосил қилади, бу манзара фотопластинкада қайд қилинади. Бундай усулда экспозицияланган ва очилтирилган фотопластинка голограмма бўлади. Голограмма ҳосил бўлишида икки ёруғлик дастаси иштирок этади, шу сабабли голограмма олишнинг бу схемаси икки нурли схема деб аташади.

Тасвирни тиклаш учун очилтирилган фотопластинка сурат олинаётгандаги ҳолатига қўйилади ва таянч ёруғлик дастаси билан ёритилади (лазер нурининг сурат олинаётганда буюмни ёритган бир қисми энди тўсиб қўйилади). Таянч даста голограммада дифракцияланади, натижада структураси буюмдан қайтган тўлқин структурасидек бўлган тўлқин ҳосил бўлади. Бу тўлқин буюмнинг мавҳум тасвирини беради, бу тасвир кузатувчининг кўзига тушади. Мавҳум тасвир ҳосил қилувчи тўлқин билан бир қаторда, дифракция вақтида яна битта тўлқин пайдо бўлиб, у буюмнинг ҳақиқий тасвирини ҳосил қилади. Ҳақиқий тасвир псевдоскопикдир, яъни тасвир буюм рельефларига тескари рельефга эга бўлади: қавариқ жойлари ботиқ бўлиб, ботиқ жойлари қавариқ бўлиб кўринади.

Голограмма характерни ва тасвирнинг тикланиш процессини кўриб чиқайлик. Бир-бирига нисбатан бурчак остида йўналган иккита когерент ёруғликнинг параллел нурлари дастаси фотопластинкага тушаётган бўлсин (282-расм.).



282-расм.

1 дастани таянч дастаси деб, 2 дастани буюмга тушган даста деб ҳисоблаймиз (бу ҳолда кескиз узокдаги нуқта буюм деб олинади). Соддалик учун 1 даста пластинка текислигига перпендикуляр бўлсин, деб фараз қиламиз. Қўйиладиган ҳамма натижалар таянч дастаси оған (қия бўлган) ҳол учун ҳам ўринли бўлади, бироқ у ҳолда формулалар қўполроқ бўлади.

1 ва 2 дасталарнинг интерференцияси натижасида пластинкада интенсивликнинг галма-гал келувчи тўғри чизиқли максимумлари ва минимумлари системаси ҳосил бўлади A ва B нуқталар қўшни интерференцион максимумлар ўртасига мос келсин. U ҳолда нурларнинг  $\Delta'$  йўл фарқи  $\lambda$  га тенг бўлади 282-расмдан кўришиб турибдики,  $\Delta' = d \sin \psi$ ; демак,

$$d \sin \psi = \lambda \quad (1)$$

Пластинкада интерференцион манзарани (экспозициялаш ва очилтириш йўли билан) қайд қилиб, унга 1 дастани тушираемиз. Бу даста учун пластинка дифракцион панжарани вазифасини ўтайди, бу панжаранинг  $d$  даври (1) формуладан аниқланади. Бу панжаранинг ўзига хос хусусияти шундан иборатки, „штрихлар“ га перпендикуляр йўналишда кўчилганда унинг ёруғлик ўтказиш қобилияти тахминан косинусоидал қонун бўйича ўзгаради (25- § да баён этилган панжараларда бу қобилият сакраб ўзгарар эди: ёруғ — қоронғи — ёруғ — қоронғи ва ҳоказо). Бу хусусият туфайли биринчидан юқори тартибли дифракцион максимумлар интенсивлиги деярли нолга тенг бўлади.

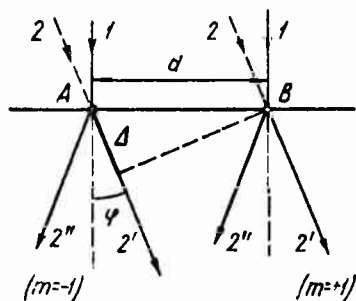
Пластинка таянч даста билан ёритилганда (283-расм) максимумлари пластинкага ўтказилган нормаль билан

$$d \sin \varphi = m \lambda \quad (m = 0, \pm 1) \quad (2)$$



шардан аниқланадиган  $\varphi$  бурчаклар ташкил қилувчи дифракцион манзара ҳосил бўлади [қ. (25.2)]  $m = 0$  га тўғри келувчи максимум таянч даста давомила ётади.  $m = +1$  га тўғри келувчи максимумнинг йуналиши буюмдан тушган 2 дастанинг экспозицияланиш вақтидаги йуналиши билан бир хил бўлади (1) ва (2) формулаларни таққосланг]. Айтиб ўтилган икки максимумдан ташқари,  $m = -1$  га тўғри келувчи яна битта максимум пайдо бўлади.

Буюмдан тушган 2 даста параллел нурлар дастаси бўлмай, ёйилувчи даста бўлган ҳолда ҳам биз олган натижа ўзгармаслигини кўрсатиш мумкин.



283-расм

$l$  таянч дастаси билан ёритилганда ҳамма 2 дасталар тикланиб қолади, яъни буюм қайтарган тўлиқ ёруғлик тўлқини тикланади (унга  $m = +1$  мос келади). Бундан ташқари, яна иккита тўлқин пайдо бўлади (улар  $m = 0$  ва  $m = -1$  га мос келади). Лекин бу тўлқинлар бошқа йуналишларда тарқалади, шу сабабдан буюмнинг мавҳум тасвирини берувчи тўлқинларни сезишга ҳалақат бермайди (281-расмга қаранг).

Буюмнинг голограмма берадиган тасвири ҳажмий тасвирдир. Унга турли вазиятдан туриб қараш мумкин. Агар суратга олиш вақтида яқиндаги буюмлар орқа томондаги буюмларни тўсиб қолган бўлса, четроққа сурилдиб, яқиндаги буюмнинг орқа томонига (тўғрироғи унинг орқасининг тасвирига) қараб шу чоққача кўринмаган буюмларни кўриш мумкин. Бунга сабаб шунки, четроққа сурилганимизда биз голограмманинг экспозиция вақтида тўсилиб қолган буюмлардан қайтган нурлар ҳам тушган периферик қисмида тикланган тасвирни ҳам кўраемиз. Буюмнинг яқин ва узоқдаги тасвирига қараганганимизда кўзи буюмларнинг ўзига қарашдагидек ҳар хил аккомодациялашимиз керак бўлади.

Агар голограммани бир неча бўлакка бўлсак, бўлаklarнинг ҳар бири ёритилганда дастлабки голограмма манзарасини беради. Бироқ бу бўлаklar қанча кичик бўлса, аниқлик шунча кам бўлади. Дифракцион панжарала штрихлар сопи камайганда унинг ажрата олиш кучи камайиши ҳисобга олинса, оунинг сабабини осон тушуниш мумкин [қ. (25.16)].

Голография хилма-хил мақсадларда қўлланилиши мумкин. Голографик кино ва телевидение, голографик микроскоп, буюмларга ишлов бериш сифатини контроль қилиш кабилар шулар жумласидандир. Адабиётда голография пайдо бўлиши унинг самаралари жиҳатидан радиоалоқа яратилиши билан таққослаш мумкин деган фикрлар бор.

## МУНДАРИЖА

Русча учинчи нашрига сўз боши . . . . .	3
Русча биринчи нашрига ёзилган сўз бошидан . . . . .	4

### I Қ И С М. ОПТИКА

<b>I Б о б. КИРИШ</b> . . . . .	5
---------------------------------	---

1-§. Оптиканинг асосий қонунлари . . . . .	5
2-§. Ёруғлик ҳақидаги тасаввурнинг ривожланиши . . . . .	11
3-§. Ферма принципи . . . . .	13
4-§. Ёруғлик тезлиги . . . . .	15
5-§. Ёруғлик оқими . . . . .	17
6-§. Фотометрик катталиқлар ва уларнинг бирликлари . . . . .	19
7-§. Фотометрия . . . . .	23

<b>II Б о б. Геометрик оптика</b> . . . . .	26
---	----

8-§. Асосий тушунчалар ва таърифлар . . . . .	26
9-§. Марказлаштирилган оптикавий система . . . . .	28
10-§. Оптикавий системаларни қўшиш . . . . .	37
11-§. Ёруғликнинг сферик сиртда синиши . . . . .	41
12-§. Линза . . . . .	47
13-§. Оптикавий системаларнинг нуқсонлари . . . . .	50
14-§. Оптикавий асбоблар . . . . .	52
15-§. Объективнинг ёруғлик кучи . . . . .	56

<b>III Б о б. Ёруғлик интерференцияси</b> . . . . .	59
---	----

16-§. Ёруғлик тўлқини . . . . .	59
17-§. Ёруғлик тўлқинларининг интерференцияси . . . . .	64
18-§. Ёруғлик интерференциясини кузатиш усуллари . . . . .	73
19-§. Ёруғликнинг юпқа пластинкалардан қайтишдаги интерференцияси . . . . .	75
20-§. Ёруғлик интерференциясининг қўлланиши . . . . .	81

<b>IV Б о б. Ёруғлик дифракцияси</b> . . . . .	90
--	----

21-§. Гюйенс — Френель принципи . . . . .	90
22-§. Френель зоналари . . . . .	92

22-§.	Энг содда тўсиқлардан ҳосил бўладиган Френель дифракцияси . . . . .	97
24-§.	Гирқинилан ҳосил бўладиган Фраунгофер дифракцияси . . . . .	109
25-§.	Дифракцион панжара . . . . .	114
26-§.	Рентген нурларининг дифракцияси . . . . .	123
27-§.	Объективнинг ажрата олиш кучи . . . . .	130
<b>V Б о б Ёруғликнинг қутбланиши . . . . .</b>		<b>133</b>
28-§.	Табий ва қутбланган ёруғлик . . . . .	133
29-§.	Ёруғликнинг қайғишда ва синишда қутбланиши . . . . .	141
30-§.	Иккиланма нур синдиришдаги қутбланиш . . . . .	146
31-§.	Қутбланган нурлар интерференцияси Эллиптик қутбланиш . . . . .	150
32-§.	Кристалл пластинка икки поляризатор орасида . . . . .	154
33-§.	Сунъий иккиланма нур синдириш . . . . .	154
34-§.	Қутбланиш текислигининг айланиши . . . . .	156
<b>VI Б о б Ҳаракатдаги муҳит оптикаси ва нисбийлик назарияси . . . . .</b>		<b>163</b>
35-§.	Физо тажрибаси ва Майкельсон тажрибаси . . . . .	163
36-§.	Махсус нисбийлик назарияси . . . . .	169
37-§.	Лоренц алмаштиришлари . . . . .	171
38-§.	Лоренц алмаштиришидан келиб чиқадиган натижалар . . . . .	175
39-§.	Интервал . . . . .	178
40-§.	Тезликларни қўшиш . . . . .	182
41-§.	Допплер эффекти . . . . .	184
42-§.	Релятивистик динамика . . . . .	186
<b>VII Б о б Электромагнит тўлқинларнинг модда билан ўзаро таъсири . . . . .</b>		<b>197</b>
43-§.	Ёруғлик дисперсияси . . . . .	197
44-§.	Группавий тезлик . . . . .	198
45-§.	Дисперсиянинг элементар назарияси . . . . .	201
46-§.	Ёруғликнинг ютилиши . . . . .	205
47-§.	Ёруғликнинг сочилиши . . . . .	206
48-§.	Вавилов—Черенков эффекти . . . . .	209
<b>VIII Б о б Иссиқлик нурланиши . . . . .</b>		<b>211</b>
49-§.	Иссиқлик нурланиши ва люминесценция . . . . .	211
50-§.	Кирхгоф қонуни . . . . .	212
51-§.	Стефан — Больцман қонуни ва Вин қонуни . . . . .	217
52-§.	Рэлей — Жинс формуласи . . . . .	218
53-§.	Планк формулас . . . . .	224
54-§.	Оптикавий пирометрия . . . . .	229
<b>IX Б о б. Фотонлар . . . . .</b>		<b>235</b>
55-§.	Тормозланишдаги рентген нурланиш . . . . .	235
56-§.	Фотоэффект . . . . .	238
57-§.	Боте тажрибаси. Фотонлар . . . . .	242
58-§.	Кэмптон эффекти . . . . .	246

<b>X Боб. Атом учун Бор назарияси . . . . .</b>	<b>250</b>
59-§. Атом спектрларидаги қонуниятлар . . . . .	250
60-§. Томсоннинг атом модели . . . . .	253
61-§. $\alpha$ -зарраларнинг сочилиши бўйича қилинган тажрибалар. Атомнинг ядро модели . . . . .	254
62-§. Бор постулатлари Франк ва Герц тажрибаси . . . . .	259
63-§. Водород атоми учун Борнинг элементар назарияси . . . . .	262

<b>XI Боб. Водород атомининг квантомеханик назарияси . . . . .</b>	<b>265</b>
64-§. Де-Бройль гипотезаси. Модданинг тўлқин хусусиятлари . . . . .	265
65-§. Шредингер тенгламаси . . . . .	267
66-§. Микроразралар ҳаракатининг квантомеханик баёни . . . . .	270
67-§. Тўлқин функциянинг хоссалари. Квантлаш . . . . .	275
68-§. Чексиз чуқур бир ўлчовли потенциал ўрадаги зарра. Зарраларнинг потенциал тўсиқдан ўтиши . . . . .	276
69-§. Водород атоми . . . . .	284

<b>XII Боб. Кўп электронли атомлар . . . . .</b>	<b>291</b>
70-§. Ишқорий металлларнинг спектрлари . . . . .	291
71-§. Зеemannнинг нормал эффекти . . . . .	296
72-§. Спектрларнинг мультиплетлиги ва электроннинг спини . . . . .	299
73-§. Квант механикасида импульс моменти . . . . .	305
74-§. Кўп электронли атомнинг нэтижавий моменти . . . . .	308
75-§. Зеemannнинг аномал эффекти . . . . .	310
76-§. Атомда электронларнинг энергетик сатҳлар бўйича тақсимланиши . . . . .	316
77-§. Элементларнинг Менделеев яратган даврий системаси . . . . .	318
78-§. Рентген спектрлари . . . . .	325
79-§. Спектрал чизиқлар кенглиги . . . . .	329
80-§. Мажбурий нурланиш . . . . .	333

<b>XIII Боб. Молекула ва кристаллар . . . . .</b>	<b>336</b>
81-§. Молекула энергияси . . . . .	336
82-§. Молекуляр спектрлар . . . . .	311
83-§. Ёругликнинг комбинацион сочилиши . . . . .	248
84-§. Кристалларнинг иссиқлик сизими . . . . .	350
85-§. Мёссбауэр эффекти . . . . .	359
86-§. Лазерлар. Чизиқли бўлмаган оптика . . . . .	365

III ҚИСМ. АТОМ ЯДРОСИ ВА ЭЛЕМЕНТАР  
ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ

<b>XIV Боб. Атом ядроси . . . . .</b>	<b>373</b>
87-§. Атом ядросининг таркиби ва характеристикаси . . . . .	373
88-§. Ядро массаси ва боғланиш энергияси . . . . .	377
89-§. Ядро кучларининг табиати . . . . .	379
90-§. Радиоактивлик . . . . .	384
91-§. Ядро реакциялари . . . . .	392
92-§. Ядроларнинг бўлиниши . . . . .	397
93-§. Термоядро реакциялари . . . . .	404

<b>X V Б о б. Элементар зарралар . . . . .</b>	<b>408</b>
94-§. Космик нурлар . . . . .	408
95-§. Элементар зарраларни кузатиш методлари . . . . .	409
96-§. Элементар зарралар синфлари ва ўзаро таъсир турлари	413
97-§. Зарралар ва антизарралар . . . . .	417
98-§. Изотопик спин . . . . .	423
99-§. Ғалати зарралар . . . . .	427
100-§. Кучсиз ўзаро таъсирларда жуфтликнинг сақланмаслиги	431
101-§. Нейтрино . . . . .	436
102-§. Элементар зарралар систематикаси . . . . .	439
<b>И л о в а . . . . .</b>	<b>444</b>
Голография . . . . .	444

*На узбекском языке*  
**ИГОРЬ ВЛАДИМИРОВИЧ САВЕЛЬЕВ**  
**КУРС ОБЩЕЙ ФИЗИКИ**  
том III

*Пособие для студентов высших технических учебных заведений*

Перевод с русского 4-го издания. издательство  
„Наука“ М., 1973

*Издательство „Ўқитувчи“*  
*Ташкент—1976*

Таржимонлар: *М. Воҳидов, Ж. Тошхонова, М. Пулатов*  
Релакторлар: *М. Пулатов, Р. Сайдалиев* (XII—XV боблар. Илова)  
Техредактор: *О. Чигряева*  
Бадний редактор *Е. Соин*  
Корректор *М. Орифхужаева*

Теришга берилди 6/1-1976 й. Босишга рухсат этилди 31/VIII-1976 й. Короз № 8. Формати  
60×90<sup>1/16</sup>. Физ. босма л. 28,25. Нашр. л. 31,46. Тиражи 15000.

„Уқитувчи“ нашриёти. Тошкент, Навоий кўчаси, 30. Шартнома 63-75. Баҳоси 88 т.  
Муқоваси 10 т.

ЎзССР Министрлар Советининг нашриётлар, полиграфия ва китоб савдоси ишлари бўлиги  
бошқармасининг Морозов номи босмахонаси. Самарқанд, Кузнецкав кўчаси, 82. 1976 йил.  
Заказ 540.

Типография им. Морозова, Областного управления по делам издательства, полиграфии  
и книжной торговли. г. Самарканд, Кузнецкая, 82.