

О. АҲМАДЖОНОВ

ФИЗИКА КУРСИ  
ОПТИКА, АТОМ ВА ЯДРО  
ФИЗИКАСИ

*ЎзССР Олий ва ўрта махсус таълим  
министрлиги олий ўқув юрталарининг  
инженер-техник ихтисоси бўйича ўқувчи  
студентлари учун дарслик сифатида  
рухсат этган*

ТОШКЕНТ—ЎҚИТУВЧИ—1983

Такризчилар: физика-математика фаилари кандидатлари, доцентлар—Абдужамидов Ш., Абдуллаев Ф.А., Исҳоқов Г., Мирзажонов Т. А., Мухтасимов Ф. Н., Собиров С. С.

ЎзССР ФА иши мухбир-аъзаси, профессор Р. Б. Бекжонов жамоатчилиги асосида тахрир қилган

Ушбу дарслик СССР Олий ва ўрта махсус таълим вазирлигининг олий таълим бўйича ўқув-методик бошқармаси тасдиқлаган ўқув программаси асосида ёзилган. Дарсликда оптика, атом ва ядро физикасига оид материаллар баён этилган бўлиб, у муаллифининг ЎзССР телевидениеси орқали сиртдан таълим олаётган студентлар учун ва Абу Райҳон Беруний номидаги Тошкент политехника институти аудиториларида ўқиган лекцияларида сновдан ўтган.

Дарсликда Халқаро система бирликлари ва уларнинг таърифи, системадан ташқари ва фойдаланилмаётган бирликларнинг СИ бирликлари билан муносабати ҳақидаги материаллар янги тарзда берилган.

Дарслик олий ўқув юрталарининг инженер-техник ихтисоси бўйича ўқувчи студентлари учун мўлажалланган бўлиб, ундан педагогика институтларининг студентлари ва физика ўқитувчилари ҳам фойдаланишлари мумкин.

© „Ўқитувчи“ нашриёти, Т., 1983 й.

А 1704040000—206 151 —84  
353(01)—84

## СЎЗ БОШИ

Қўлингиздаги китоб муаллифи Омил Аҳмаджонов 1981 йилда „Ўқитувчи“ нашриётида нашр этилган „Физика курси“ (электр ва магнетизм) дарслиги ва республика телевидениесининг ўқув программаси орқали сиртдан таълим олаётган студентлар учун узоқ йиллар давомида ўқиётган лекциялари бўйича ўқувчиларга танишдир.

Муаллиф физик ҳодиса ва қонуниятларни баён қилишнинг ўзига хос оригинал услубини тақлиф этади: физиканинг ҳар бир бўлимида шундай тушунчалар, терминлар ишлатиладики, уларни физиклар ёки шу соҳага яқин касб эгалари ўз-ўзидан равшан бўлган (яъни ортиқча изоҳнинг ҳожати бўлмаган) элементар сўзлардек қабул қилишади. Лекин худди шу элементар тушунчаларга етарлича изоҳ берилмаслиги студентлар томонидан ҳодиса ва қонуниятларнинг физик моҳиятини тушуниб етмаслигининг асосий сабабларидан бири эканлигини муаллиф ўзининг узоқ йиллар давомида олиб борган илмий-методик изланишларида аниқлади. Шунинг учун муаллиф бундай масалаларга катта аҳамият бериб, абстракт тушунчалар ва микродунё ҳодисалари билан боғлиқ мавзуларни баён этишда макродунёдаги ўхшаш ҳодисаларни эслатиш усулидан кенг фойдаланган, ўзбек тилшунослиги тараққиётининг ҳозирги босқичи терминологиясига амал қилган ҳолда физик ҳодиса ва тушунчалар моҳиятини тўғрироқ акс эттирадиган терминларни ишлатишга интилди.

Мазкур китобда оптика, атом ва ядро физикаси баён этилган бўлиб, у СССР Олий ва ўрта махсус таълим вазирлигининг олий таълим бўйича ўқув-методик бошқармаси тасдиқлаган ўқув программаси асосида ёзилган. Ўқув материални баён қилишда бирликларнинг Халқаро системаси (СИ) дан фойдала-

нилган. Лекин СТ СЭВ 1052—78 га асосан фойдаланилмайдиган бир қатор birlikлар билан СИ birlikлари орасидаги муносабат ҳам келтирилганки, бу муносабатлар 1981 йилгача нашр этилган китобларда қўлланилган birlikлардан СИ birlikларига ўтиш имконини беради.

Программада кўрсатилган асосий материал дарсликда тўлиқ акс эттирилган. Бундан ташқари ҳозирча тугалланмаган баъзи қизиқарли мунозаралар ҳам қисқагина баён этилган. Агар мазкур мунозаралар билан қизиқсангиз ёки бўлажак мутахассислигингиз туфайли физиканинг бирор соҳаси бўйича билимингизни чуқурлаштирмоқчи бўлсангиз махсус адабиётга мурожаат қилиш керак. Сизнинг ушбу китоб ҳажмидаги физик тасаввурларингиз бу ишда пойдевор бўлиб хизмат қилади.

Фикримча, мазкур китоб, худди муаллифининг аввалги китобидек, фақат олий ўқув юртлирининг студентлари учунгина эмас, балки физика асослари ихчамроқ ҳажмда ўқитиладиган педагогика институтларининг студентлари ва ўқитувчилар учун ҳам фойдали бўлади.

*Махсус муҳаррир Р. Б. Бекжонов*

## МУАЛЛИФДАН

Республикамиз олий ўқув юртлирида юздан ортиқ инженер-техник ихтисосликлар бўйича мутахассислар тайёрланмоқда. Бу ихтисосликларнинг аксариятида, СССР Олий ва ўрта махсус таълим министрлиги тасдиқлаган ўқув планларига асосан, физика фанининг назарий асосларини уч ўқув семестри давомида 136 соат (лекция) ўқитиш планлаштирилган.

Ўқув материални семестрлар бўйича тақсимлаш ва уларни баён этиш кетма-кетлиги ЎзССР Олий ва ўрта махсус таълим министрлиги илмий-методик советининг Қарорига асосан республика олий техника ўқув юртлири „Физика“ кафедралари учун базавий кафедра деб ҳисобланадиган Тошкент Политехника институти „Физика“ кафедрасининг тавсияларига амал қилинган ҳолда тузилган. Мазкур китобдаги ўқув материални физика ўқитиладиган охириги семестрда 34 соатда баён этилиши лозим. Бундай қисқа ўқув вақтига мўлжалланган „Физика курси“ дарслигини яратиш учун бир қатор илмий методик изланишлар ўтказилди. Бу изланишлар борасида синовдан муваффақиятли ўтган методик услублар дарсликда акс эттирилди.

Мазкур китоб устида ишлашнинг барча босқичларида ўзининг қимматли фикр ва мулоҳазалари билан яқиндан ёрдам берган Ўзбекистонда хизмат кўрсатган фан арбоби, ЎзССР ФА нинг мухбир-аъзоси, Абу Райҳон Беруний номидаги Давлат мукофотининг лауреати Р. Б. Бекжоновга чуқур миннатдорчилик билдиришни муаллиф ўзининг бурчи деб ҳисоблайди. Шунингдек, китоб қўлёмаси билан танишиб ўзларининг танқидий мулоҳазалари билан дарслик сифатини яхшилашга қўшган ҳиссалари учун Тошкент Политехника институти „Физика“ кафедрасининг мудир Д. М. Миркомитовга ва шу кафедра доцентлари Х. А. Ризаев,

Ў. Қ. Назаров, Ш. М. Комолхўжаевга ҳамда мураккаб терминлар ўзбекча эквивалентларини танлашдаги фойдали мунозаралари учун филология фанлари кандидати Т. Алиқуловга муаллиф ўзининг самимий ташаккурини билдиради.

Дарсликнинг янада яхшиланишига қаратилган барча таклиф ва мулоҳазаларни муаллиф мамнуният билан қабул қилади.

Дарслик ҳақидаги барча таклиф ва мулоҳазаларингизни қуйидаги адресга юборишингизни сўраймиз: 700129, Тошкент, Навоий кўчаси, 30. „Уқитувчи“ нашриёти, физика-математика адабиёти редакцияси.

## І б о б

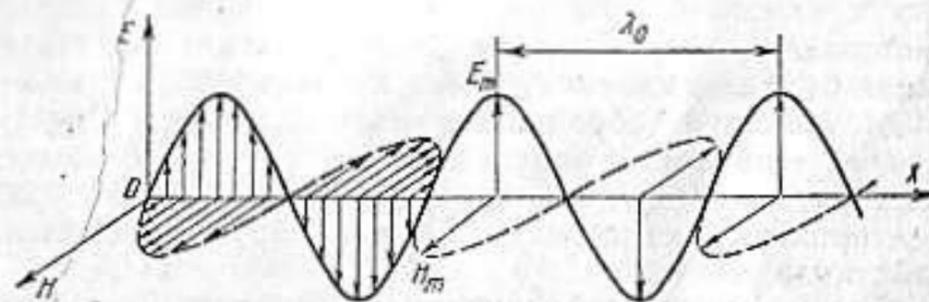
### ЁРУҒЛИК ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ

#### 1-§. Ёруғлик тўлқин

Электромагнит тўлқин назариясига асосан, фазонинг ихтиёрий нуқтасида электр майдонининг ҳар қандай ўзгариши қўшни нуқталарда ўзгарувчан магнит майдонни вужудга келтиради. Бу майдон эса, ўз навбатида, ўзгарувчан электр майдонни пайдо қилади ва ҳоказо. Бу ўзгаришлар фазонинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига узатилади, натижада электромагнит тўлқинининг ҳар томонга тарқалиши содир бўлади. *Электромагнит тўлқин тарқалаётганда фазонинг ҳар бир нуқтасида электр ва магнит майдонлар даврий равишда* (масалан,  $\omega$  частота билан) *ўзгариб туради.* Бу ўзгаришлар  $E$  ва  $H$  векторларнинг тебранишлари сифатида ифодаланади:

$$\begin{aligned} E &= E_m \cos(\omega t + \varphi_0) = E_m \cos(2\pi\nu t + \varphi_0), \\ H &= H_m \cos(\omega t + \varphi_0) = H_m \cos(2\pi\nu t + \varphi_0). \end{aligned} \quad (1.1)$$

Бунда  $E_m$  ва  $H_m$  — мос равишда электр ва магнит майдон кучланганлиги векторларининг максимал (амплитуда) қийматлари,  $\omega t + \varphi_0 = \varphi$  — тебраниш фазаси,  $\varphi_0$  — бошланғич фаза,  $\nu$  — тебраниш частотаси,  $\omega = 2\pi\nu$  — циклик частота.



1.1- расм.

Е ва Н векторларнинг тебранишлари бир хил фазада ва ўзаро перпендикуляр текисликларда содир бўлади. 1.1-расмда Ох йўналиш бўйича тарқалаётган тўлқин тасвирланган. Электромагнит тўлқин Е ва Н векторларнинг фазода тебранишидан иборатдир. Лекин соддалаштириш мақсадида биз бундан кейинги мулоҳазаларимизда фақат Е векторининг тебранишлари тўғрида гапиримиз, Н векторни эса деярли эсга олмаймиз. Аммо Е векторга перпендикуляр йўналишда Н вектор ҳам тебранаётганлигини унутмаслик керак. Агар тўлқиннинг турли нуқталаридаги Е векторлар фақат бир текисликда ётса, бундай тўлқинни ясси электромагнит тўлқин деб, бу текисликни эса тебраниш текислиги деб атаймиз. 1.1-расмда тасвирланган тўлқин ясси электромагнит тўлқиндир.

Максвелл ҳисоблашлар асосида электромагнит тўлқинлар  $3 \cdot 10^8$  м/с тезлик билан тарқалиши лозим, деган хулосага келди. Бу қиймат кейинчалик оптик усуллар билан аниқланган ёруғлик тезлигига тенг бўлиб чиқди. Бу эса ёруғлик — электромагнит тўлқиндир деб талқин қилишга имкон беради.

Ҳозирги вақтда энг замонавий тажрибалар асосида ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлиги  $c = (299792456,2 \pm 1,1)$  м/с деб қабул қилинган.

Ҳақиқатан, кейинчалик амалга оширилган текширишлар электромагнит тўлқинларнинг частоталар диапазони ниҳоят кенг эканлигини кўрсатди. Хусусан, инсон кўзи сеза оладиган электромагнит тўлқинларнинг частоталари

$$\nu = (0,75 \div 0,40) \cdot 10^{15} \text{ Гц} \quad (1.2)$$

диапазонда ётади. Бундай частотали тўлқинларнинг вакуумдаги узунлиги

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu} = (0,40 \div 0,75) \cdot 10^{-6} \text{ м} = (0,40 \div 0,75) \text{ мкм} \quad (1.3)$$

интервалга тўғри келади. Электромагнит тўлқинларнинг бу диапазонини ёруғлик тўлқинлар деб юритилади. Механик тебранишлар частоталарининг маълум диапазонини инсон товуш тарзида қабул қилганидек, электромагнит тўлқинлар частоталарининг юқорида келтирилган диапазонини кўзимиз ёруғлик сифатида қайд қилади.

Электромагнит тўлқинларнинг ёруғлик диапазони етарлича кенг. Уни бир қатор монохроматик ёруғлик

тўлқинларнинг йиғиндисидан иборат, деб қараш мумкин. Монохроматик ёруғлик тўлқин деганда ёруғлик диапазонидаги  $\Delta\nu$  частоталар интервали ниҳоят кичик бўлган ёруғлик тўлқини тушунилади. Монохроматик ёруғлик тўлқини бизнинг кўзимизда маълум рангли ёруғлик сифатида намоён бўлади. Масалан, тўлқини узунликлари 0,55 дан 0,56 мкм гача бўлган интервалдаги нурланишни инсон кўзи яшил ранг тарзида қабул қилади. Частоталар интервали  $\Delta\nu$  қанчалик кичик бўлса, нурланиш монохроматикроқ бўлади. Ҳар қандай реал монохроматик ёруғлик тўлқин учун  $\Delta\nu$  чекли қийматга эга. Юқоридаги (1.1) ифода эса идеал монохроматик тўлқин учун ўринлидир.

Ёруғлик нурларининг йўналишига перпендикуляр қилиб хаёлан S юзни жойлаштирайлик. Бу юз орқали бирлик вақтда ўтаётган ёруғлик тўлқинларнинг энергияси ёруғлик оқими (Ф) деб аталади ва Ж/с ёки Вт ҳисобида ўлчанади. Бирлик вақт ичида юз бирлиги орқали ўтаётган ёруғлик оқими, яъни

$$I = \frac{\Phi}{S} \quad (1.4)$$

ёруғлик оқимининг зичлиги ёки ёруғлик интенсивлиги дейилади.

Ёруғлик интенсивлиги Вт/м<sup>2</sup> ҳисобида ўлчанади. Ёруғлик интенсивлиги ёруғлик тарқалаётган муҳитнинг синдириш кўрсаткичи n га ва ёруғлик тўлқин амплитудасининг квадратига пропорционал:

$$I \sim n E_m^2 \quad (1.5)$$

## 2-§. Ёруғлик интерференциясининг моҳияти

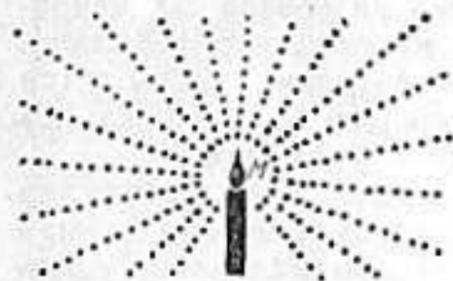
Ёруғликнинг электромагнит тўлқин назариясини XIX аснинг иккинчи ярмида Максвелл яратган. Лекин бу давргача ҳам ёруғлик табиғи тўғрисида иккита гипотеза мавжуд эди:

1. Ньютон илгари сурган корпускуляр гипотезага асосан, ёруғлик жуда кичик зарралар (корпускулалар) оқимидан иборат. Корпускулалар ёруғлик манбадан нур деб аталувчи тўғри чизиқлар бўйлаб оқиб чиқади (1.2-расм).

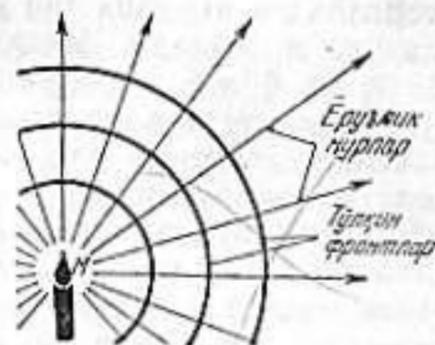
2. Тўлқин гипотезани эса Гюйгенс яратди. 1.3-расмда тўлқин гипотезага асосан, М манбадан ёруғликнинг нурланиши тасвирланган. Манбадан тарқалаётган тўғри

чизиқлар нурлар деб аталади. Бу нурлар тўлқин фронтлари деб аталадиган сферик сиртларга перпендикулярдир. Манбадан узоқлашилган сари тўлқин fronti яссироқ бўлаверади.

Ньютон ва Гюйгенсларнинг вафотларидан сўнг ҳам бу икки гипотеза тарафдорлари орасида узоқ бахслар



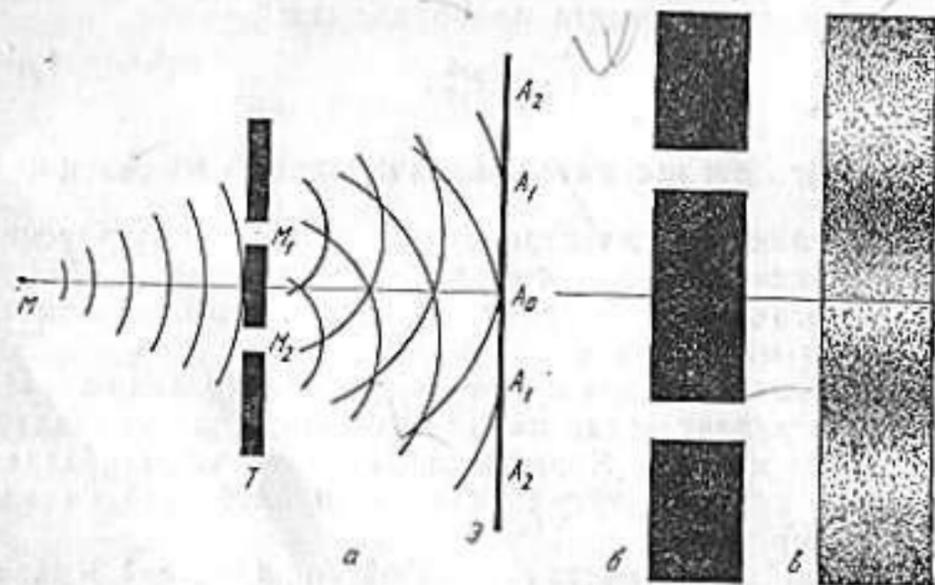
1.2- расм.



1.3- расм.

давом этди. Лекин 1801 йилда ёш инглиз физиги Юнг амалга оширган тажриба барча олимларнинг диққатини ўзига жалб қилди.

Бу оддий, лекин ажойиб тажрибанинг схемаси 1.4-расмда тасвирланган. Бунда  $M$  — ёруғлик манбаи,  $M_1$  ва  $M_2$  лар тўсиқдаги жуда тор тирқишлар. Улар



1.4- расм.

бир-биридан 1-2 мм узоқликда жойлашган. Ньютоннинг корпускуляр гипотезасига асосан,  $M_1$  ва  $M_2$  тирқишлардан ўтган корпускулалар туфайли Э экранда тирқишларнинг шаклига монанд равишда икки ёруғ соҳа вужудга келиши лозим эди (расмнинг б қисмига қ.). Ваҳоланки, экранда бир неча ёруғ ва қоронғи соҳалар кузатилади (расмнинг в қисмига қ.). Қизиғи шундаки,  $M_1$  ва  $M_2$  тирқишлар ўрта нуқтасининг қаршисида ёруғ соҳа вужудга келди. Бу тажрибада кузатилган ҳодиса ёруғлик интерференцияси деб ном олди. Интерференция сўзи латин тилидаги *interfere* — „халақит бермоқ“ деган феълдан келиб чиққан. Ҳақиқатан, ёруғликни тўлқин деб қараладиган бўлса, экрандаги ёруғ ва қоронғи соҳаларнинг вужудга келишини қуйидагича тушунтириш мумкин.  $M_1$  ва  $M_2$  лардан чиқаётган тўлқинлар экраннинг  $A_0$  ва  $A_2$  соҳаларида учрашиб, бир-бирини кучайтиради. Бу тўлқинлар экраннинг  $A_1$  соҳасида учрашганда эса бир-бирини сусайтиради, аниқроғи бир-бирини йўқотади. Шу мисолни ёруғликнинг электромагнит тўлқин назарияси асосида муҳокама қилайлик. Бунинг учун (1.1) ифодадан фойдаланиб,  $M_1$  ва  $M_2$  лардан чиқаётган ёруғлик тўлқинларни мос равишда

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{1m} \cos(\omega t + \varphi_{10}), \\ E_2 &= E_{2m} \cos(\omega t + \varphi_{20}) \end{aligned} \quad (1.6)$$

тенгламалар билан ифодалайлик. Ҳар қандай электромагнит тўлқиннинг, хусусан, ёруғлик тўлқиннинг электр ва магнит майдон кучланганликлари ҳам майдонлар суперпозицияси принципига бўйсунди. Шунинг учун (1.6) тенгламалар билан ифодаланадиган частоталари бир хил бўлган икки ёруғлик тўлқин экраннинг бирор нуқтасида учрашиб қўшилиши туфайли вужудга келган натижавий тўлқин ҳам  $\omega$  частота билан тебранади. Натижавий тўлқин амплитудаси ( $E_m$ ) қўшилувчи тўлқинлар амплитудалари билан қуйидагича боғланган:

$$E_m^2 = E_{1m}^2 + E_{2m}^2 + 2E_{1m} E_{2m} \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (1.7)$$

Қўшилаётган тебранишлар фазаларининг фарқи  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_{10} - \varphi_{20}$  вақт ўтиши билан ўзгармаса, қуйидаги хусусий ҳоллар амалга ошиши мумкин.

1. Фазалар фарқи  $\pi$  га жуфт каррали ( $\Delta\varphi = 2k\pi$ ;  $k = 0, 1, 2, \dots$ ), яъни қўшилаётган ёруғлик тўлқинлар бир хил фазда тебранаётган бўлса, (1.7) ифодадаги

$\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 1$  бўлади. Шунинг учун натижавий ёруғ-  
лик тўлқинининг амплитудаси

$$E_m = E_{1m} + E_{2m}$$

бўлади. Бундай ҳол экраннинг  $A_0$ ,  $A_2$  соҳаларида амалга ошади.

2. Фазалар фарқи  $\pi$  га тоқ каррала ( $\Delta\varphi = (2k - 1)\pi$ ;  $k = 0, 1, 2, \dots$ ), яъни қўшилайтган ёруғлик тўлқинлар қарама-қарши фазада тебранаётган ҳолда  $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$  бўлади.

Натижада (1.7) ифодадан фойдаланиб

$$E_m = |E_{1m} - E_{2m}|$$

деган хулосага келамиз. Шунинг учун экраннинг  $A_1$  соҳаларида энг кам ёруғлик кузатилади.

3. Фазалар фарқи  $(2k - 1)\pi$  билан  $2k\pi$  интервалида бўлган ҳолларда эса

$$|E_{1m} - E_{2m}| < E_m < E_{1m} + E_{2m} \quad (1.8)$$

муносабат бажарилади.

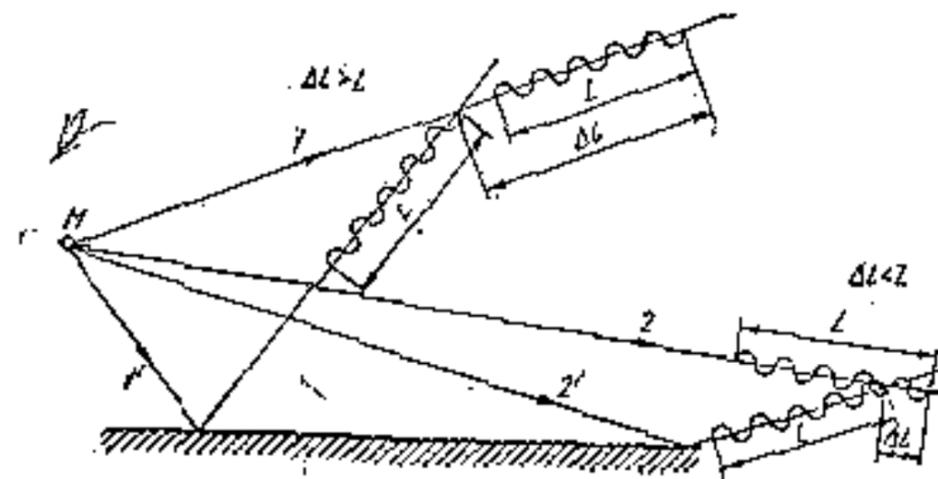
Қўшилувчи тебранишлар амплитудалари тенг, яъни  $E_{1m} = E_{2m}$  бўлган хусусий ҳолда, экраннинг  $A_1$  соҳаларида қўшилувчи ёруғлик тўлқинлар бир-бирини бутунлай йўқотади, натижада қоронглик кузатилади.  $A_0$ ,  $A_2$  соҳаларда эса натижавий ёруғлик тўлқинининг амплитудаси 2 марта, интенсивлиги эса 4 марта ошади.

### 3-§. Когерентлик

Юнг тажрибасида  $M_1$  ва  $M_2$  тирқишлардан чиқаётган ёруғлик тўлқинларининг устма-уст тушиши натижа-  
сида ёруғлик интерференцияси рўй беради. Бошқача қилиб айтганда,  $M_1$  ва  $M_2$  тирқишлар ёруғлик манбалари вазифасини ўтайди. У ҳолда қуйидаги савол турилади: ҳонда икки электр лампа ёруғлик тарқатиб турган бўлса, ҳонанинг ёритилган соҳаларидаги ёруғлик интенсивлиги айрим лампалар тўғрисида вужудга келувчи интенсивликлар йиғиндисига тенг бўлади, яъни ёруғлик интенсивлигининг максимум ва минимумлари кузатилмайди. Бунинг сабаби нимада?

Юнг тажрибасини муҳокама қилаётганимизда  $M_1$  ва  $M_2$  тирқишлардан чиқаётган ёруғлик тўлқинларининг частоталарини бир хил, фазаларининг фарқи эса ўзгармас деб ҳисоблаганимизни эслайлик ((1.6) га к.). Бу шартлар бажарилганда қўшилувчи ёруғлик тўлқинлар

когерент тўлқинлар демайди. Когерент ёруғлик тўлқинлар устма-уст тушгандагина турғун интерференцион манзара кузатилади. Табиий ёруғлик манбалари (хусусан, ёниб турган электр лампочкаси ҳам) эса когерент бўлмаган тўлқинлар нурлантиради. Ҳақиқатан, табиий ёруғлик манбалари сочаётган ёруғлик



1.5-расм.

кўп атомлар нурланишларининг йиғиндисидан иборат. Ҳар бир атом бошқа атомларга боғлиқ бўлмаган ҳолда нурланиш чиқаради. Алоҳида атомнинг нурланиш чиқариш вақти  $10^{-8}$  секундлар чамаси давом этади. Бу вақт давомида атом чиқарган нурланиш (яъни электр-магнит тўлқин) бир қатор дўнглик ва ботиқликлардан иборат бўлади. Уш тўлқинлар тизмаси деб атайлик. Тўлқинлар тизмасининг узунлигини (1.5-расмда  $L$  деб белгиланган) топиш учун ёруғлик тўлқинининг тезлиги  $c$  ни атомнинг нурланиш вақти  $\tau \approx 10^{-8}$  с га кўпайтирамиз:

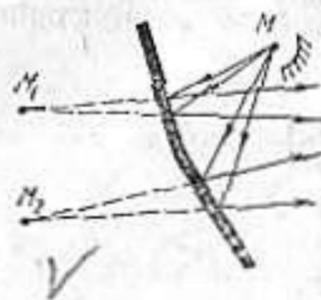
$$L = c \cdot \tau \approx 3 \cdot 10^8 \frac{м}{с} \cdot 10^{-8} с \approx 3 м. \quad (1.9)$$

Ёруғлик манбадаги атомлар ҳастик равишда „чақчаб“ ва „ўчиб“ туради. Шунинг учун турли атомлар томонидан чиқарилган тўлқин тизмаларининг частоталари, амплитудалари ва бошланғич фазалари турлича бўлади. Ҳатто ёруғлик филтр ёрдамида икки табиий ёруғлик манбадаги бир хил атомлар чиқарадиган бир хил частотали (яъни монохроматик) тўлқинларни ажратиб олганимизда ҳам, улардаги алоҳида тизмаларининг фазалар фарқи ўзгариб туради. Шунинг учун бундай

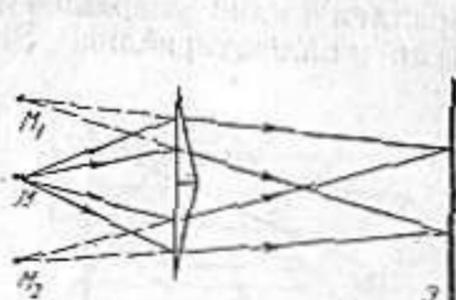
монохроматик ёруғлик тўлқинларнинг устма-уст тушиши натижасида вужудга келадиган интерференцион манзара жуда қисқа вақт сақланиб туради. Сўнг навбатдаги тўлқинлар тизмаси туфайли янги интерференцион манзара вужудга келади. Лекин бу манзарадаги максимум ва минимумларнинг жойлашуви олдинги тўлқинлар тизмаси туфайли вужудга келган интерференцион манзарадагидан фарқ қилади. Шу тариқа интерференцион манзаралар жуда тез ўзгариб туради. Инсон кўзи эса секунднинг ўнли улушларига тенг вақт ичидаги ўзгаришларни сезишга қодир, холос. Бу вақт ичида интерференцион манзара бир неча миллион марта ўзгаришга улгуради. Демак, биз бу миллион манзаранинг устма-уст тушишини кузатамиз, холос. Албатта, бунинг натижасида интерференцион максимум ва минимумлардан ҳеч қандай из қолмайди. Шундай қилиб, икки табиий ёруғлик манбаи туфайли интерференцион манзара кузатилмаслигининг сабаби — ёруғлик манбаларидан тарқалаётган нурларнинг когерент эмаслигидадир, дея оламиз. У ҳолда ёруғлик интерференциясини қандай амалга ошириш мумкин, деган савол туғилади.

Ёруғлик интерференциясини кузатиш учун бир қатор сунъий усуллардан фойдаланилади. Уларнинг барчасининг ҳам принциби шундан иборатки, бир манбадан чиқаётган ёруғлик нурларини икки қисмга ажратилади, сўнг улар интерференциялашиши учун учраштирилади (1.5-расмга қ.) Бу тўлқинлар ажралиши жойидан учрашиш жойигача турли йўллари босиб ўтади. 1.5-расмда икки ҳол тасвирланган: а) 1 нур қисқароқ, 1' эса узунроқ йўлни босиб ўтади. Бу иккала нурларнинг  $\Delta l$  йўл фарқи тўлқин тизмасининг  $L$  узунлигидан катта. Натижада бир атом томонидан нурлан-тирилган, аммо турлича узунликдаги йўллари босиб ўтаётган ёруғлик тўлқинлар интерференциялашмайди, чунки 1' тўлқин тизмасининг боши учрашиш нуқтасига етиб келганда, қисқароқ йўл босаётган 1 тўлқин тиз-масининг охири учрашиш нуқтасидан ўтиб кетган бўлади. б) 2 ва 2' тўлқин тизмаларининг  $\Delta l$  йўл фарқи тўлқин тизмасининг  $L$  узунлигидан кичик бўлган-лиги учун улар интерференциялашади. Аммо 2 тўл-қин тизмасининг бир қисми ( $\Delta l$  га тенг қисми) учрашиш нуқтасидан ўтиб бўлганда, 2' тўлқин тизмасининг боши учрашиш нуқтасига етиб келади. Натижада 2 ва 2' лар бир-бири билан тўлиқ эмас, салки қисман учрашади.

Шунинг учун  $\Delta l$  катталашган сари интерференцион манзара сусайиб боради. Интерференцион қурилмалар-даги йўл фарқи тўлқин тизмасининг узунлигидан жуда кичик бўлади. Шу сабабли бу нурларда интерферен-цион манзара деярли сусаймайди.



1.6- расм.



1.7- расм.

Одатда, тўлқин тизмасининг  $L$  узунлиги когерент-лик масофаси, атомнинг нур чиқариб туриш вақти  $\tau$  эса когерентлик вақти деб аталади.

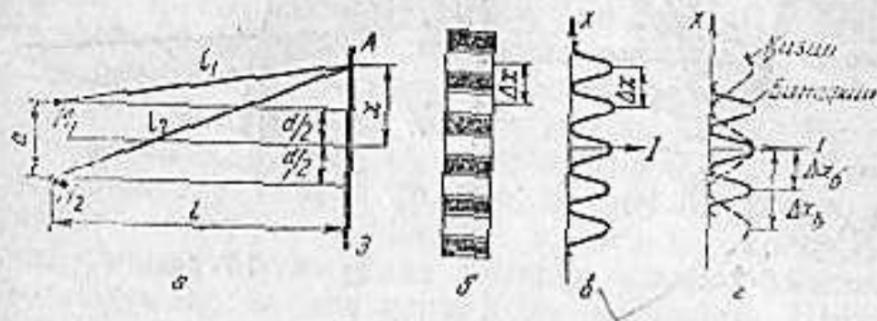
Шу принцип, яъни табиий ёруғлик манбаидан чиқа-ётган нурнинг ўзини ўзи билан интерференциялашти-риш принциби асосида ёруғликнинг бир қатор интер-ференция усуллари амалга оширилган.

Юқорида муҳокама қилинган Юнг тажрибасида  $M_1$  ва  $M_2$  тирқишлар икки когерент манбалардек хизмат қилади.

Когерент манбаларни ҳосил қилишда энг кўп қўл-ланиладиган усул Френель кўзгуларидан фойдаланиш-дир (1.6-расм). Иккита ясси кўзгу бир-бирига  $180^\circ$  га яқин бурчак остида ёндоштирилади.  $M$  манбадан чи-қаётган ёруғлик нурлари кўзгулардан қайтиб шундай йўналадики, бу йўналишларни тескари томонга давом эттирсак (расмдаги пунктир чизиқлар), улар кўзгулар орқасидаги  $M_1$  ва  $M_2$  нуқталарда учрашади. Бу нуқ-талар  $M$  манбаининг кўзгулардаги тасвирларидир. Де-мак, кўзгулардан қайтиб Э экранга тушаётган ёруғлик нурлари худди  $M_1$  ва  $M_2$  мавҳум когерент манбалар-дан чиқаётгандек бўлади. Улар экранда турғун интер-ференцион манзарани ҳосил қилади. Френель бипризм-масидан фойдаланиш ҳам когерент ёруғлик нурларини ҳосил қилиш имконини беради (1.7-расм). Бу ҳолда мавҳум когерент манбалар ( $M_1$  ва  $M_2$  лар) табиий ёруғ-лик манбаи  $M$  дан чиқаётган нурларнинг бипризмада синиши туфайли вужудга келади.

#### 4-§. Интерференцион манзарани ҳисоблаш

Икки реал ёхуд мавҳум когерент ёруғлик манбалари чизма текислигида бир-биридан  $d$  масофа узоқликда жойлашган бўлсин (1.8-а расм.). Манбаларга параллел қилиб улардан  $l$  масофа узоқликда ( $l \gg d$ ) Э экран жойлаштирайлик. Экранда ихтиёрий  $A$  нуқтани



1.8-расм.

танлаб слайлик. Бу нуқтанинг манбалардан узоқлигини мос равишда  $l_1$  ва  $l_2$  деб, экраннинг марказий чизигидан узоқлигини  $x$  деб белгилайлик. Бу нуқтага когерент  $M_1$  ва  $M_2$  манбалардан етиб келаётган ёруғлик тўлқинлар учун йўл фарқини ҳисоблайлик. Расмдан кўринишича  $l_1$  ва  $l_2$  лар тўғри бурчакли учбурчакларнинг гипотенузалари. Шунинг учун қуйидагиларни ёзиш мумкин:

$$l_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$l_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2.$$

Бу ифодаларни бир-биридан айирсак,

$$l_2^2 - l_1^2 = 2xd \text{ ёки } (l_2 - l_1)(l_2 + l_1) = 2xd \text{ бўлади.}$$

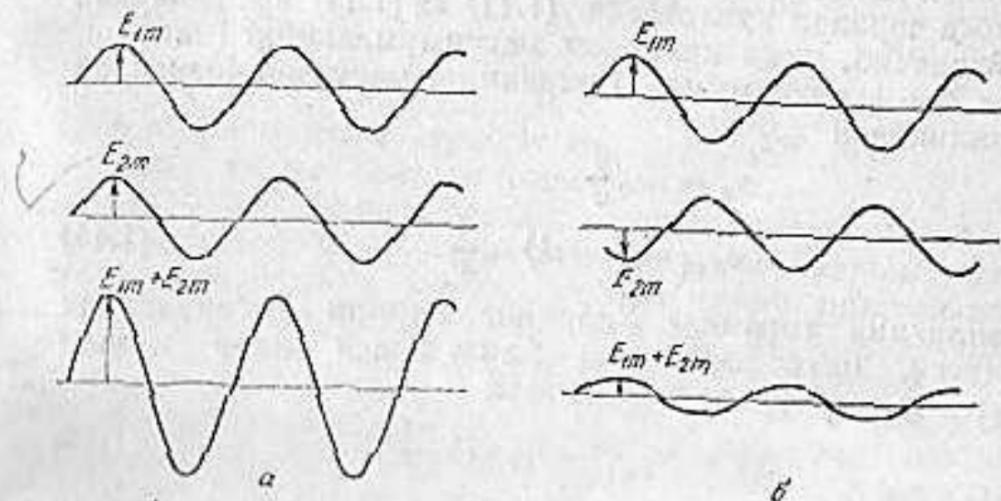
Агар  $l_2 - l_1 = \delta$  белгилаш киритсак, юқоридаги ифодадан

$$\delta = \frac{2xd}{l_2 + l_1} \quad (1.10)$$

ни ҳосил қиламиз. Лекин  $l \gg d$  деб шартлашган эдик. Шунинг учун  $l_2 + l_1 \approx 2l$  деб ҳисоблаш мумкин. Натижада (1.10) ифода

$$\delta \approx \frac{2xd}{2l} = x \frac{d}{l} \quad (1.11)$$

кўринишга келади. Агар  $\delta$  нинг қиймати ёруғлик тўлқининг ярим узунлиги ( $\lambda_0/2$ ) га жуфт каррали бўлса,  $A$  нуқтага когерент манбалардан етиб келаётган тўлқин тизмалари бир хил фазаларда бўлади. Бир хил фазاداги тебранишларнинг қўшилиши натижасида вужудга келган натижавий тебраниш амплитудаси қўшилувчи теб-



1.9-расм.

ранишлар амплитудаларининг йиғиндисига тенг бўлади (1.9-а расмга қ.). Агар  $\delta$  нинг қиймати ( $\lambda_0/2$ ) га тоқ каррали бўлса, манбалардан  $A$  нуқтага етиб келаётган тўлқин тизмалари қарама-қарши фазаларда бўлади. Бу ҳолда натижавий тебраниш амплитудаси қўшилувчи тебранишлар амплитудаларининг айирмасига тенг бўлади (1.9-б расмга қ.). Ёруғлик интенсивлиги эса тўлқин амплитудасининг квадратига пропорционал ((1.5) ифодага қ.). Шунинг учун экрандаги интерференцион манзаранинг максимум ва минимум шартлари қуйидаги кўринишга келади:

$$\delta_{\text{макс}} = \pm 2k \frac{\lambda_0}{2}; \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (1.12)$$

$$\delta_{\text{мин}} = \pm (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2}; \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (1.13)$$

1.8-б расмда экрандаги интерференцион манзара, 1.8-в расмда эса экраннинг марказий чизигидан икки томонга узоқлашилган сари монохроматик ёруғлик интенсивлигининг ўзгариши тасвирланган. Бу расмлардан кўришиб турибдики, экраннинг марказий чизиги бўйлаб интен-

сивликнинг максимуми, бу максимумдан икки томонга қараб ( $x$  ўқи бўйича) навбатма-навбат қоронғи ва ёруғ соҳалар кузатилади. Шунинг ҳам қайд қилайликки, юқорида баён этилган интерференцион манзаралар чизиқли манбалар (масалан, энсизгина ўзаро параллел тирқишлар) учун ўрипти. Шунинг учун экрандаги ёруғ ва қоронғи соҳалар (максимум ва минимумлар) йўл-йўл полоса тарзида кузатилади. (1.11) ва (1.12) ифодалардан фойдаланиб, икки кетма-кет максимумларнинг (масалан,  $k$  ва  $k+1$  максимумлар) экраннинг марказий чизиғидан узоқликлари

$$x_k = k\lambda_0 \frac{l}{d}$$

$$x_{k+1} = (k+1)\lambda_0 \frac{l}{d} \quad (1.14)$$

эканлигини топамиз. Уларнинг бирини иккинчисидан айирсак, интерференцион манзарадаги икки қўшни максимумлар орасидаги масофа

$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = \lambda_0 \frac{l}{d} \quad (1.15)$$

бўлади. Бундан,  $\Delta x$  катталиги ёруғликнинг тўлқин узунлигига ва тажриба параметрларини ифодаловчи  $l/d$  нисбатга боғлиқ, деган хулосага келамиз. Шунинг учун тажрибада монохроматик ёруғлик эмас, балки оқ ёруғликдан фойдаланилса, оқ ёруғлик таркибидаги турли рангли ёруғликлар учун интерференцион манзаралар бир-бирига устма-уст тушмайди. Натижада рангбаранг товланадиган интерференцион манзарани кузатамиз. Ҳақиқатан, (1.15) ифодага асосан, бинафша нурлар ( $\lambda_0 = 0,40$  мкм) нинг икки қўшни максимумлари орасидаги масофа қизил нурлар ( $\lambda_0 = 0,75$  мкм) нинг икки қўшни максимумлари орасидаги масофадан кичик. Бу ҳол 1.8-г расмда тасвирланган.

### 5-§. Юнқа пластинкалардаги интерференция

1.10- расмда юнқа шаффоф пластинка катталаштирилган ҳолда тасвирланган. Бу пластинканинг устки ва остки текисликлари ўзаро параллел. Қалинлиги  $d$  га тенг. Пластинкага бирор  $i$  бурчак остида параллел нурлар, яъни ясси ёруғлик тўлқини тушаётган бўлсин. Бу нурлардан хаёлан иккитасини (расмда 1 ва 2 деб белгиланган) ажратиб, улар ҳақида мулоҳаза юргизамиз. Нурларга перпендикуляр равишда ўтказилган  $AB$  те-

кислик ясси ёруғлик тўлқинининг фронтидир. Бу текисликка етиб келган вақтда 1 ва 2 нурларнинг фазалар фарқи

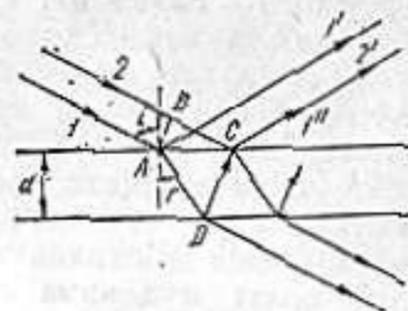
$$\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1$$

ва йўллар фарқи

$$\delta = 0$$

бўлади  $A$  нуқтага тушаётган 1 нур қисман қайтади (расмда 1' деб белгиланган), қисман синиб  $AD$  йўналишида давом этади. Синган нур пластинканинг остки текислигига етиб боргач, қисман синиб пластинкадан ҳавога чиқади. Бошқа қисми эса  $DC$  йўналишида пластинка ичига қайтади. Қайтган бу нур пластинканинг устки текислигидан қисман қайтади, қисман синиб ҳавога чиқади (нурнинг бу қисми 1'' деб белгиланган). Лекин  $C$  нуқтага ясси ёруғлик тўлқинининг 2 нурини ҳам тушади. 2 нурнинг пластинка устки текислигидан қайтган қисми (расмда 2' деб белгиланган) ва 1'' нур интерференциялашади, чунки пластинканинг устки ва остки текисликларидан қайтган бу нурлар ўзаро когерентдир. Агар пластинка  $\lambda_0$  тўлқин узунликли монохроматик нурлар билан ёритилаётган бўлса,  $C$  нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги 1 ва 2 нурлар учрашгунча босиб ўтган йўлларининг фарқига боғлиқ бўлади. 1 нур  $ADC$  йўли, 2 нур эса  $BC$  йўли босиб ўтади. Лекин йўллар фарқи бу икки йўлнинг геометрик айирмасига тенг деб бўлмайди. Бунинг сабаби шундаки, 1 нур синдириш кўрсаткичи  $n$  бўлган пластинка ичидаги, 2 нур эса вакуумдаги йўлларини босиб ўтади. Шунинг учун 1 ва 2 нурларнинг геометрик йўллар фарқини эмас, балки оптик йўллар фарқини ҳисоблаш керак. У ҳолда, аввал оптик йўл узунлиги деб аталувчи тушунча билан танишайлик.

Ёруғлик тўлқини синдириш кўрсаткичи  $n$  бўлган муҳитда вакуумдагига нисбатан  $n$  марта кичик тезлик билан ( $v = \frac{c}{n}$ ) тарқалади. Шунинг учун вакуумда ёруғлик тўлқини бирор чекли вақт давомида муҳитдагига нисбатан  $n$  марта узунроқ йўлни босиб ўта олади. Бу йўл узунлигини оптик йўл узунлиги деб аташ олат бўлган. Бошқача қилиб айтганда, оптик йўл



1.10- расм.

узунлиги — синдириш кўрсаткичи  $n$  бўлган муҳитда ёруғлик тўлқин бирор масофани босиб ўтиши учун кетган вақт давомида ёруғлик вакуумда қандай йўлни босиб ўтиши мумкинлигини кўрсатувчи катталикдир.

Бундан ташқари, ёруғлик тўлқин оптик зичлиги кичикроқ муҳит билан оптик зичлиги каттароқ муҳит чегарасидан қайтганда унинг фазаси  $\pi$  га ўзгаради. Бундай ҳолат муҳокама қилинаётган мисолда 2 нурнинг  $C$  нуқтадан қайтишида содир бўлади. Буни ҳисобга олиш учун йўллар фарқини ҳисоблаётганда  $\delta$  га ёруғликнинг вакуумдаги ярим тўлқин узунлигини қўшиш ёхуд айириш керак.

Натижада 1 ва 2 нурларнинг  $C$  нуқтадаги оптик йўллар фарқи

$$\delta = (AD + DC) \cdot n - BC + \frac{\lambda_0}{2} \quad (1.16)$$

бўлади. Тригонометрик формулалар ёрдамида  $AD$ ,  $DC$ ,  $BC$  ларни пластинка қалинлиги  $d$  ва ёруғликнинг тушиш бурчаги  $i$  орқали ифодалаш мумкин. У ҳолда (1.16) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2}, \quad (1.17)$$

Бу ифодага асосан,  $\delta$  нинг қиймати нурларнинг тушиш бурчаги  $i$ , пластинка моддасининг синдириш кўрсаткичи  $n$  ва қалинлиги  $d$  га боғлиқ. Қуйидаги ҳолларни кўрайлик.

1. Ясси-параллел пластинкага тушаётган барча нурлар учун  $i = \text{const}$  бўлсин, яъни пластинкага  $\lambda_0$  тўлқин узунликли монохроматик параллел нурлар тушаётган бўлсин. У ҳолда пластинканинг устки ва остки текисликларидан қайтган нурларнинг интерференциялашиши натижасида ёруғлик интенсивлигининг максимуми

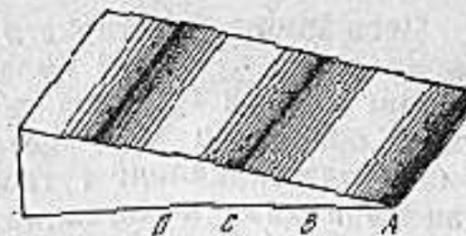
$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = 2k \frac{\lambda_0}{2} \quad (k=0, 1, 2, \dots) \quad (1.18)$$

шарт бажарилганда, минимуми эса

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (k=0, 1, 2, \dots) \quad (1.19)$$

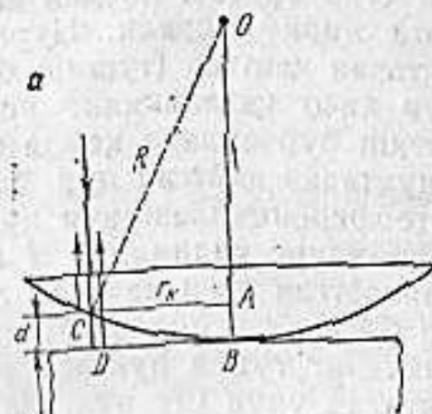
шарт бажарилганда кузатилади. Пластинка ясси-параллел, яъни пластинканинг барча қисмларининг қалинлиги бир хил бўлганлиги учун пластинканинг барча соҳаларида  $\delta$  нинг қиймати бир хил бўлади. Шунинг учун

(1.18) шарт бажарилган тақдирда пластинка юзининг барча қисми  $\lambda_0$  тўлқин узунликли нурнинг рангига бўялгандек кўринади. (1.19) шарт бажарилганда эса пластинканинг юзи қоронги бўлади.



1.11-расм.

2. Нурлар параллел, яъни  $i = \text{const}$ , лекин  $d$  ўзгаришчан бўлсин. Бу ҳолни қуйидаги тажрибада амалга ошириш мумкин. Бир-бирининг устига қўйилган икки ясси-параллел пластинкаларнинг оралиғига бир томондан юпқа шиша бўлақчасини қиестириб қўйсак, бу икки пластинка оралиғидаги ҳажм понасимон ҳаводан иборат бўлади (1.11-расм). Бу ҳаво тоса қалинлиги аста-секин ўзгариб бсрувчи пластинкадир. Фақат бу пластинканинг моддаси ҳаводан иборат. Ҳаво понасининг  $A$  соҳасида қалинлик жуда кичик. Шунинг учун понасининг шиша пластинкалар билан чегарадош устки ва остки қатламларидан қайтаётган нурларнинг йўллар фарқи  $\delta = \frac{\lambda_0}{2}$  га жуда яқин бўлади. Понасининг қалинроқ соҳаси томон силжиганимизда шундай  $B$  соҳага етиб келамизки, бу ерда  $\delta = 2 \frac{\lambda_0}{2}$  бўлади. Янада қалинроқ соҳалар томон юрганнимизда  $\delta = 3 \frac{\lambda_0}{2}$  бўлган  $C$  соҳа,  $\delta = 4 \frac{\lambda_0}{2}$  бўлган  $D$  соҳа ва ҳоказоларга дуч келамиз, шунинг учун  $\lambda_0$  тўлқин узунликли монохроматик параллел нурлар билан ёрғилагаётган понасининг сиртида 1.11-расмда тасвирлангандек навбатма-навбат келувчи қоронги ва ёруғ йўл-йўл соҳалар (полосалар) намоён бўлади.



1.12-расм.

юрганнимизда  $\delta = 3 \frac{\lambda_0}{2}$  бўлган  $C$  соҳа,  $\delta = 4 \frac{\lambda_0}{2}$  бўлган  $D$  соҳа ва ҳоказоларга дуч келамиз, шунинг учун  $\lambda_0$  тўлқин узунликли монохроматик параллел нурлар билан ёрғилагаётган понасининг сиртида 1.11-расмда тасвирлангандек навбатма-навбат келувчи қоронги ва ёруғ йўл-йўл соҳалар (полосалар) намоён бўлади.

Ясси шиша пластинкага радиуси  $R$  бўлган ясси-қаварик линза қўйилган бўлсин. 1.12-а расмда бу системанинг кесмик тасвирланган. Линза билан шиша пластинка оралиғида ҳаво қатлами ҳосил бўлади. Линза билан пластинканинг туташ нуқтаси  $B$  дан узоқлашган сари ҳаво қатламининг қалинлиги ортиб боради. Линзанинг ясси томонига тик равишда параллел монохроматик нурлар тушаётган бўлсин. Шу нурлар ичидан бирини хаёлан ажратиб кўрайлик. Бу нур  $C$  нуқтага етиб боргач, қисман қайтади, қисман ҳаво қатламиничка кириб боради. Нурнинг бу иккинчи қисми  $D$  нуқтадан қайтган (тушиш бурчаги нолга тенг бўлган) учун ҳаво қатламининг устки ва остки қисмларидан қайтиш бурчаклари ҳамда синиш бурчаги нолга тенг),  $C$  нуқтадан қайтган нур билан интерференциялашади. Интерференциялашувчи нурларнинг йўллар фарқи ҳаво қатламининг қалинлиги  $d$  га боғлиқ. Тажрибада қўлланилаётган ясси қаварик линза  $R$  радиусли сферанинг бир бўлагидан иборат бўлгани учун линза билан пластинканинг туташ нуқтаси  $B$  дан бир хил узоқликдаги нуқталар учун (бу нуқталар маркази  $B$  да жойлашган  $r$  радиусли айланалардан иборатдир) ҳаво қатламини чегараловчи сиртлардан қайтувчи нурларнинг йўллар фарқи бир хил бўлади. Шунинг учун  $B$  нуқта атрофида қоронғи ва ёруғ концентрик ҳалқалар кузатилади (1.12 б расм). Бу тажрибани биринчи марта Ньютон амалга оширганлиги учун интерференцион манзара Ньютон ҳалқалари дейилади.  $k$ -ҳалқанинг радиуси  $r_k$  ва унга мос бўлган ҳаво қатламининг қалинлиги  $d$  орасидаги боғланишни аниқлайлик. Тўғри бурчакли  $AOC$  учбурчакдан қуйидаги тенгликни ёза оламиз:

$$R^2 = r_k^2 + (R - d)^2.$$

Бу тенгликни соддалаштириб ва  $d^2$  ҳақин кичиклиги туфайли ҳисобга олмасдан

$$d \approx \frac{r_k^2}{2R}$$

ифодами ҳосил қиламиз. Натижада ҳаво қатламини чегараловчи сиртлардаги  $C$  ва  $D$  нуқталардан қайтган нурларнинг йўллар фарқи

$$\delta = 2CD + \frac{\lambda_0}{2} = 2d + \frac{\lambda_0}{2} = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} \quad (1.20)$$

ифода билан аниқланади.

Интерференцион максимум ва минимум ((1.12) ва (1.13) ифодаларга қ.) шартларидан фойдалансак,

$$\delta = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = 2k \frac{\lambda_0}{2} \quad (1.21)$$

тенглик бажарилганда ёруғ ҳалқалар,

$$\delta = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (1.22)$$

тенглик бажарилганда эса қоронғи ҳалқалар вужудга келади. Бу икки тенгликдан ёруғ ҳалқаларнинг радиуслари

$$(r_k)_{\max} = \sqrt{(k - 1/2) \lambda_0 R} \quad (1.23)$$

ифода орқали, қоронғи ҳалқаларнинг радиуслари эса

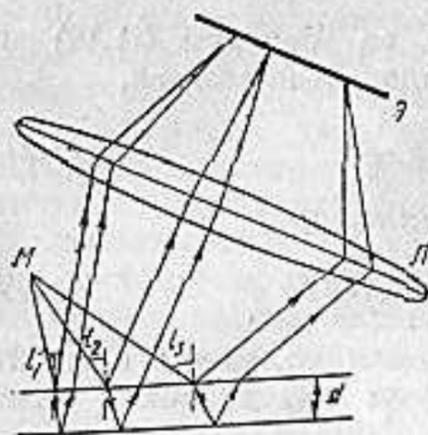
$$(r_k)_{\min} = \sqrt{k \lambda_0 R} \quad (1.24)$$

ифода орқали аниқланишини топамиз. Қоронғи ҳалқалар интерференцион манзаранинг марказидан бошланади. Шунинг учун қоронғи ҳалқаларнинг ҳисоби  $k = 0$  дан, ёруғ ҳалқаларнинг ҳисоби эса  $k = 1$  дан бошланади.

Шунинг ҳам қайд қилайликки, агар тажрибаларда монохроматик нур эмас, балки оқ ёруғликдан фойдаланилса, интерференцион манзаралар ранг-баранг бўлган бўлади.

Юқорида кўрилган иккала мисолда ҳам айрим соҳалардаги интерференциялашувчи нурлар учун йўллар фарқи доимий бўлишининг сабаби муҳит (бу мисолларда ҳаво пана ва ҳаво қатлами) қалинлигининг доимийлигидир. Бошқача айтганда, шу мисоллардаги ёруғ ва қоронғи соҳаларнинг ҳар бири муҳитнинг бирдай қалинликдаги жойларидан қайтган ёруғлик нурларининг интерференцияланиши сабабли вужудга келади. Шунинг учун юқоридаги тажрибаларда кузатилаган полосларни (1-мисол) ва ҳалқаларни (2-мисол) бирдай қалинлик полослари ва ҳалқалари дейилади.

3. Пластини қалинлиги ўзгармас, яъни  $d = \text{const}$  бўлсин, лекин нурларнинг тушиш бурчаклари ҳар хил. Бу ҳолни қуйидаги тажрибада амалга ошириш мумкин. Ясси-параллел пластинкага  $M$  нуқтавий манбадан ёруғлик тушаётган бўлсин (1.13-расм). Турли бурчаклар ( $i_1 = i_2 = i_3$ ) остида тушаётган нурлар пластинканинг устки ва остки сиртларидан қайтиб,  $L$  линзанинг фокал текислигида жойлашган  $E$  экранда учрашади ва интерференциялашади. Агар тажрибада монохроматик нурлардан



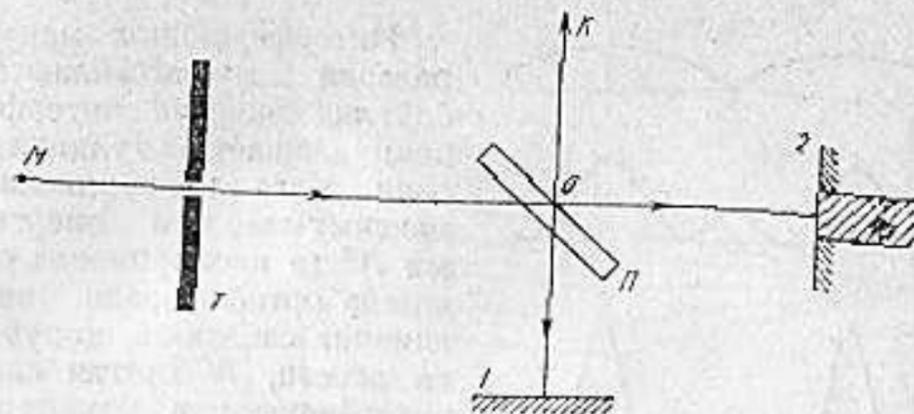
1.13- расм.

Пластинкага оқ ёруғлик тушаётган бўлса, экранда ранг-баранг бирдай қиялик полосаларининг системаси намоён бўлади.

Шуни ҳам қайд қилиш лозимки, юпқа пластинкалардаги интерференция фақат қайтган ёруғликдагина эмас, балки ўтган ёруғликда ҳам кузатилади.

#### 6-§. Интерферометрлар. Кўп нурли интерференция

Олдинги параграфларда икки ёруғлик тўлқинининг ёки бир ёруғлик тўлқини икки қисмининг интерференциялашиши ҳақида мулоҳазалар юритдик. Ёруғлик интерференциясидан фойдаланиб ёруғлик тўлқинининг узунлигини, жисмларнинг синдириш кўрсаткичи ёки ўлчамларини аниқлаш мумкин. Бунинг учун тузилиши турлича бўлган интерферометрлардан фойдаланилади. Биринчи интерферометр—Майкельсон интерферометрининг ишлаш принципи билан танишайлик. *M* манбадан чиқаётган монохроматик ёруғлик нурлари ярим шаффоф *P* пластинкага тушсин (1.14-расм). Ёруғлик тўлқини пластинкадан қисман қайтади, қисман ўтади. Қайтган ва ўтган нурлар ўзаро перпендикуляр равишда жойлашган *1* ва *2* кўзгулардан орқага қайтади. *1* кўзгудан қайтган нур *P* пластинкадан қисман ўтиб, *OK* йўналишда кузатувчининг кўзи томон йўналади. *2* кўзгудан қайтган нур *P* дан қайтиб, у ҳам *OK* бўйлаб йўналади. Бу нур биринчи нур билан интерференциялашиш натижасида экранда қоронғи ва ёруғ полосалардан иборат бўлган интерференцион манзара намоён бўлади.

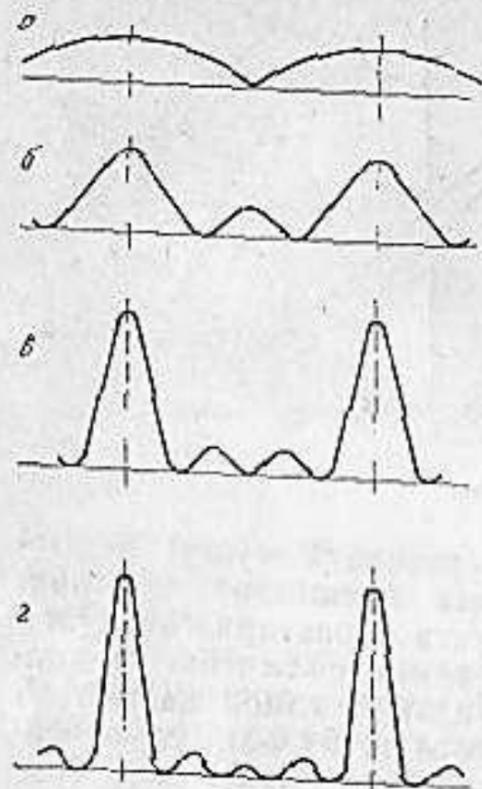


1.14- расм.

Кўзгулардан бирини (1.14-расмда *2* кўзгу) деформацияси ўрганилаётган жисмга ёпиштириб қўяйлик. Деформация туфайли жисм (унга бириктирилган кўзгу ҳам)  $\lambda_0/2$  масофага пластинка томон силжисин. У ҳолда иккинчи кўзгуга тушиб, ундан *P* томон қайтаётган нур  $2\lambda_0/2$  қадар камроқ йўл юради. Бу эса, ўз навбатида, интерференциялашаётган тўлқинлар йўллари фарқининг ўзгаришига сабаб бўлади. Натижада экрандаги интерференцион манзара олдингисига инсбатан бир тўлиқ полоса қадар силжийди. Шу тариқа интерференцион манзаранинг силжиши жисм деформациясининг катталиги тўғрисида ахборот беради.

Бу мисолда фақат бир техник вазифани бажариш учун мослашган интерферометр билан танишдик. Умуман, турлича вазифаларни ҳал қилишда қўлланиладиган интерферометрларнинг конструкциялари ҳам турлича бўлади. Лекин уларнинг барчасида ўлчаниши лозим бўлган параметр ўзгарувчан, қолганлари эса ўзгармас бўлади.

Аммо икки нурнинг интерференциялашиши туфайли нужудга келадиган манзаранинг бир қаччилиги мавжуд: экрандаги ёритилганлик максимумдан минимум томон аста ўзгариб боради. Бошқача қилиб айтганда, максимумлар ёйилганроқ бўлиб, умумий фонда унчалик аниқ ажралиб турмайди (1.15-а расмга қ.). Интерференцион манзаранинг кескинлигини ошириш мақсадида икки эмас, балки кўпроқ когерент нурларнинг интерференциялашишидан фойдаланилади. (1.15-расмларда тенг амплитудали 2, 3, 4, 5 когерент тўлқинларнинг интерференциялашиши туфайли вужудга келган манзаралар тасвирланган.



1.15- расм.



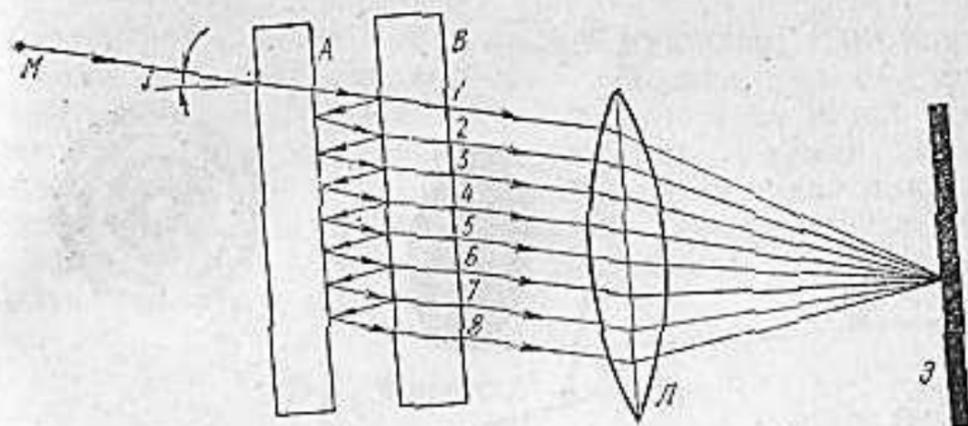
1.16- расм.

мумлар ва интенсивлиги нолга тенг бўлган соҳачалар йўқолади.

Амплитудалари геометрик прогрессия бўйича камайиб боровчи кўп нурларнинг интерференцияси Фабри—Перо эталонида қўлланилади. Фабри—Перо эталони (1.17- расм) икки ясси-параллел пластинкадан иборат. Бу пластинкаларнинг бир-бирига қараган томонлари юпқа ярим шаффоф кумуш қатлами билан қопланган. Бу қатламларнинг ёруғликни қайтариш коэффициенти  $\rho \sim 0,90 \div 0,95$ . Фабри—Перо эталонига ёйилувчи монохроматик нурлар тушаётган бўлсин.

Интерференцион манзараларда мужассамлашган ёруғлик энергия интерференциялашаётган тўлқинлар сони  $N$  га пропорционал, максимумлардаги энергия эга  $N^2$  га пропорционал равишда ортиб боради. Энергиянинг сақланиш қонунига асосан,  $N$  ортган сари интерференцион манзаранинг максимумлардан бўлак қисмлари қоронғироқ бўлади ва манзаранинг кўпроқ қисмини эгаллайди. Шунинг учун кўп нурли интерференцияда икки нурли интерференцияга нисбатан максимумлар энсизроқ ва ёрқинроқ бўлади.

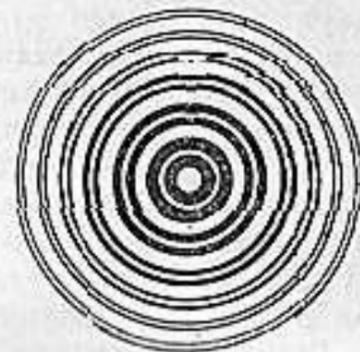
Қўшилувчи тебранишлар амплитудалари геометрик прогрессия бўйича камайиб борган ҳолларда ҳам вужудга келадиган интерференцион манзара тенг амплитудали тебранишлар қўшилганида ҳосил бўладиган интерференцион манзарага ўхшаш бўлади (1.16- расм). Лекин қўшилувчи тўлқинлар сони етарлича кўп бўлган ҳолда интерференцион манзарадаги кичик максим-



1.17- расм.

Расмда ана шу нурлардан бири, аниқроғи, пластинкага  $i$  бурчак остида тушаётган нур тасвирланган. Пластинкалар орасидаги ҳаво қатламида ёруғликнинг йўли 1.17-расмда стрелкалар билан кўрсатилган. В пластинкадан ўзаро параллел 1, 2, 3 ва ҳоказо нурлар чиқади. Бу нурларнинг интенсивликлари уларнинг номерлари ошган сари геометрик прогрессия бўйича камайиб боради. Бу нурлар  $L$  линза билан унинг текислигидаги экранда йиғилади.

Фабри—Перо эталонида интерференцион манзара ҳалқасимон шаклга эга бўлади. Агар эталонга тушаётган нурланиш икки турли тўлқин узунликли ёруғликдан иборат бўлса, иккита ҳалқа системаси кузатилади (1.18- расм). Тўлқин узунлиги каттароқ бўлган нур туфайли вужудга келган ҳалқанинг радиуси каттароқ бўлади. Шу йўсинда тўлқин узунликлари бир-бирига анча яқин бўлган спектрал чизиқларни текшириш мумкин.

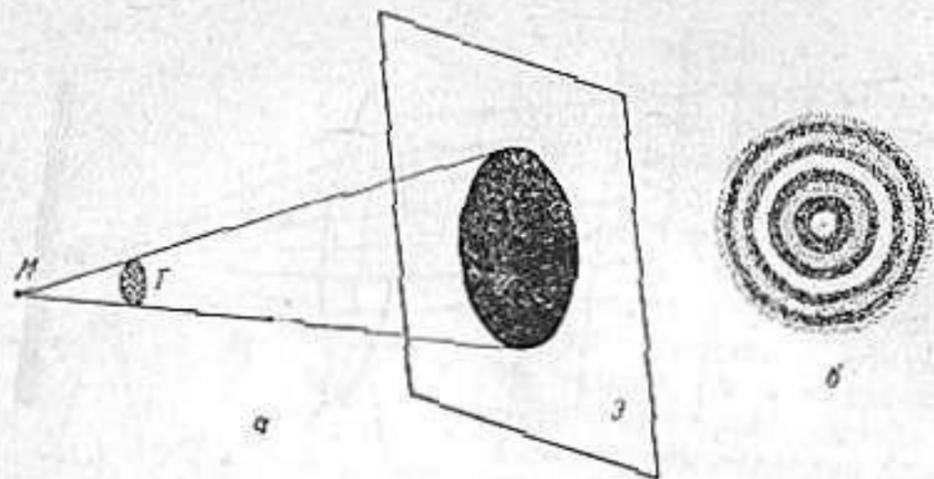


1.18- расм.

## II б о б ЁРУҒЛИК ДИФРАКЦИЯСИ

### 1-§. Ёруғлик дифракцияси. Гюйгенс—Френель принципи

Ёруғлик дифракцияси деб аталадиган ҳодисада ёруғлик нурлари шаффофмас тусиқлардан эгилиб ўтиб гео-



2.1-рәсм.

метрик соя соҳасига кириб боради. Дифракция сўзи латинча „diffractio“ „эгилиб ўтиш“ дан олинган.

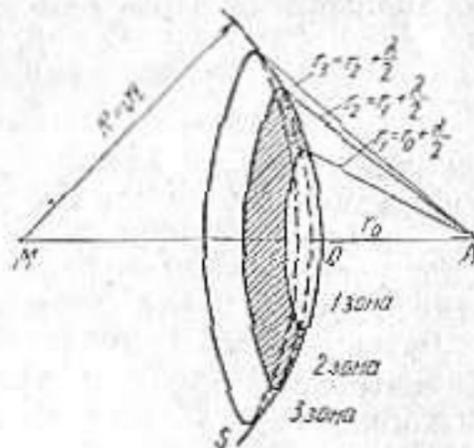
Масалан, нуқтавий монохроматик ёруғлик манбаи *M* дан тарқалаётган ёруғлик нурларининг йўлига шаффофмас жисмдан ясалган диск шаклидаги *T* тўсиқ жойлаштирилган бўлсин (2.1-а расм). Геометрик оптика қонунларига асосан, *Э* экранда *T* тўсиқнинг сояси— доира шаклидаги қоронги соҳа кузатилиши лозим. Тажрибада, ҳақиқатан, шундай манзара кузатилади. Лекин тўсиқдан экрангача бўлган масофа тўсиқ ўлчамларидан бир неча мунг марта катта бўлган ҳолда экраннинг тўсиқ қаршидаги соҳасида қоронгилик эмас, балки кетма-кет жойлашган ёруғ ва қоронги концентрик ҳалқачалар (2.1-б расмга қ.) кузатилади. Худди шундай манзара ёруғлик жуда кичик тирқишдан ўтганда ҳам кузатилади.

Геометрик оптика қонунларига зид бўлган ёруғлик дифракциясининг моҳиятини қуйидаги тарзда тушунтирилади. Гюйгенс принципига асосан, тўлқин фронтининг ҳар бир нуқтасини иккиламчи тўлқинларнинг манбалари деб ҳисоблаш мумкин. Френель эса Гюйгенс принципини такомиллаштириб, бу иккиламчи тўлқинларнинг манбаларини когерент манбалар деб ва фазонинг ихтиёрий нуқтасидаги тебранишни бу нуқтага етиб келган иккиламчи когерент тўлқинлар интерференциялашининг натижаси деб қараш лозим, деган фикрни илгарин сурди. Френель ўзи такомиллаштирган принцип (бу принципни Гюйгенс—Френель принципи деб аташ одат бўлган) ёрдамида ёруғлик дифракциясига оид бир қатор ҳодисаларни

тушунтирди. Тўлқин фронтидаги нуқталар, яъни иккиламчи когерент манбалар сони ниҳоятда кўп бўлгани учун иккиламчи тўлқинларнинг фазонинг ихтиёрий нуқтасидаги интерференциясини ҳисоблаш умумий ҳолда анча қийин масала. Аммо Френель томонидан таклиф этилган тўлқин фронтини зоналарга ажратиш усулидан фойдаланиш натижасида бу ҳисоблашни оддийгина амалга ошириш мумкин.

## 2-§. Френель зоналари

Нуқтавий монохроматик ёруғлик манбаи *M* дан ёруғлик нурлари (уларнинг муҳитдаги тўлқин узунлигини  $\lambda$ , тезлигини  $v$  деб белгилаймиз) бир жишли муҳитда тарқалаётган бўлсин. Чекли *t* вақтдан сўнг ёруғликнинг тўлқин fronti радиуси  $R=vt$  бўлган сферик сиртдан иборат бўлади. 2.2-



2.2-рәсм.

расмда шу сферик сиртнинг бир қисми Стасвирланган. Бу сиртдаги барча нуқталар— иккиламчи когерент тўлқинлар манбаидир. Фазонинг ихтиёрий *A* нуқтасидаги ёруғлик тўлқинининг амплитудасини топайлик. Бунинг учун *S* сиртнинг барча нуқталаридан *A* нуқтага етиб келаётган иккиламчи когерент тўлқинларнинг йигиндисини топиш керак. Бу масалани Френельнинг зоналар усулидан фойдаланиб ҳал қиламиз. *M* ва *A* нуқталарини тўғри чизиқ билан бириктирайлик. Бу тўғри чизиқ *S* сиртини *O* нуқтада кесиб ўтади. *O* нуқта *S* сиртдаги барча нуқталар ичида *A* нуқтага энг яқин жойлашган. *OA* ни  $r_0$  орқали белгилайлик. Марказлари *A* нуқтада жойлашган, радиуслари эса мос равишда

$$\begin{aligned}
 r_1 &= r_0 + \frac{\lambda}{2}, \\
 r_2 &= r_1 + \frac{\lambda}{2} = r_0 + \lambda, \\
 r_3 &= r_2 + \frac{\lambda}{2} = r_0 + \frac{3\lambda}{2}, \\
 &\dots
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

бўлган сфералар ўтказайлик. Бу сфералар тўлқин фронтини кесиши натижасида  $S$  сирт бир қатор ҳалқасимон зоналарга ажратилади. Уларни *Френель зоналари* деб аташ одат бўлган. Ҳисобларнинг кўрсатишича, Френель зоналарининг юзлари тахминан бир хил бўлар экан. Бундан, Френель зоналаридаги иккиламчи тўлқинларнинг манбалари ҳам тахминан бир хил бўлади, деган хулосага келамиз. Аммо Френель зоналарининг номерлари ортган сари зоналардан  $A$  нуқтагача бўлган масофалар ҳам чизикли қонуни билан жуда секин орта боради (масалан,  $r_3 > r_2 > r_1$ ). Бундан ташқари зоналарнинг номерлари ортган сари  $A$  нуқтадан зоналар юзларининг кўриниш бурчаклари ҳам ортиб боради. Шунинг учун зоналардаги барча иккиламчи тўлқинлар манбаларидан  $A$  нуқтага етиб келаётган ёруғлик тўлқинларнинг натижавий амплитудалари ( $E_{1m}, E_{2m}, E_{3m}, E_{4m}, E_{5m}, \dots$ ) монотон равишда камайиб борувчи сонлар кетма-кетлигини ташкил этади, яъни

$$E_{1m} > E_{2m} > E_{3m} > E_{4m} > E_{5m} > \dots \quad (2.2)$$

Иккинчи томондан, қўшни Френель зоналарининг четки нуқталаридан  $A$  нуқтагача бўлган масофалар  $\lambda/2$  га фарқ қилади. Шунинг учун қўшни зоналар  $A$  нуқтада уйғотадиган тебранишларнинг фазалари  $\pi$  га фарқ қилади, яъни қарама-қарши фазада бўлади.

Барча зоналар туфайли  $A$  нуқтада вужудга келаётган натижавий ёруғлик тўлқинининг амплитудаси  $E_m$  ни топиш учун айрим зоналар  $A$  нуқтада вужудга келтираётган тўлқинларининг амплитудаларини қўшиш керак. Бунда тоқ зоналар туфайли вужудга келувчи тебранишлар амплитудаларини мусбат ишора билан олсак, жуфт зоналар уйғотадиган тебранишлар амплитудаларини манфий ишора билан олиш керак. Шундай қилиб,

$$E_m = E_{1m} - E_{2m} + E_{3m} - E_{4m} + \dots \quad (2.3)$$

кўринишда ёзлиниш керак. Бу ифодани қуйидаги шаклда ҳам ёзиш мумкин:

$$E_m = \frac{E_{1m}}{2} + \left( \frac{E_{1m}}{2} - E_{2m} + \frac{E_{3m}}{2} \right) + \dots + \left( \frac{E_{(k-1)m}}{2} - E_{km} + \frac{E_{(k+1)m}}{2} \right) + \dots \quad (2.4)$$

Монотон равишда камайиб борувчи сонлар кетма-кетлигида ((2.2) ифодага қ.) ихтиёрий ҳад шу ҳаднинг четдаги

ҳадларнинг ўртача арифметик қийматига тенглигини, яъни

$$E_{km} = \frac{E_{(k-1)m} + E_{(k+1)m}}{2}$$

эканлигини ҳисобга олсак, (2.4) да қавслар ичидаги ифодалар нолга тенг бўлади. Натижада (2.4) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$E_m \approx \frac{E_{1m}}{2}. \quad (2.5)$$

Демек, барча Френель зоналари туфайли  $A$  нуқтада уйғотиладиган натижавий тебраниш худди биринчи Френель зонаси таъсирининг ярмидек бўлар экан. Шунинг учун  $A$  нуқтага етиб келаётган ёруғликни кесими худди биринчи Френель зонасининг ярмидек бўлган найча бўйлаб тарқалаётгандек тасаввур қилса бўлади. Ҳисобларнинг кўрсатишича,  $\lambda = 0,5$  мкм,  $R = r_0 = 0,1$  м ҳол учун биринчи Френель зонасининг радиуси тахминан  $0,00016$  м бўлади. Шундай қилиб, бу ҳолда етадича кагга аниқлик билан ёруғлик тўғри чизик бўйлаб тарқалади, деб ҳисоблаш мумкин.

### 3-§. Френель дифракцияси

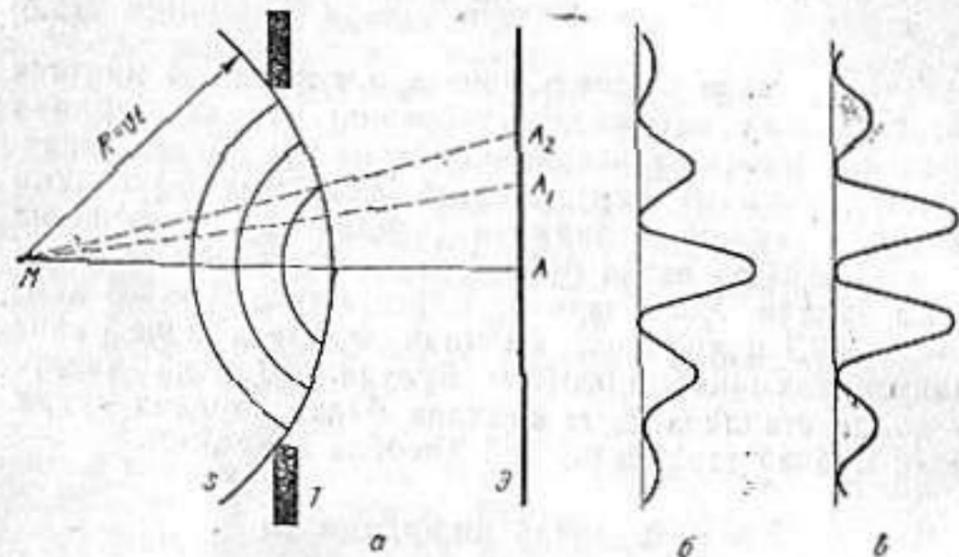
Дифракцион ҳодисалар икки синфга бўлинади. Тўсиққа тушаётган ёруғлик тўлқинининг fronti сфералашибораб бўлган ва кузатиш нуқтаси чекли масофада жойлашган ҳолдаги дифракцион ҳодисаларни биринчи марта Френель ўрганган. Шунинг учун бу синфга онд ҳодисалар *Френель дифракцияси* деб аталади. Тўсиққа тушаётган нурлар параллел дастани ҳосил қилган ва дифракцион манзара чексизликда мужассамлашган ҳолдаги ҳодисаларни *Фраунгофер* текширган. Шунинг учун бу ҳодисалар *Фраунгофер дифракцияси* деб аталади.

Френель дифракциясига тааллуқли бўлган икки ҳодиса билан танишайлик.

1. *Доиравий тешиқдан ҳосил бўладиган дифракция*. Нуқтавий монохроматик ёруғлик манбаи ( $M$ ) дан тарқалаётган ёруғлик нурларининг йўлига доира шаклидаги тешиқ бўлган шарфёф  $T$  тўсиқ жойлаштирайлик (2.3-а расм). Э экранни тўсиққа параллел қилиб жойлаштирсак,  $M$  манбадан ва доиравий тешиқнинг марказидан ўтувчи тўғри чизик экранни  $A$  нуқтада ке-

сади. А ни кузатиш нуқтаси сифатида танлаб, тўсиққа етиб келган тўлқини фронтдан Френель зоналарини ажратайлик. Тўсиқдаги тешик зоналардан  $k$  тасини очик қолдиради. Бу зоналардан А нуқтага етиб келаётган ёруғлик тўлқинлар амплитудаларининг йиғиндиси ((2.3) ифодага асосан) шу нуқтадаги натижавий тебраниш амплитудасини ифодалайди, яъни:

$$E_m = E_{1m} - E_{2m} + E_{3m} - E_{4m} + \dots \pm E_{km}. \quad (2.6)$$



2.3-расм.

Бу ифодадаги охириги ҳаднинг мусбат ишораси  $k$  тоқ бўлган ҳол учун, манфий ишораси эса  $k$  жуфт бўлган ҳол учун ўриналидир. Тўсиқдаги доиравий тешик тоқ сонли Френель зоналарини очик қолдирган ҳол учун (2.6) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$E_m = \frac{E_{1m}}{2} + \left( \frac{E_{1m}}{2} - E_{2m} + \frac{E_{3m}}{2} \right) + \dots + \left( \frac{E_{(k-2)m}}{2} - E_{(k-1)m} + \frac{E_{km}}{2} \right) + \frac{E_{km}}{2} \approx \frac{E_{1m}}{2} + \frac{E_{km}}{2}. \quad (2.7')$$

Аксинча, тўсиқдаги тешик жуфт сонли Френель зоналарини очик қолдирадиган ҳол учун (2.6) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$E_m = \frac{E_{1m}}{2} + \left( \frac{E_{1m}}{2} - E_{2m} + \frac{E_{3m}}{2} \right) + \dots + \left( \frac{E_{(k-3)m}}{2} - E_{(k-2)m} + \frac{E_{(k-1)m}}{2} \right) + \frac{E_{(k-1)m}}{2} - E_{km} \approx$$

$$= \frac{E_{1m}}{2} + \frac{E_{(k-1)m}}{2} - E_{km}.$$

Лекин икки қўшни зоналар (масалан,  $k-1$  ва  $k$ -Френель зоналари) туфайли А нуқтада уйғотилаётган тебраниш амплитудалари  $E_{(k-1)m}$  ва  $E_{km}$  бир-биридан кам фарқ қилганлиги учун  $\frac{E_{(k-1)m}}{2} - E_{km} \approx -\frac{E_{km}}{2}$  деб олиш мумкин. Натижада  $k$  жуфт бўлган ҳол учун

$$E_m = \frac{E_{1m}}{2} - \frac{E_{km}}{2}. \quad (2.7'')$$

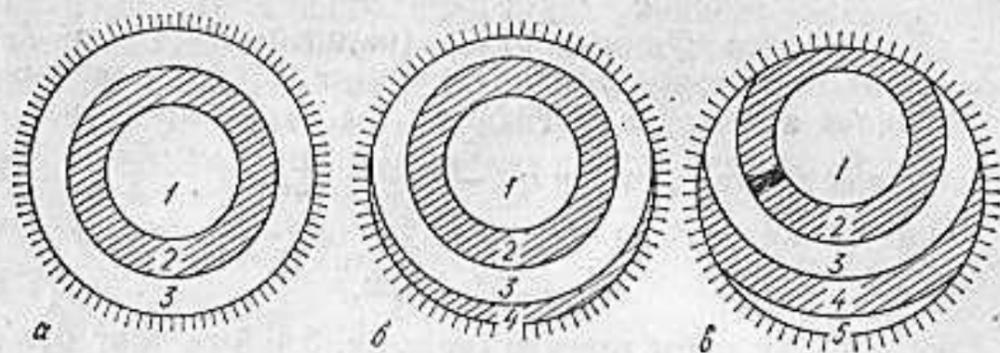
$k$  ning кичик қийматларида (масалан, 3 + 5 га тенг бўлганда)  $E_{km}$  ва  $E_{1m}$  лар бир-бирига яқин сонлар ( $E_{km} \approx E_{1m}$ ) бўлади. Шунинг учун  $k$  тоқ бўлганда А нуқтада ёруғлик интенсивлигининг максимуми ( $E_m =$

$$= \frac{E_{1m}}{2} + \frac{E_{km}}{2} \approx E_{1m}$$
),  $k$  жуфт бўлганда эса минимуми ( $E_m = \frac{E_{1m}}{2} - \frac{E_{km}}{2} \approx 0$ ) кузатилади.

Тўсиқдаги тирқиш очик қолдирган Френель зоналарининг сони катта бўлганда,  $E_{km} \ll E_{1m}$  бўлади. Шунинг учун А нуқтадаги ёруғлик тўлқинининг натижавий амплитудаси  $k$  тоқ бўлганда  $E_m = \frac{E_{1m}}{2} + \frac{E_{km}}{2} \approx \frac{E_{1m}}{2}$ ,  $k$  жуфт бўлганда

$$\text{ҳам } E_m = \frac{E_{1m}}{2} - \frac{E_{km}}{2} \approx \frac{E_{1m}}{2} \text{ бўлади. Бошқача айтганда,}$$

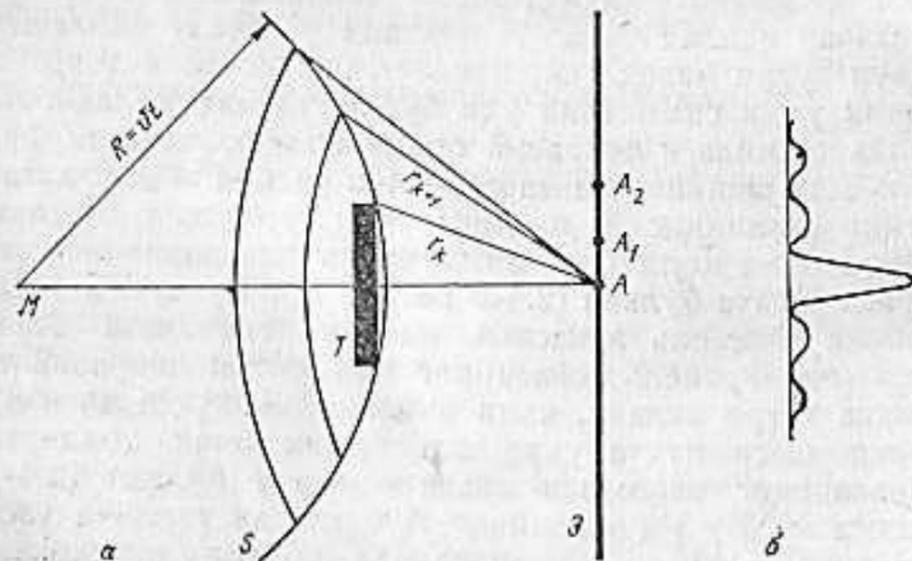
бу ҳолда ёруғлик худди шаффофмас тўсиқ бўлмаган ҳолдагидек тарқалади. Юқорида юришлаган мулоҳозалар фақат А нуқта учун ўришли эканлигини алоҳида қайд қилайлик. Ҳақиқатан, Э экрандаги чексиз кўп нуқталар ичидан фақат А нуқтани М билан бирлаштирувчи тўғри чизик текширилатган тўсиқдаги доиравий тешик учун симметрия ўқи бўлиб хизмат қилади. Бу ҳолда тўсиқдаги доиравий тешик очик қолдирган Френель зоналарининг манзараси 2.4-а расмда тасвирланган. Лекин экраннинг  $A_1$  нуқтаси учун тўсиқдаги доиравий тешик очик қолдирадиган Френель зоналарининг манзараси ўзгача бўлади (2.4-б расмга қ.). Бу ҳолда тўсиқ учинчи Френель зонасини қисман беркитяпти. Аммо тўртинчи Френель зонасининг бир қисми доиравий тешикка тўғри келади, яъни очилади. А нуқтадан янада узоқроқдаги нуқта учун эса тешик очик қолдирган зоналарининг манзараси янада бошқача бўлади (2.4-в расмга қ.). Бу эса экраннинг А нуқтадан турлича узоқликдаги  $A_1, A_2, \dots$  нуқталарида ёруғлик интенсивлигининг турлича бўлишига сабабчи бўлади



2.4-расм.

Дифракцион манзарада ёруғлик интенсивлигининг ўзгариши 2.3-б расмда ( $k$  тоқ сонга тенг бўлган ҳол учун) ва 2.3-в расмда ( $k$  жуфт сонга тенг бўлган ҳол учун) тасвирланган.

2. Доиравий дискдан ҳосил бўладиган дифракция. Нуқтавий монохроматик ёруғлик манбаи  $M$  дан тарқалаётган нурлар йўлига доиравий диск шаклидаги шаффофмас тўсиқни жойлаштирайлик (2.5-а расм). Э экранни эса тўсиққа параллел қилиб жойлаштирамиз.  $M$  манба ва доиравий дискнинг марказидан ўтувчи тўғри чизиқ экранни  $A$  нуқтада кесади.  $A$  ни кузатиш нуқтаси сифатида танласак, тўсиқ  $S$  тўлқин frontiдаги Френель зоналаридан  $k$  тасини беркитади. Шунинг учун  $A$  нуқтадаги ёруғлик тўлқинининг амплитудаси  $k+1$  ва ундан катта номерли Френель зоналаридан



2.5-расм.

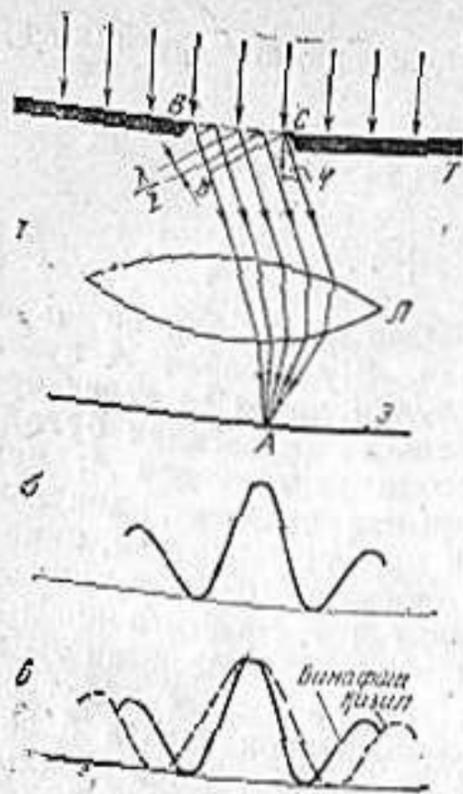
кеलाётган тўлқинлар амплитудаларининг йиғиндисига тенг бўлади, яъни

$$E_m = E_{(k+1)m} - E_{(k+2)m} + E_{(k+3)m} - \dots = \frac{E_{(k+1)m}}{2} + \left( \frac{E_{(k+1)m}}{2} - E_{(k+2)m} + \frac{E_{(k+3)m}}{2} \right) + \dots = \frac{E_{(k+1)m}}{2}. \quad (2.8)$$

$k$  унчалик катта бўлмаган ҳоллар учун  $E_{1m}$  ва  $E_{(k+1)m}$  бир-биридан кам фарқ қилади. Шу сабабли  $A$  нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги худди манба ва экран оралигида ҳеч қандай тўсиқ бўлмаган ҳолдагидек бўлади. Лекин  $A$  нуқтадан бирор масофа узоқликдаги  $A_1$  нуқтани кузатиш нуқтаси сифатида танласак, доиравий диск  $k+1$  Френель зонасини қисман беркитади, иккинчи томондан  $k$  зона қисман очилади. Шунинг учун  $A_1$  нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги  $A$  нуқтадагига нисбатан заифроқ бўлади.  $A_1$  дан ҳам узоқроқ жойлашган  $A_2$  ни кузатиш нуқтаси сифатида танлаганимизда эса тўсиқ Френель зоналарини янада бошқачароқ тарзда беркитади. Натижада экраннинг  $A$  нуқтадан турлича узоқликдаги нуқталарида ёруғлик интенсивликлари 2.5-б расмда тасвирланганидек бўлади. Дифракцион манзара эса навбатлашувчи ёруғ ва қоронги ҳалқалар кўринишида бўлиб,  $k$  нинг тоқ қийматларида ҳам, жуфт қийматларида ҳам манзаранинг маркази (яъни  $A$  нуқта) ёруғ бўлади. Экранда  $A$  нуқтадан узоқлашиб геометрик соя соҳасидан чиқилганда дифракцион манзара сезилмайдиган даражада хиралашган бўлади. Бунинг сабаби бу соҳада дифракцион манзаранинг устига кучли ёруғликнинг тушишидир.

#### 4-§. Фраунгофер дифракцияси

Параллел нурлар тушаётган  $T$  тўсиқда узунлиги кенглиги ( $BC = a$ ) дан анча катта бўлган тирқиш мавжуд (2.6-а расм). Тирқишнинг орқасига йўғувчи  $L$  линзани, линзанинг фокал текислигига эса Э экранни жойлаштирайлик. Текширилаётган ҳолда тўсиққа тушаётган монохроматик ясси ёруғлик тўлқинининг fronti, тирқиш текислиги ва экран текислиги ўзаро параллелдир. Тирқишга етиб келган тўлқин сиртининг барча нуқталаридаги тебранишлар бир хил фазада содир бўлади. Бироқ бошланғич йўналиш билан бирор  $\varphi$  бурчак ҳосил қилиб тарқалаётган иккиламчи тўлқинлар экраннинг  $A$  нуқтасига (линза йўғувчи бўлганлиги учун кузатиш



2.6-расм.

нинг охирларидан  $CD$  га параллел текисликларни  $BC$  билан учрашгунча давом эттирсак, тирқишдаги  $BC$  тўлқин фронтини бир хил кенгликдаги тасмачаларга ажратган бўламиз. Бинафша жойлашган икки тасмачанинг мос нуқталаридан танланган йўналиш бўйича (яъни  $\varphi$  бурчак остида)  $A$  нуқтага етиб келаётган нурларнинг йўллар фарқи  $\lambda/2$  га тенг бўлади. Шунинг учун бу тасмачаларни Френель зоналари деб қарашимиз мумкин. Тирқишга тўғри келган Френель зоналарини топиш учун

$$\frac{a \sin \varphi}{\lambda/2} = 2k \quad (2.9)$$

нисбатни аниқлаш керак, албатта. Бундан  $a$  ва  $\lambda$  ўзгармас бўлганда Френель зоналарининг сони кузатиш бурчаги  $\varphi$  га боғлиқ, яъни кузатиш бурчаги қанчалик катта бўлса, тирқишда шунчалик кўпроқ Френель зоналари жойлашади, деган хулосага келамиз. Кузатиш бурчаги  $\varphi$  нинг баъзи қийматларида тирқишга мос келувчи Френель зоналарининг сони бутун жуфт сонларга тенг бўлади, яъни

$$\frac{a \sin \varphi}{\lambda/2} = 2k \quad \text{ёки} \quad a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} \quad (k = 1, 2, 3, \dots). \quad (2.10)$$

$\varphi$  нинг бу шартни қаноатлантирувчи қийматларига мос

бурчаги  $\varphi$  нинг ҳар бир қийматига экраннинг бирор нуқтаси мос келади) бир хил фазада етиб келмайди, чунки бу нурлар оптик йўлларининг узунликлари бир хил эмас. Тирқишнинг чап ( $B$ ) ва ўнг ( $C$ ) чеккаларидан  $A$  нуқтага етиб келаётган ёруғлик нурларининг оптик йўллар фарқини топайлик. Бунинг учун  $C$  нуқтадан нурлар йўналишига перпендикуляр  $CD$  ни туширамиз. У ҳолда  $BD = BC \cdot \sin \varphi = a \cdot \sin \varphi$  кесма изланаётган йўллар фарқи бўлади.  $BD$  ни хаёлан  $\lambda/2$  узунликдаги кесмачаларга ажратайлик. Бу кесмачалар

келувчи экран нуқталарида иккиламчи тўлқинлар бир-бирини сўндиритган натижасида (чунки қўшни Френель зоналаридан келаётган тўлқинлар қарама-қарши фазада бўлади) қоронғилик, яъни ёруғлик интенсивлигининг минимумлари кузатилади.

Аксинча,  $\varphi$  нинг баъзи қийматларида тирқишга мос келувчи Френель зоналарининг сони бутун тоқ сонларга тенг бўлиши мумкин, яъни

$$\frac{a \sin \varphi}{\lambda/2} = 2k + 1 \quad \text{ёки} \quad a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, 1, 2, \dots). \quad (2.11)$$

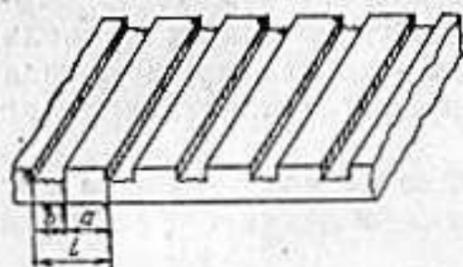
Бу шартни қаноатлантирувчи  $\varphi$  нинг қийматларига мос келувчи экран нуқталарида иккиламчи тўлқинларнинг таъсири фақат битта Френель зонасининг таъсиридек бўлади. Шунинг учун бу нуқталарда ёруғлик интенсивлигининг максимумлари кузатилади.

Монохроматик ёруғлик қўлланилган ҳолда ёруғлик интенсивлигининг экран бўйлаб ўзгариши 2.6-б расмда тасвирланган. Тирқишнинг тўғрисида марказий максимум, унга симметрик равишда икки томонда бошқа максимумлар жойлашади. Одатда максимумларга номерлар берилди. Бу номерлар (2.11) ифодадаги  $k$  нинг қийматларига мос келади. Марказий максимум учун  $k = 0$ . Сўнгра биринчи, иккинчи ва ҳоказо тартибли максимумлар (уларга  $k = 1, 2, 3, \dots$  лар мос келади).

Агар тажрибада монохроматик ёруғлик эмас, балки оқ ёруғлик қўлланилса, турли рангдаги ёруғликларнинг дифракцион максимумлари тарқалиб кетиши туфайли дифракцион манзара ранг-баранг бўялган бўлади. Тўлқин узунлиги  $\lambda$  кичикроқ бўлган ёруғлик учун дифракцион максимум ҳам кичикроқ бурчак остида кузатилади. 2.6-б расмда бинафша ва қизил нурлар учун ёруғлик интенсивлигининг экран бўйлаб ўзгариши тасвирланган. Экраннинг марказига сарча рангдаги ёруғликлар келади. Шунинг учун экрандаги марказий (ёки нолиқчи) максимумнинг ўртаги оқ, четлари эса қизғинроқ рангда бўлади. Марказий максимумнинг икки томонида биринчи, иккинчи ва ҳоказо тартибли максимумлар жойлашган. Бу максимумлардаги бинафша ранглар марказий максимум томонидаги қисмларни эгаллайди.

### 5-§. Дифракцион панжара

Дифракцион панжара деганда бир-биридан  $b$  узоқликда жойлашган бир хил  $a$  кенгликдаги тирқишлар тўпламидан иборат оптик асбоб тушунилади.



2.7- расм.

Одатда дифракцион панжарани қуйидаги усулда ясалади: шаффоф шиша пластинкани махсус машина ёрдамида тирнаб бир-бирига параллел бўлган энсиз ариқчалар ҳосил қилинади (2.7- расм). Шиша пластинканинг тирналган қисмлари (эни  $b$  бўлган ариқчалар) ёруғлик нурлари учун шаффофмас бўлади. Ариқчалар оралигидаги қисмлар (кеңлиги  $a$  га тенг бўлган шаффоф тасмачалар) ёруғлик нурлари учун тирқишлар вазифасини бажаради. Қўшни тирқишларнинг мос нуқталари орасидаги масофа

$$l = a + b \quad (2.12)$$

дифракцион панжаранинг доимийси ёки даври деб аталади.

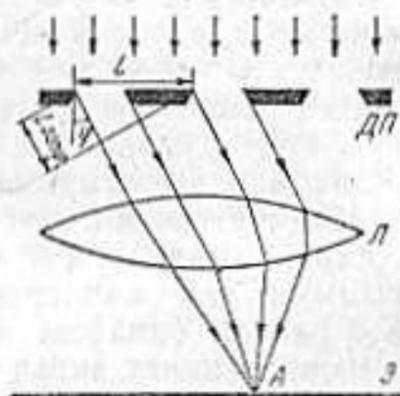
Дифракцион панжарага (ДП) ясси монокроматик тўлқин нормал тушаётган бўлсин (2.8- расм). Дифракцион панжарадаги ҳар бир алоҳида тирқиш туфайли вужудга келадиган манзара олдинги параграфда баён этилганидек бўлади. Панжара таркибидаги икки ёки ундан ортиқ тирқишлар туфайли вужудга келадиган дифракцион манзарани топиш учун эса фақат алоҳида тирқишдан чиқаётган нурларнинг экраннинг муайян нуқтасида ўзаро интерференциясининггина эмас, балки айни нуқтага турли тирқишлардан келадиган нурларнинг интерференциясини ҳам ҳисобга олиш керак.

Кузатиш бурчаги  $\varphi$  нинг бир неча қийматлари учун мулоҳазалар юргизайлик.

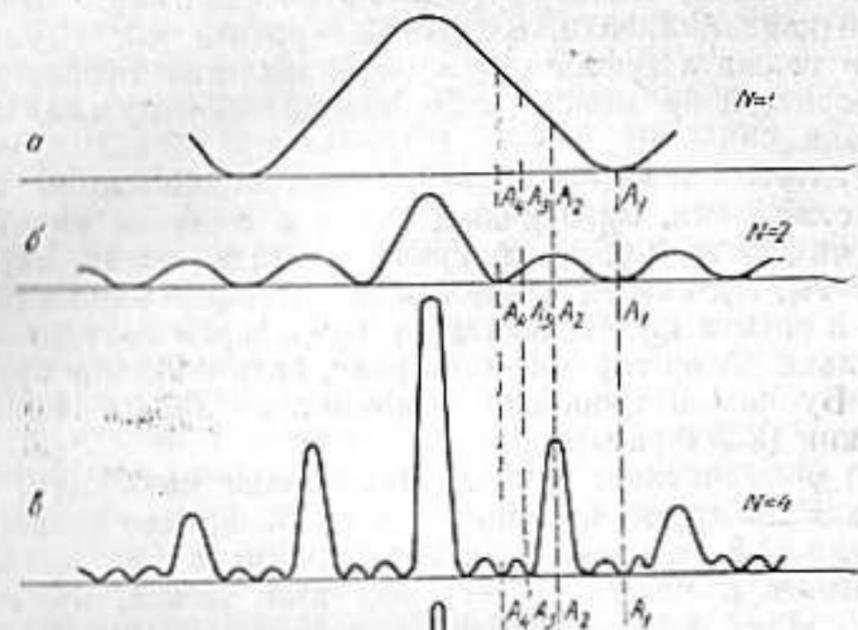
1. Кузатиш бурчагининг қиймати (2.10) шартини, яъни

$$a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad k = 1, 2, 3, \dots$$

ни қаноатлантирсин. Бу ҳолда ҳар бир алоҳида тирқишдан  $\varphi$  бурчак остида чиқаётган нурлар экраннинг



2.8- расм.



2.9- расм.

$A_1$  нуқтасида интерференциялашиши натижасида қоронгилик (ёруғлик интенсивлигининг минимуми) кузатилади (2.9- а расмга қ.). Тирқишлар сони икки ёки ундан ортиқ бўлганда ҳам экраннинг  $A_1$  нуқтасида ёруғлик

кузатишмайди, яъни ёруғлик интенсивлигининг минимуми қайд қилинади, албатта (2.9-расмга қ.). Шунинг учун панжара туфайли вужудга келадиган дифракцион манзарадаги бу минимумлар *асосий минимумлар* деб аталади.

2. Кузатиш бурчагининг шундай қийматларини танлаб олайликки, бу бурчаклар остида алоҳида тирқишдан чиқаётган нурлар йиғувчи линзадан ўтгач, экраннинг  $A_2$ ,  $A_3$ , ёки  $A_4$  нуқталарида интерференциялашади (2.9-а расмга қ.). Натижада бу нуқталарда ёруғлик кузатилади. Агар тирқиш бир эмас, балки иккита бўлсачи? Бу ҳолда қуйидаги имкониятлар амалга ошиши мумкин (2.9-б расм):

а)  $\varphi$  бурчагининг шундай қийматлари мавжудки, натижада иккала тирқишнинг мос нуқталаридан келаётган нурлар (2.8-расмдаги 1 ва 2 тирқишнинг чап четидан келаётган нурларга қаранг) бир хил фазада, яъни бу нурларнинг йўллар фарқи ярим тўлқин узунликка *жуфт каррали* —

$$l \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.13)$$

бўлади. Бу ҳолда иккала тирқишнинг мос нуқталаридан келаётган нурлар  $A_4$  нуқтада интерференциялашиши натижасида ёруғлик интенсивлигининг *максимуми* кузатилади. Бу максимумлар *асосий максимумлар* деб аталади.  $k$  нинг қиймати эса асосий максимумлар тартибини ифодалайди;

б) кузатиш бурчаги  $\varphi$  нинг саъзи қийматларида иккала тирқишнинг мос нуқталаридан келаётган нурлар қарама-қарши фазада, яъни бу нурларнинг йўллар фарқи ярим тўлқин узунликка *тоқ каррали* —

$$l \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.14)$$

бўлади. Натижада иккала тирқишнинг мос нуқталаридан чиқаётган нурлар экраннинг бирор  $A_4$  нуқтасида интерференциялашиб бир-бирини сўндиради, яъни ёруғлик интенсивлигининг минимуми кузатилади. Бу минимумлар *қўшимча минимумлар* дейилади;

в) кузатиш бурчаги  $\varphi$  нинг шундай қийматлари ҳам мавжудки, бунда иккала тирқишнинг мос нуқталаридан чиқиб экраннинг бирор нуқтасига (масалан  $A_3$  нуқтага) етиб келган нурлар бир хил фазада ҳам, қарама-қарши фазада ҳам бўлмайди. Шунинг учун улар интерференциялашиб, ёруғлигининг максимумини ҳам, минимумини

ҳам бермайди. Балки бу нуқтадаги ёруғлик бирор оралиқ интенсивликка эга бўлади.

Энди тирқишлар сони икки эмас, балки кўпроқ, масалан, тўртта ёки *саикнэта* бўлган ҳолларни кўрайлик. Бу ҳолларга мос бўлган ёруғлик интенсивлигининг тақсимотлари 2.9-в, г расмларда тасвирланган. Асосий минимумлар ва асосий максимумлар экрандаги ўз ўрнларини ўзгартирмайди. Максимумлар энсизроқ ва ёруғроқ, максимумлар оралиғи эса қоронғироқ бўлади. Агар тирқишлар сони  $N$  га тенг бўлса, дифракцион манзарадаги икки қўшим асосий максимум оралиғида  $N - 1$  қўшимча минимум вужудга келади. Қўшимча минимумлар оралиғида эса *қўшимча максимумлар* мавжуд бўлиб, улар экранда *фон* деб аталадиган кучсизгина ёруғлигини вужудга келтиради.

Дифракцион панжарадаги алоҳида  $i$ - тирқиш асосий максимум йўналишида жўнатаётган ёруғлик тўлқинининг амплитудаси  $E_{im}$  бўлсин. Экраннинг асосий максимум вужудга келадиган нуқтасига барча тирқишлардан тебранишлар бир хил фазада етиб келади. Шунинг учун *натикансий тебраниш* амплитудаси

$$E_m = \sum_{i=1}^N E_{im} = N E_{im}$$

бўлади, чунки алоҳида тирқишлардан келаётган тебранишлар амплитудалари ўзаро тенг. Бундан асосий максимумнинг интенсивлиги

$$I \sim E_m^2 = N^2 E_{im}^2 \quad (2.15)$$

га тенг бўлади. Демак, *дифракцион панжара туфайли вужудга келадиган манзарадаги асосий максимумларнинг интенсивликлари панжарадаги тирқишлар сони  $N$  нинг квадратига пропорционал* бўлади.

Агар дифракцион панжара оқ ёруғлик билан ёритилсачи? Оқ ёруғлигини турли тўлқин узунликли бир қатор монохроматик ёруғлик тўлқинларнинг суперпозицияси деб қараш мумкин. Бу монохроматик тўлқинлар дифракцион панжарадан ўтаётганда ўзларининг мустақилликларини сақлайдилар. (2.13) шартга асосан асосий максимумлар ёруғлигининг тўлқин узунлигига боғлиқ. Бундан фақат *ноличчи тартибли* ( $k = 0$ ) асосий максимумлар истиснодир. Ҳақиқатан,  $k = 0$  бўлганда  $\lambda$  нинг ҳар қандай қийматлари учун асосий максимум  $\varphi = 0$  бурчак остида кузатилади, яъни оқ ёруғлик таркибидagi барча монохроматик тўлқинларининг *ноличчи асо-*

сий максимумлари устма-уст тушади. Шунинг учун дифракцион манзаранинг марказидаги ( $\varphi \approx 0$ ) асосий максимум оқ бўлади. Лекин биринчи, иккинчи ва ҳозир тартибли ( $k = 1, 2, 3, \dots$ ) асосий максимумлар турли тўлқин узунликли монохроматик ёруғликлар учун турлича бурчаклар остида кузатилади. Масалан, тўлқин узунлиги каттароқ бўлган қизил ёруғликнинг ( $\lambda_{\text{қизил}} = 0,76 \text{ мкм}$ ) асосий максимуми бинафша ёруғликниги ( $\lambda_{\text{бинафша}} = 0,40 \text{ мкм}$ ) қараганда каттароқ бурчак остида кузатилади. Умуман, монохроматик ёруғликка тегишли бўлган асосий максимумнинг экрандаги тасвири дифракцион панжаранинг тирқишларига параллел бўлган жуда энсиз чизиқ шаклида намоён бўлади. Панжарадан оқ ёруғлик ўтаётган бўлса, экранда спектр деб аталадиган рангли ўзаро параллел энсиз чизиқлар кузатилади. Бу чизиқларнинг ҳар бири айрим ёруғликка тегишли бўлиб, бу чизиқлар, одатда, *спектрал чизиқлар* деб аталади. Спектрнинг тартиби (яъни  $k$  нинг қиймати) юқорилашган сари спектр таркибидаги чизиқлар бир-биридан яхшироқ ажралган бўлади.

Ҳар қандай оптик асбоб сингари дифракцион панжаранинг ҳам асосий характеристикаси—унинг *ажрата олиш қобилияти*дир. Ажрата олиш қобилияти деганда дифракцион панжаранинг тўлқин узунликлари бир-бирига яқин бўлган нурларни ажратиш хусусияти тушунилади. Масалан, панжарага тушаётган ёруғлик икки монохроматик нурнинг йиғиндисидан иборат бўлсин. Бу нурларнинг тўлқин узунликлари бир-биридан  $\delta\lambda$  га фарқ қилсин, яъни биринчи нурнинг тўлқин узунлигини  $\lambda$  деб белгиласак, иккинчисиники  $\lambda + \delta\lambda$  бўлади. Дифракцион панжаранинг  $k$ - тартибли спектрида иккинчи нурнинг асосий максимуми биринчи нурнигига нисбатан каттароқ бурчак остида кузатилади. Экранда эса бу нурларнинг асосий максимумлари ёнма-ён жойлашган икки спектрал чизиқ тарзида намоён бўлади. Лекин спектрал чизиқнинг кенглиги кичик бўлса ҳам, барибир чекли қийматга эга. Шунинг учун иккала нур тўлқин узунликларининг фарқи  $\delta\lambda$  жуда кичик бўлса, иккала чизиқ бир-бирига ниҳоят яқин жойлашадими, натижада улар ягона чизиқ тарзида қабул қилинади. Бошқача айтганда, иккала чизиқни ажрим қилиб бўлмайди. 2.10-расмда  $\delta\lambda$  нинг турлича қийматлари учун  $k$ - тартибли спектрдаги икки қўшни чизиқлар (яъни асосий максимумлар) тасвирланган. Бунда  $\lambda$  тўлқин узунликли нур асосий максимумининг интенсивлиги нуқта-

вий чизиқлар билан,  $\lambda + \delta\lambda$  тўлқин узунликли нурниги эса штрих чизиқлар билан тасвирланган. Узлуксиз чизиқ иккала максимумнинг йиғинди интенсивлигини билдиради. Расмдан кўринишича,  $\delta\lambda$  кичиклашиб, максимумлар яқинлашган сари узлуксиз эгри чизиқнинг чуқурлик соҳаси борган сари камайиб, ниҳоят, бутунлай йўқолиб кетади (2.10-в расмга қ.).

Бу икки максимумни бир-биридан ажрим бўлиш чегараси сифатида Релей қуйидаги фикрини таклиф қилган: *агар йиғинди эгри чизиқ минимумининг оординатаси максимумлар оординаталарининг 0,8 қисмига тенг булса, манзара ажрим булиши мумкин.*

Демак, 2.10-а ва б расмлардаги максимумлар ажрим бўлади. 2.10-в расмда тасвирланган максимумлар ажрим бўлмайди. Бу даражада бир-бирига яқин тўлқин узунликли нурлар ягона нур сифатида қабул қилинади. Лекин ажрата олиш қобилияти янада яхши бўлган панжара бу икки нурни ажрата олиши мумкин.

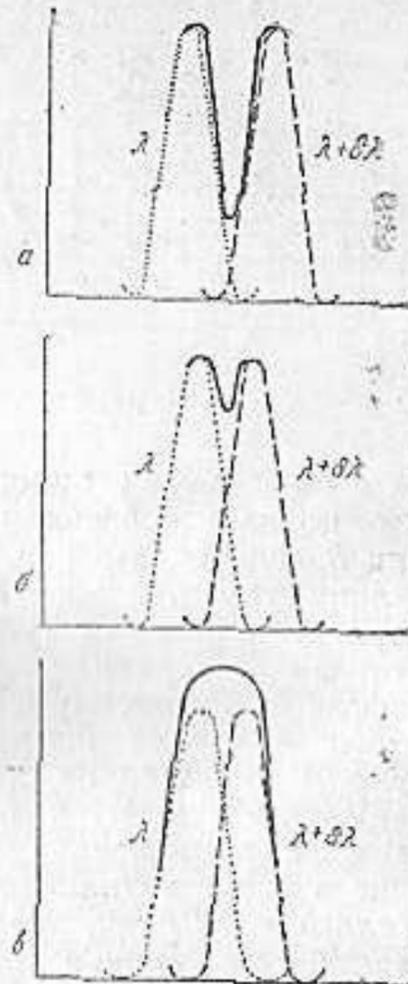
Умуман, оптик асбоб ажрата оладиган икки спектрал чизиқ тўлқин узунликларининг фарқи  $\delta\lambda$  ни ажратиш мумкин бўлган спектрал масофа деб,  $\lambda/\delta\lambda$  эса асбобнинг ажрата олиш қобилияти деб аталади.

Дифракцион панжаранинг ажрата олиш қобилияти панжарадаги тирқишларнинг умумий сони  $N$  ва спектрнинг тартиб номери  $k$  нинг кўпайтмасига тенг, яъни:

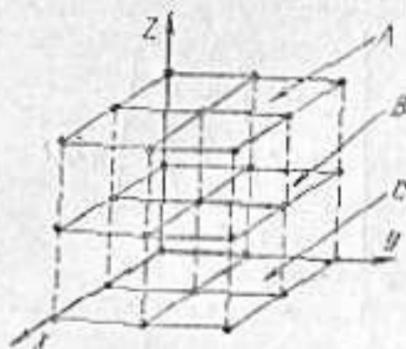
$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN. \quad (2.16)$$

### 6-§. Фазовий панжаралардаги дифракция

Олдинги параграфда муҳокама қилинган дифракцион панжарада иккиламчи тўлқинларнинг манбалари вази-



2.10-расм.

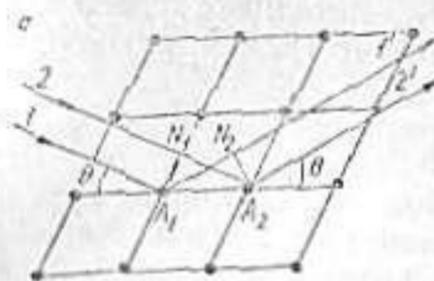


2.11-расм.

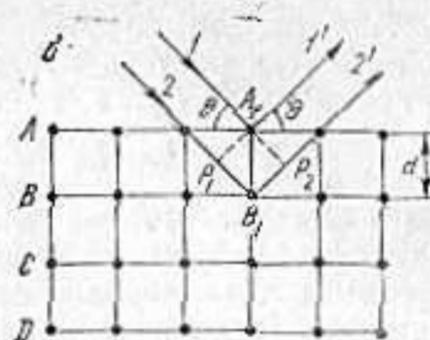
фасини бажарувчи тирқишлар бир чизикда жойлашган. Шунинг учун баъзан „чизикли дифракцион панжара“ деган ибора ҳам ишлатилади. Фазовий дифракцион панжара-чи? Бу саволга жавоб бериш учун кристалларнинг тузилишига мурожаат қилайлик. 2.11-расмда кубик системага оид бўлган кристалл панжара тасвирланган. Панжаранинг тугуна-

рида бир-биридан бирор  $d$  масофа узоқликда атомлар (ёки ионлар) жойлашган. Бу масофа панжара доимийси ёки *даври* деб аталади. Кристалл орқали электромагнит тўлқин ўтганда панжаранинг тугуналаридаги атомлар (ёхуд ионлар) иккиламчи тўлқинлар манбаига айланади. Б иккиламчи тўлқинлар устма-уст тушиши натижасидў дифракцион максимумлар вужудга келади. Кристалларда панжара доимийси  $\sim 10^{-10}$  м лар чамасида булади. Дифракцион ҳодисалар кузатилиши учун эса панжарага тушаётган нурланишнинг тўлқин узунлиги панжара доимийсидан кичик бўлиши керак. Ёругликнинг тўлқин узунликлари  $(4 + 7,5) \cdot 10^{-7}$  м интервални эгаллайди. Демак, кристалл панжарада вужудга келадиган дифракцион манзарани оқ ёругликдан фойдаланиб амалга ошириш мумкин эмас. Шунинг учун тўлқин узунликлари  $(10^{-11} + 10^{-10})$  м бўлган рентген нурларидан фойдаланиш мақсадга мувофиқдир. Бу тажрибани биринчи марта 1913 йилда Лауэ ўзининг ходимлари билан биргаликда амалга оширди.

Фазовий панжарада дифракцион максимумларнинг вужудга келиш шартини топайлик. Бунинг учун кристалли бир қатор ўзаро параллел тўрсимон текисликлар (2.11-расмдаги XOY текислигига параллел бўлган A, B, C лар) дан иборат деб тасаввур қилайлик. Бу текисликлар билан  $\theta$  бурчак ҳосил қилиб параллел нурлар тушаётган бўлсин. 2.12-а расмда тасвири мураккаблаштириб юбормаслик мақсадида параллел нурлар ичидан фақат иккитаси, яъни қўшни  $A_1$  ва  $A_2$  атомларга тушаётган 1 ва 2 нурлар, ҳамда бу атомлардан қайтаётган 1' ва 2' нурлар кўрсатилган. Бу нурлар орасидаги йўллар фарқини топайлик. Расмдан кўринишича, тўрсимон текисликка тушаётган 2 нур 1 нурга қараганда



2.12-а расм.



2.12-б расм.

$N_1 A_2 = A_1 A_2 \cos \theta$  масофани кўпроқ босиб ўтади.  $A_1$  ва  $A_2$  атомлардан қайтаётганда эса, аксинча, 1 нур 2 нурга қараганда  $A_1 A_2 = A_1 A_2 \cos \theta$  масофани кўпроқ босиб ўтади. Бу масофалар ўзаро тенг. Шунинг учун текширилатган нурларнинг йўллар фарқи нолга тенг бўлади. Тўрсимон текисликнинг фақат  $A_1$  ва  $A_2$  атомлари эмас, балки бошқа атомларидан қайтаётган нурларнинг йўллар фарқи ҳам нолга тенг эканлигини худди шундай мулоҳозалар асосида кўрсатиш мумкин. Демак, қайтиш йўналишидаги нурлар бир хил фазага эга бўлади. Лекин бу мулоҳазалар фақат битта текисликда ётган атомлардан қайтаётган нурлар учун ўриналидир.

Рентген нурларининг бир қисмигина кристаллининг энг юқори қатламидаги тўрсимон текисликдан қайтади. Аксаринт қисми эса кристалл ичига кириб боради. Рентген нурларининг барча жисмлардаги синдириш кўрсаткичи 1 га жуда яқин. Бошқача айтганда, рентген нурлари энг юқорини тўрсимон текислик (A) га қандай бурчак остида тушса, қуйроқдаги текисликлар (B, C, ... лар) га ҳам худди шундай бурчак остида тушади. Бу текисликлардан қайтган нурлар интерференцияланишининг натижаси уларнинг йўллар фарқига боғлиқ. Йўллар фарқини топиш учун кристалл билан  $\theta$  бурчак ҳосил қилиб тушаётган параллел нурлар дастасидан 1 ва 2 нурларни  $A_1$  ва  $B_1$  атомлардан қайтишида вужудга келадиган йўллар фарқини ҳисоблаш етарли. 2.12-б расмдан кўришиб турибдики (бу расм A, B, C ... тўрсимон текисликларни чизма текислиги билан кесишиши туфайли ҳосил бўлган манзарани тасвирлайди), изланаётган йўллар фарқи

$$P_1 B_1 + B_1 P_2 = 2A_1 B_1 \sin \theta = 2d \sin \theta$$

га тенг бўлади. Агар бу йўллар фарқи тажрибада қўлланилаётган рентген нурланишининг тўлқини узунлигига бутун қаррали бўлса, яъни

$$2d \sin \theta = k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.17)$$

шарт бажарилса,  $A_1$  ва  $A_2$  атомлардан қайтаётган нурлар интерференциялашиб бир-бирини кучайтиради. Ҳар бир тўрсимон текисликдаги барча атомлардан қайтиш йўналишида тарқалган иккиламчи тўлқинлар бир хил фазада тебранади. Шунинг учун икки қўшни  $A$  ва  $B$  текисликдаги барча атомлардан қайтган нурлар бир-бирини кучайтиради. Кристаллдаги барча тўрсимон текисликлар орасидаги масофа бир хил бўлганлиги учун юқоридаги хулосани фақат икки қўшни текисликдаги атомлар учунгина эмас, балки кристаллдаги барча атомлар учун умумлаштира бўлади.

Демак, (2.17) тенглама кристаллдаги барча атомлардан қайтаётган иккиламчи тўлқинлар ўзаро интерференциялашиб бир-бирини кучайтириш (дифракцион максимум бериш) шартини ифода қилади. Бу тенглама уни кашф этган олимларнинг шарафига Вульф-Брэгг тенгламаси деб аталади. Бу тенгламадаги  $\theta$  бурчак рентген нурларининг кристалл текислиги билан ҳосил қилган (яъни тушиш бурчигини  $90^\circ$  га тўлдирувчи) бурчак бўлиб, уни сирпаниш бурчаги дейилади. (2.17) тенглама асосида қуйидаги хулосаларга келиш мумкин.

1) монохроматик рентген нури кристаллга ихтиёрий бурчак остида тушганда дифракция вужудга келмайди. Дифракцияни кузатиш учун кристаллни буриб, унинг шундай вазиятларини топish лозимки, буқда рентген нурларининг сирпаниш бурчаги (2.17) шартни қаноатлантирсин. Масалан, кальцит кристаллига тўлқини узунлиги  $\lambda = 1,54 \cdot 10^{-10}$  м бўлган рентген нурлари тушаётган бўлсин. Кальцит кристаллининг доимийси  $d = 3,029 \times 10^{-10}$  м. Бу ҳолда биринчи тартибли ( $k = 1$ ) максимум

$$\theta = \arcsin \frac{\lambda}{2d} \approx 14^\circ 40'$$

бурчак остида кузатилади.

2)  $\sin \theta$  нинг қиймати 1 дан катта бўла олмайди. Шунинг учун (2.17) га асосан, биринчи тартибли ( $k = 1$ ) дифракцион максимум  $\lambda < 2d$  шарт бажарилган ҳолдагина кузатилади. Агар тажрибада қўлланилаётган монохроматик тўлқинининг узунлиги  $\lambda > 2d$  бўлса, нолинчи тартибли ( $k = 0$ ) дан бошқа барча дифракцион макси-

мумлар ( $k = 1; 2; 3; \dots$ ) кузатилмайди. Бу ҳолда тўлқини худди бир жинсли муҳитдан ўтаётгандек кристаллдан ўз йўналишини ўзгартирмасдан ўтади. Одатда кристалл панжараларининг доимийси  $d \sim (10^{-10} + 10^{-9})$  м чамасида бўлади. Демак,  $\lambda \approx (0,40 + 0,75) \cdot 10^{-6}$  м бўлган ёруғлик тўлқинлар учун барча кристаллар оптик жиҳатдан бир жинсли экан, дея оламиз.  $\lambda > 2d$  тенгсизлик эса  $\lambda$  тўлқини узунликли нурлар учун кристаллнинг оптик бир жинслилик шартини бўлиб хизмат қилади. Аслида бу шарт фақат идеал кристаллар учунгина ўринли. Реал кристалларда эса иссиқлик ҳаракат туфайли панжаранинг тугунлари орасидаги масофалар хаотик равишда ўзгариб туради. Шунинг учун, ҳатто ёруғлик нурлари учун ҳам реал кристалларни тўла-тўқис оптик бир жинсли кристалл деб айта олмаймиз.

Вульф-Брэгг тенгламасида учта катталиқ—кристалл панжаранинг доимийси  $d$ , нурларнинг сирпаниш бурчаги  $\theta$  ва тўлқини узунлиги  $\lambda$  қатнашади. Тажрибада бу уч катталиқдан икkitаси маълум бўлса, (2.17) тенгламадан фойдаланиб учинчисини аниқлаш имконияти мавжуд. Масалан, тажрибада қўлланилаётган рентген нурларининг тўлқини узунлиги маълум бўлса, сирпаниш бурчаги  $\theta$  ни аниқлаб, (2.17) тенглама асосида  $d$  ни ҳисоблаб топish мумкин. Бундай масалалар билан шуғулланувчи фан бўлими рентгеноструктурасий анализ деб аталади.

## 7-§. Голография

Голография деган ибора грекча „holo“ „тўлиқ“ ва „grapho“ „оламан“ сўзларидан ташкил топган бўлиб, у буюмларнинг ташқи кўринишини „ёзиб олиш“ нинг маъносини англатади. Бу усул 1947 йилда инглиз физиги Д. Габор томонидан кашф қилинган. Голографиянинг моҳияти буюмдан келаётган (қайтиш ёхуд сирпаниш туфайли) нурланишининг тўлқини фронтини фотопластинкага қайд қилиш (ёзиб олиш), сўнг буюмнинг тасвирини вужудга келтириш мақсадида бу фронтни тиклашдан иборат.

У ҳолда голографиянинг фотографиядан фарқи нимада?—деган савол тугилиши мумкин.

Фотографияда ёритилган объектининг айрим нуқталаридан қайтган нурлар фотопластинка ёхуд фотоплёнка текислигининг айрим нуқталарига объектив ёрдамида фокусланади. Бунда буюм барча қисмларининг тасвир-

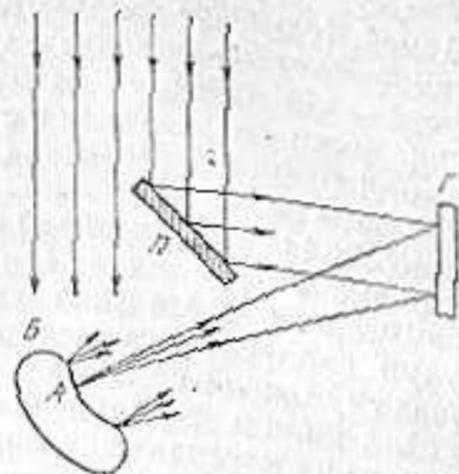
лари равшан бўлавермайди. Фотоаппаратни бирор текисликка равшан қилиб мосланган бўлса, буюмнинг шу текисликда ётувчи нуқталарининг тасвирлари равшан бўлиб чиқади. Буюмнинг бу текисликдан берироқдаги ёки нарироқдаги қисмларининг тасвирлари эса унчалик аниқ бўлмайди. Масалан, бино олдида турган одамнинг фотографик тасвирида одам гавдаси беркитиб турган бино қисмини фотографияга турлича вазиятлардан қараган билан бари бир кўриб бўлмайди. Бундан ташқари бинони одамдан қанчалик узоқда жойлашганлигини ҳам аниқлаб бўлмайди. Бино ва одамнинг тасвирлари бир текисликда кўрилади. Лекин фотографияга қараб биз жисмларнинг фазодаги жойлашуви тўғрисида тасаввур ҳосил қиламиз. Бунинг сабаби—инсон мияси ҳажмий буюмларни уларнинг ясси тасвирларига қараб билиб олишга „ўрганиб қолганлигидир“.

Фотографияда тасвирларнинг яссилик характерини қуйидагича тушунтирилади: фотопластинкада буюмнинг айрим нуқталаридан қайтган нурларнинг нисбий интенсивликлари қайд қилинади, холос. Бу нурлар фазалари орасидаги муносабатни фотопластинканинг қорайишига ҳеч қандай таъсири йўқ. Ваҳоланки, фазалар орасидаги муносабат буюмнинг айрим нуқталарини фотопластинкадан узоқликларига боғлиқдир.

Демак, буюмдан қайтган нурларнинг фақат амплитудаларинингина эмас, балки фазаларини ҳам фотопластинкада қайд қилиш усулини топиш лозим. Бу усул голографиядир. Голография тўлқин оптиканинг асосий қонунлари—интерференция ва дифракция қонунларидан фойдаланиш асосида вужудга келади.

Голографиянинг моҳиятини 2.13-расмдан фойдаланиб муҳокама қилайлик. Когерент ёруғлик дастаси иккига ажратилиб, унинг бир қисми буюм (Б) дан қайтиб фотопластинка (Г) га тушади. Бу тўлқинни сигнал тўлқин ёки буюм тўлқин дейилади. Иккинчи қисми эса қайтаргич пластинка (П) дан қайтиб фотопластинкага тушади. Уни таянч тўлқин дейилади. Бу икки группа когерент тўлқинлар фотопластинкада қўшилиб интерференцион манзара ҳосил қилади. Фотопластинкага химиявий ишлов берилгандан сўнг ошкор бўладиган бу интерференцион манзарани голограмма деб аталади. Голограммада буюмдан қайтган тўлқинлар, яъни буюм тўлқинларнинг амплитуда ҳамда фазалари тўғрисидаги ахборотлар қайд қилинган. Ҳақиқатан, буюм ва таянч тўлқинларнинг фазалари бир хил бўлса, бу тўлқинлар-

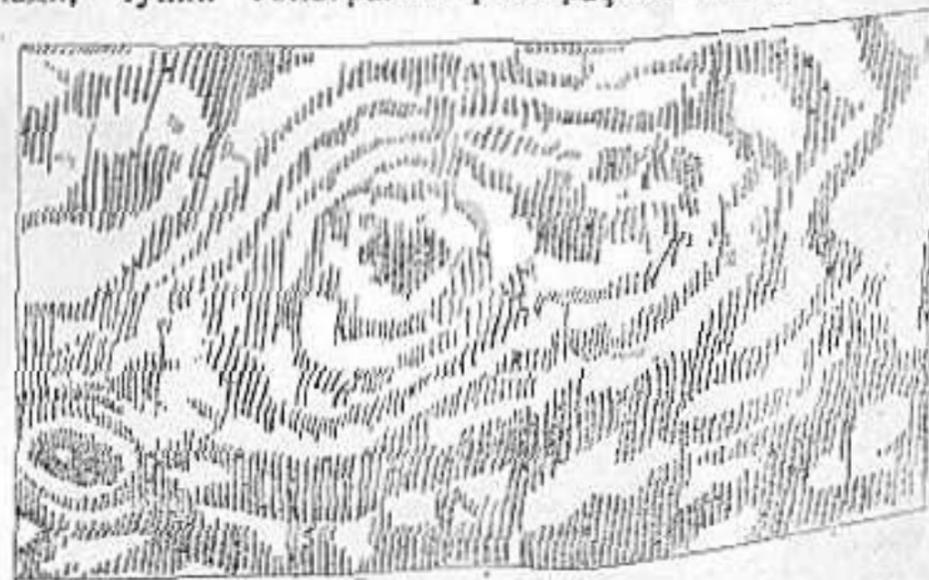
нинг амплитудалари қўшилади. Шунинг учун позитив голограмманинг бундай нуқталари шаффофроқ (негатив голограммада эса хирароқ) бўлади. Буюм ва таянч тўлқинлар фазалари мос бўлмаган тарзда етиб келган голограмма нуқталари эса қоронғироқ бўлади.



2.13-расм.

2.13-расмдаги буюмнинг ёритилаётган нуқталаридан бири — А нуқтани таълаб олайлик. Бу нуқтадан тарқалаётган сферик тўлқинлар фотопластинкада ясси таянч тўлқин билан қўшилиб навбатлашувчи ёруғ ва қоронғи ҳалқачалар шаклидаги интерференцион манзарани вужудга келтиради. Буюмни ташкил этувчи барча нуқталар интерференцион манзараларининг йиғиндиси эса шу буюмга ҳос бўлган мураккаб манзарани ҳосил қилади.

Умуман, голограмма оддий кўз билан қаралганда кул рангсизмон тусда кўрилади. Лекин микроскоп остида ниҳоят мураккаб манзара намоён бўлади. Бу манзарадаги илгичка жимжимадор чизиқлар (2.14-расмга қ.) билан реал буюм орасида ҳеч қандай ўхшашлик аломатларини топиб бўлмайди. Бунга ажабланмаса ҳам бўлади, чунки голограмма фотографик тасвир эмас-да.

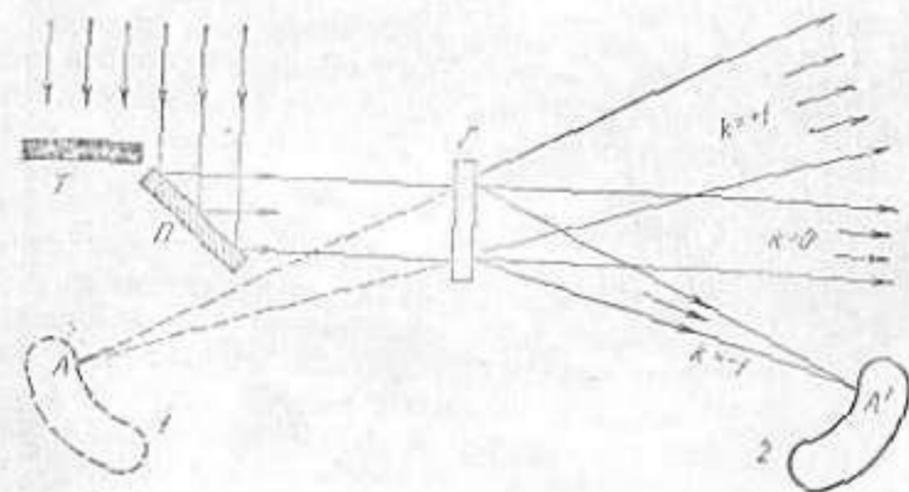


2.14-расм.

Демак, буюмнинг голограммаси потекис жойлашган нақш-симон ёруғ ва қоронги соҳалар (навбатлашувчи интерференцион максимум ва минимумлар) дан иборат. Шунинг учун голограммани кўздан кечириб унда тасвирланган буюмлар тўғрисида ҳеч қандай тасаввур ҳосил қилиш мумкин эмас.

У ҳолда голограммада қайд қилинган ахборотлардан қандай фойдаланиш керак? Буюмнинг голограммасидан фойдаланиб унинг тасвирини ҳосил қилиш учун голограммага уни ҳосил қилишда қўлланилган таянч тўлқинни туширайлик. Бунинг учун голограммани ҳосил қилиш қурилмасининг ўзидан фойдаланиш мумкин, яъни когерент ёруғлик дастасининг биринчи қисмини (2.15-расмга қ.)  $T$  тўсиқ билан беркитиб қўямиз.

Таянч тўлқиннинг голограммадаги дифракцияси туфайли буюмнинг тасвирлари вужудга келади. Бунда буюмнинг айрим нуқталарига мос бўлган голограммадаги интерференцион манзара (яъни навбатлашувчи ёруғ ва қоронги ҳалқачалар) ўзини мустақил тутади, улар таянч тўлқин учун дифракцион панжара вазифасини ўтайди. Лекин бу панжара аввалги параграфда баён қилинган панжарадан фарқ қилади: биринчидан, тирқинларнинг ва тўсиқларнинг шакли тасмасимон (2.7-расмга қ.) эмас, балки ҳалқасимондир (1.12-б расмга ўхшаш); иккинчидан, тасмасимон дифракцион панжаранинг ёруғлик ўтказувчанлиги тасмаларга перпендикуляр бўлган йўналишда кескин ўзгаради (яъни тирқини шаффоф, тўсиқ эса ношаффоф). Голограммадаги ҳалқасимон панжарада эса ёруғлик ўтказувчанлик синусоидал қонуни



2.15- расм.

бўйича ўзгаради. Шунинг учун ҳалқасимон панжарани синусоидал панжара деб ҳам аталади. Панжара доимийси (даври) вазифасини ҳалқачанинг эни бажаради. Бу фарқларни назарда тутган ҳолда ўтказилган ҳисобларнинг кўрсатишича, буюмнинг алоҳида нуқтаси туфайли вужудга келган голограммадан, яъни синусоидал панжарадан ясси таянч тўлқиннинг дифракциясида учта дифракцион максимум кузатилади: таянч йўналишидаги нулинчи тартибли ( $k=0$ ) максимум ҳамда  $+1$ - ва  $-1$ - тартибли максимумлар. Биринчидан юқори ( $k=2; 3; \dots$ ) тартибли максимумларнинг интенсивликлари эса амалда юлға тенг бўлади.  $k=-1$  нурлар  $A'$  нуқтада йиғилиб, буюм нуқтасининг ҳақиқий тасвирини вужудга келтиради.  $k=+1$  нурлар эса тарқалувчан бўлиб, мавҳум тасвир ҳосил қилади (расмда пунктир чизиқ билан кўрсатилган). Шу тарзда буюм алоҳида нуқталарининг ҳақиқий ва мавҳум тасвирлари ҳосил бўлади. Бу эса ўз навбатида буюмнинг тасвирларини вужудга келтиради.

Баъзан, кузатишни осонлаштириш мақсадида, голограммани бошланғич таянч тўлқин йўналишига қарама-қарши томондан (расмда чап томондан эмас, балки ўнг томондан) ёритилади. Бу ҳолда ҳақиқий тасвир буюмнинг илгариги ўрнида вужудга келади.

Голографиянинг ажойиб хусусиятларидан яна бири шундаки, голограмманинг кичик бир бўлакчаси ҳам бутун голограммадан фойдаланишдагидек тасвирини бераверади. Бунинг сабаби қуйидагича: буюмнинг ҳар бир нуқтасидан сочилаётган сферик тўлқинлар голограмманинг барча ёритилаётган юзига етиб келади; ўз навбатида голограмманинг ҳар бир нуқтасига буюмнинг барча нуқталаридан тўлқинлар келади. Шунинг учун голограмманинг ҳар бир кичик бўлакчасида буюм тўғрисидаги тўлиқ ахборот мавжуддир.

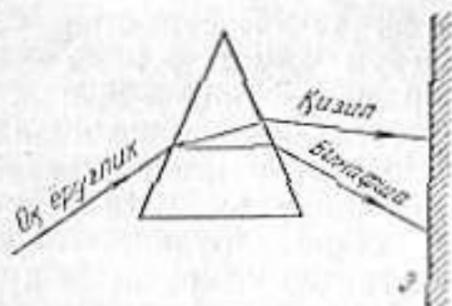
### III Боб

## ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАРНИНГ МОДДА БИЛАН ЎЗАРО ТАЪСИРИ

### 1-§. Ёруғлик дисперсияси

Ньютон тажрибалар асосида ёруғлик дисперсиясини кашф этди. Дисперсия латинча „dispergere“ („сочмоқ“) сўзидан олинган. Умуман, ёруғлик дисперсияси деган-

да модданинг синдириш кўрсаткичи  $n$  ни ёруғлик тўлқинининг циклик частотаси  $\omega$  га (ёки вакуумдаги тўлқин узунлиги  $\lambda_0$  га, чунки  $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega}$ ) боғлиқлиги туфайли содир бўлувчи ҳодисалар тушунилади. Хусусан, Ньютон тажрибасида (3.1-рasm) призмага тушаётган



3.1-рasm.

призмаларда турлича бурчакларга оғади;

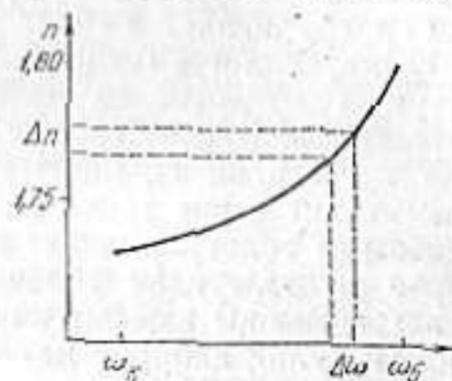
2) бир хил частоталар интервали  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$  га мос бўлган спектр қисмининг кенгликлари турли призмаларда турлича бўлади. Бундан, моддалар бир-биридан фақат синдириш кўрсаткичининг қийматлари билангина эмас, балки синдириш кўрсаткичининг ёруғлик частотасига боғлиқлик функцияси

$$n = f(\omega) \quad (3.1)$$

билан ҳам фарқланади, деган хулосага келинади.

Тушаётган электромагнит тўлқинларнинг частоталари ортган сари барча шаффоф моддаларнинг синдириш кўрсаткичлари ҳам монотон равишда ортиб боради.

3. 2-рasmда шиша учун  $n$  нинг  $\omega$  га боғлиқлиги тасвирланган. Бинафша нурлар кизил нурларга нисбатан шишада кўпроқ синиши ҳақидаги маълум факт rasmда ўз аксини топган. Бирор частоталар интервали  $\Delta\omega$  да синдириш кўрсаткичининг ўзгариши  $\Delta n$  ни характерловчи  $\Delta n/\Delta\omega$  катталиқ дисперсия ўлмови вазифасини бажаради. Частота ортиши билан модданинг синдириш кўрсаткичи ҳам ортиб борса, яъни  $\Delta n/\Delta\omega > 0$  бўлса,

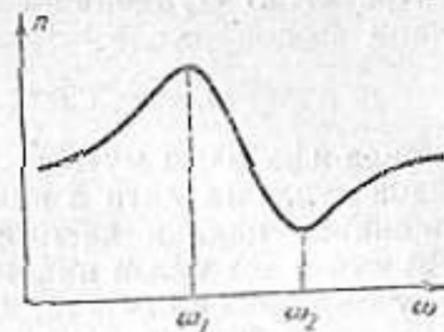


3.2-рasm.

1) бир хил частотали ( $\omega = \text{const}$ ) нурлар бу

«оқ ёруғлик» қизилдан бинафшагача рангдаги ёруғликлар, спектрларига ажралган. Агар турли моддалардан ясалган призмалар туфайли олинган спектрларни бир-бири билан солиштирилса, қуйидагилар маълум бўлади:

бу моддадаги ёруғликнинг дисперсияси нормал дисперсия дейилади. Агар частота ортиши билан модданинг синдириш кўрсаткичи камайса (3.3-рasmдаги  $\omega_1$  дан  $\omega_2$  гача частоталар интервалига қ.), яъни  $\Delta n/\Delta\omega < 0$  бўлса, бундай моддадаги ёруғлик дисперсиясини аномал дисперсия дейилади. Шиша учун оқ ёруғлик соҳасининг барча қисмларида нормал дисперсия, ультрабинафша ва инфрақизил соҳаларининг баъзи қисмларида аномал дисперсия кузатилади.



3.3-рasm.

## 2-§. Дисперсиянинг электрон назарияси

Ёруғликнинг модда билан ўзаро таъсирини тўла изоҳлаш учун моддадаги электронларнинг тўлқин хусусиятларини ва ёруғликнинг квант хусусиятларини ҳисобга олиш керак. Лекин дисперсия ҳодисасини тушунтириш учун ёруғликни электромагнит тўлқин деб, модда тузилишини эса электрон назария асосида тасаввур қилиш етади. Модда тузилишининг электрон назариясига асосан, жисм электронлар ва ионлардан ташкил топган. Улар электромагнит тўлқин таъсирида тўлқин тебранишларига монанд равишда тебраниш ҳаракатга келади. Ёруғлик тўлқинларининг тебранишлари ( $10^{14}$  -  $10^{16}$ ) Гц интервалда содир бўлади. Электромагнит майдоннинг бунчалик тез ўзгаришини массалари етарлича кичик бўлган электронларгина сезишга улгуради. Шунинг учун ёруғлик тўлқинларининг жисмга таъсирини ҳисоблашда ёруғликнинг электронга таъсирини ҳисоблаш билан чегараланилса бўлади.

Жисмдан электромагнит тўлқин ўтаётганда  $-e$  зарядли ҳар бир электронга электр куч ( $F_{\text{э}} = -eE$ ) ва лорентц кучи ( $F_{\text{л}} = -e[vB]$ ) таъсир қилади:

$$F = F_{\text{э}} + F_{\text{л}} = -eE - e[vB]. \quad (3.3)$$

Ҳисобларнинг кўрсатишича, лорентц кучи электр кучдан минг мартача кичик. Шунинг учун (3.2) даги иккинчи ҳадни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Натижала

электромагнит тўлқинининг электронга таъсир этувчи кучини

$$F = -eE = -eE_0 \cos \omega t \quad (3.3)$$

шаклида ифодалаш мумкин. Бунда  $E_0$  — электромагнит майдон кучланганлиги  $E$  нинг амплитуда қиймати,  $\omega$  — тўлқинининг циклик частотаси. Биринчи яқинлашишда (3.3) куч атом билан ниҳоят заиф боғланган энг четки электронларни силжитади, деб ҳисоблаш мумкин. Лекин бу электрон билан атомнинг қолган қисми орасида ўзаро таъсирлашувчи квазиэластик куч ҳам мавжудки, у электронни олдинги вазиятга қайтаришга ҳаракат қилади. Бу куч  $x$  силжишга пропорционал:

$$F_{\text{элст}} = -kx.$$

Натижада массаси  $m$ , заряди  $-e$  бўлган электроннинг тебранишини

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - eE_0 \cos \omega t \quad (3.4)$$

тенглама билан ифодалаш мумкин. Бу тенгламани  $m$  га бўлиб ва тебранишининг хусусий частотаси учун  $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$  белгилашдан фойдаланиб (3.4) ни қуйидаги шаклга келтирамиз:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega_0^2 x - \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t. \quad (3.5)$$

Бу тенгламаниннг ечими

$$x = x_0 \cos \omega t \quad (3.6)$$

кўринишда бўлади. Бунда  $x_0$  — максимал силжиш. (3.6) ни (3.5) га қўйиб  $x_0$  нинг қиймати учун

$$x_0 = \frac{-\frac{e}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (3.7)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Иккинчи томондан, электромагнит тўлқин таъсирида электроннинг силжиши туфайли вужудга келган атом системасини электр диполь деб тасаввур қилиш мумкин. Бу диполнинг елкаси  $x$  силжишга тенг. У ҳолда максимал силжиш содир бўлган ондаги диполнинг электр моме нти  $p_0 = -ex_0$  га тенг

Модданиннг бирлик ҳажмидаги атомлар сонини  $N$  деб белгиласак, қутбланиш вектори  $P$  нинг қиймати

$$P = N \cdot p_0 = \frac{N e^2 E_0}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (3.8)$$

Кучланганлиги  $E_0$  бўлган электр майдондаги модда учун  $P$  нинг қиймати мазкур модданиннг диэлектрик қабул қилувчанлиги  $\epsilon$ , ёки диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  (улар орасида  $\epsilon = 1 + \chi$ , боғланиш мавжуд) орқали қуйидагича ифодаланади:

$$P = \chi \epsilon_0 E_0 = (\epsilon - 1) \epsilon_0 E_0 \quad (3.9)$$

(3.8) ва (3.9) ифодаларини солиштирсак,

$$\epsilon = 1 + \frac{N}{\epsilon_0} \frac{e^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (3.10)$$

муносабатини ҳосил қиламиз.

Максвелл назариясига асосан, диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$ , магнит сингдирувчанлиги  $\mu$  бўлган муҳитда электромагнит тўлқинининг тарқалиш тезлиги

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

га тенг эди. Муҳитнинг синдириш кўрсаткичи  $n$  эса электромагнит тўлқинининг вакуумдаги тезлиги  $c$  ни муҳитдаги тезлиги  $v$  га нисбати билан аниқланади:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon \mu}.$$

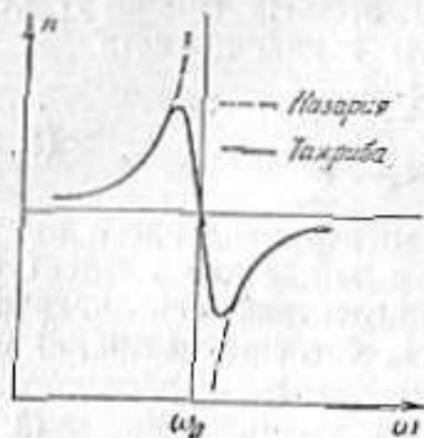
Кўпчилик ҳолларда  $\mu = 1$  бўлгани учун

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (3.11)$$

ифода ҳосил бўлади. (3.10) дан фойдаланиб (3.11) ни қуйидаги кўринишда ёза оламиз:

$$n = \sqrt{1 + \frac{N}{\epsilon_0} \frac{e^2}{\omega_0^2 - \omega^2}} \quad (3.12)$$

Бу формула асосида ҳисобланган  $n$  нинг қийматларини  $\omega$  га боғлиқлик графиги 3.4-расмда тасвирланган. Умуман, муҳитнинг синдириш кўрсаткичи тўлқин частотасига монанд равишда ортиб боради. Лекин тўлқин частотаси  $\omega$  муҳитдаги электр зарядлар хусусий тебранишларининг частоталаридан бири  $\omega_0$  га яқинлашганда



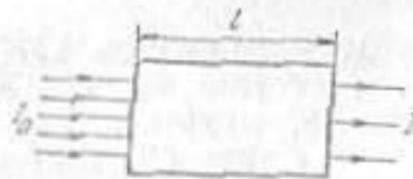
3.4-расм.

$n$  нинг қиймати кескин ортиб кетади.  $\omega$  нинг қиймати  $\omega_0$  га юқори частоталар томонидан яқинлашганда эса  $n$  нинг қиймати кескин камайиб кетади. Бошқача айтганда,  $\omega$  нинг қиймати  $\omega_0$  га яқин бўлган соҳада  $n = f(\omega)$  функция узилишга эга бўлади (3. 4-расмдаги пунктир чизик). Бунинг сабаби назарий мулоҳазаларда тебранма ҳаракатининг сўни-

шини ҳисобга олинмаганлигидир.

Умуман, тебранувчи жисмининг муҳитдаги ишқаланиши туфайли сўниш содир бўлади. Кўрилатган ҳолда эса „ишқаланиш“ электромагнит тўлқинининг бир қисмини муҳитда ютилиши туфайли вужудга келади.

Ёруғлик тўлқинининг электр майдони таъсирида муҳит атомларининг электронлари тебранма ҳаракатга келиб, иккиламчи тўлқинлар манбаига айланиб қолади. Иккиламчи тўлқинлар бирламчи тўлқин билан когерент бўлади. Бу тўлқинларининг ўзаро интерференциялашини натижасида вужудга келган тўлқин амплитудаси тушаётган (яъни электронларни тебранишга мажбур этаётган) тўлқин амплитудасидан фарқ қилади. Бошқача айтганда, электронни тебранишга сарфланган энергиянинг барчаси иккиламчи тўлқинлар сифатида, нурлантирилмайди. Энергиянинг бир қисми атомларнинг хаотик ҳаракат энергиясига (яъни иссиқликка) айланади. Шунинг учун ёруғлик бирор молладан ўтганда, унинг интенсивлигининг камайиши, яъни ёруғлигининг ютилиши содир бўлади. Ёруғлигининг ютилиши, айниқса, резонанс частоталар соҳасида интенсив бўлади. Бу ютилиш электронлар тебранишининг амплитудасини чеклайди. Натижада  $n = f(\omega)$  функциянинг тажрибада кузатиладиган графиги (3. 4-расмдаги узлуксиз чизик)  $\omega_0$  атрофида ҳам узилиб қолмайди. Баъзи жисملарда резонанс частоталар бир нечта бўлади. Шунинг учун тушаётган ёруғлигининг частотаси бу резонанс частоталарга яқин бўлганда ютилиш кескин ортиб кетади.



3.5-расм.

таси бу резонанс частоталарга яқин бўлганда ютилиш кескин ортиб кетади.

Умуман, тажрибаларининг кўрсатишича молладан ўтувчи ёруғлик интенсивлиги (3. 5-расм) экспоненциал қонуни бўйича ўзгаради:

$$I = I_0 e^{-\kappa x} \quad (3. 13)$$

Бу ифодада  $I_0$  — жисмга тушаётган ёруғлигининг интенсивлиги,  $I$  — қалинлиги  $l$  бўлган жисмдан ўтган ёруғлигининг интенсивлиги,  $\kappa$  — ютилиш коэффициентидеб аталадиган ва жисмининг хусусиятларига боғлиқ бўлган катталик. (3. 13) формула 1729 йилда Бугер томонидан аниқланган. Шунинг учун унинг номи билан Бугер қонуни деб аталади.

Бугер қонунидан  $\kappa$  нинг физик маъноси келиб чиқади. Ҳақиқатан,  $I = I_0/x$  бўлса,  $I = I_0/e$  га айланади. Бундан, жисмдан ўтаётган ёруғлик интенсивлигининг  $e$  марта камайтирадиган қатламнинг қалинлигига тескари бўлган катталик ютилиш коэффициентидир, деган хулосага келамиз. Жисмга ёруғлигининг ютилиш коэффициенти худди синдириш кўрсаткичи каби, тушаётган ёруғлигининг частотасига боғлиқ.

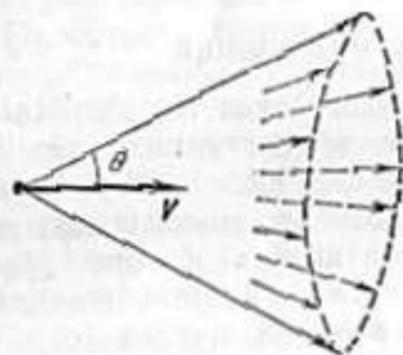
### 3-§. Вавилов-Черенков нурланиши

С. И. Вавилов раҳбарлигида ишлаётган П. А. Черенков 1934 йилда нурланишининг янги турини кашф қилди. Кейинчалик, бу нурланиш Вавилов — Черенков эффекти деб ном олди. Черенков ўз тажрибаларида гамма-нурлар суюқлик орқали ўтганда ҳаво ранг тусдаги кучейтгина нурланиш вужудга келатганини байқайди. Махсус тажрибалар асосида нурланишининг вужудга келишига гамма-нурлар билвосита сабабчи эканлиги, яъни гамма-нурлар суюқлик атомларидан уриб чиқарган тез ҳаракатланувчи электронлар кузатиладиган нурланишни вужудга келтириши аниқланди. Лекин бу нурланиш электронлар тормозланишининг маҳсули эмас, чунки кузатиладиган нурланишининг интенсивлиги электронлар тормозланиши натижасида вужудга келиши мумкин бўлган нурланиш интенсивлигидан бир неча марта ортиқ эди.

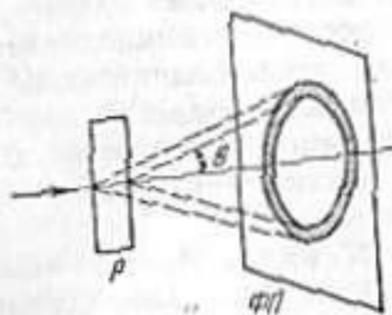
Бу ҳодисанинг назариясини 1937 йилда И. Е. Тамм ва И. М. Франк яратди. 1958 йилда Черенков, Тамм ва Франкларнинг ишлари Нобель мукофоти билан тақдирланди.

Вавилов — Черенков нурланиши кузатиладиган ҳолларда электрон тезлиги ёруғликнинг тезлигидан катта эканлигига назарияда алоҳида эътибор берилди. Дастлаб, бу фикр нисбийлик назариясига зид бўлиб кўринадди. Лекин, аслида нисбийлик назарияси юқоридаги фикрга мутлақо қарши эмас. Нисбийлик назариясига асосан, зарядланган зарра доимо ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги  $c$  дан кичик тезлик билан ҳаракатланиши мумкин. Ҳақиқатан, электрон вакуумда ёруғлик тезлигидан катта тезлик билан ҳаракатлана олмайди. Шунинг учун ҳам вакуумда Вавилов — Черенков нурланиши кузатилмайди. Лекин синдириш кўрсаткичи  $n$  бўлган муҳитда вазият ўзгача. Бундай муҳитда ёруғликнинг фазавий тезлиги  $v = c/n$ . Бу тезлик  $c$  дан кичик, чунки  $n > 1$ . Шунинг учун жисмдан ўтаётган электрон ёруғликнинг шу жисмдаги тезлиги  $v$  дан катта (лекин ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги  $c$  дан кичик, албатта) тезлик билан ҳаракатланиши мумкин. Бошқача айтганда, электроннинг жисмдан ўтаётгандаги тезлиги  $v$  учун қуйидаги

$$c > v > \frac{c}{n} \quad (3.14)$$



3.6-расм.



3.7-расм.

шарт бажарилгандагина Вавилов — Черенков нурланиши кузатилади. Масалан, сувга жойлаштирилган  $Co^{60}$  изотопидан тарқалаётган юқори энергияли бета-зарраларнинг тезлиги  $0,8 \cdot c$  га тенг. Сувда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги эса  $0,75 \cdot c$  га тенг. Шунинг учун бу ҳолда Вавилов — Черенков нурланиши кузатилади. Бу нурланиш барча йўналишлар бўйича эмас, балки ўқи электроннинг ҳаракат йўналиши билан мос тушган конуснинг ясовчилари бўйлаб кузатилади (3.6-расм). Нурланиш бурчаги  $\theta$  нинг қиймати

$$\cos \theta = \frac{c}{nv} \quad (3.15)$$

муносабатдан аниқланади. Ҳақиқатан, электронлар дастаси-

нинг йўналишига перпендикуляр равишда рангли фотоплёнка жойлаштирсак (3.7-расм)  $P$  жисмдан чиқаётган нурланиш фотоплёнкада ҳаво ранг ҳалқача ҳосил қилади.

Вавилов — Черенков нурланишининг вужудга келиш механизми қуйидагича: бирор муҳитда ҳаракатланаётган зарядли зарранинг электр майдони бу зарра йўлидаги муҳит атомларининг четки электронларини ядрога нисбатан силжитиши туфайли электр диполлари вужудга келади. Зарра бу соҳадан ўтиб кетгач, диполь нормал ҳолатга қайтиб электромагнит тўлқин нурлантиради. Диполлар нурлантираётган элементар тўлқинлар ўзаро когерент бўлиб, уларнинг интерференцияси туфайли (3.15) муносабат билан аниқланувчи йўналишдан бошқа барча йўналишлардаги нурланиш сўнади. Шунинг учун тажрибада фақат зарядли зарра траекторияси билан  $\theta$  бурчак ҳосил қилиб тарқалаётган нурланиш кузатилади.

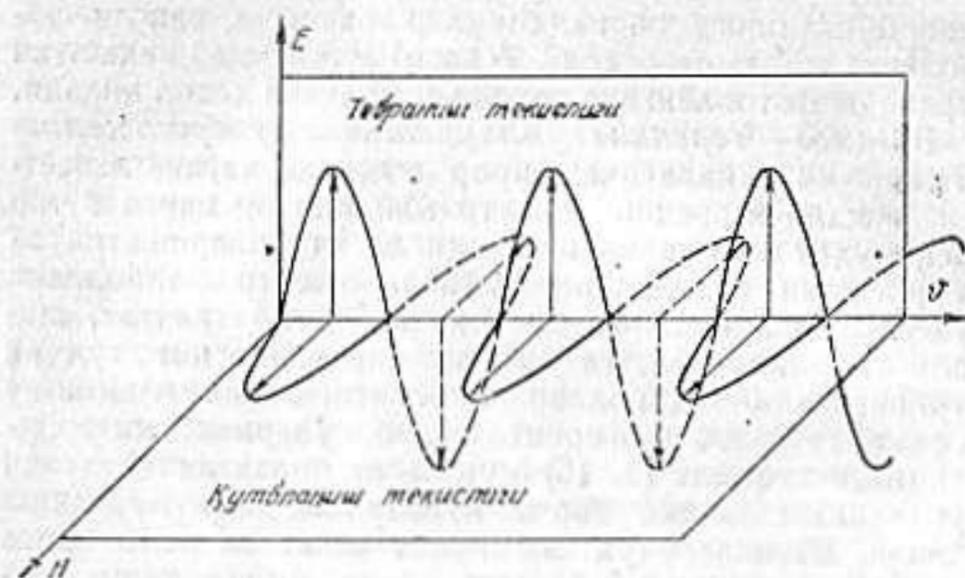
Вавилов — Черенков нурланиши юқори энергияли зарраларнинг тезликларини ўлчашда кенг қўлланилмоқда.

## IV боб

### ЁРУҒЛИКНИНГ ҚУТБЛАНИШИ

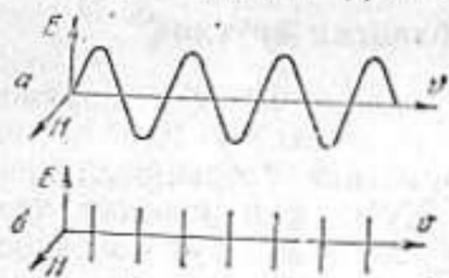
#### 1-§. Табиий ва қутбланган ёруғлик

Олдинги бобларда қайд қилганимиздек, ёруғлик нурлари тўлқин узунликлари  $(0,40 + 0,75) \cdot 10^{-6}$  м интервалдаги кундаланг электромагнит тебранишларнинг тарқалиш йўналишларидир. Қуёш ёки шамдан тарқалаётган ёруғлик нурлари деганда шу маънанинг атомлари (элементар „нурлангич“ лар) дан чиқаётган ёруғлик тўлқинларининг аралашмаси тушунилади. Ёруғлик маънанинг ўлчамлари қанчалик кичик бўлмасин, барибир, ундаги „нурлангичлар“ сопи ниҳоят кўп бўлади. Бошқача айтганда, ҳар онда маънадаги миллиардлаб атомлар тўлқин нурлантиришини тугалласа, миллиардлаб атомлар эса тўлқин чиқаришини бошлайди. Агар бу элементар электромагнит тўлқинлар ичидан ихтиёрый биттасини ажратсак, уни нур йўналишига (яъни нурнинг тарқалиш тезлиги  $v$  вектор йўналишига) перпендикуляр ҳамда ўзаро перпендикуляр бўлган  $E$  ва  $H$  векторларнинг тебранишлари сифатида тасаввур

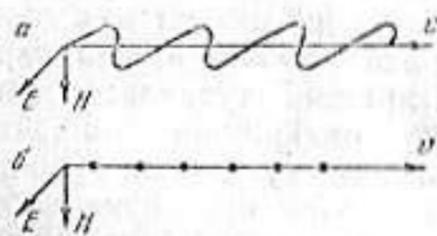


4.1-расм.

қилишимиз керак (4.1-расм). Бунда  $E$  вектор тебранадиган текисликни *тебраниш текислиги* ва  $H$  вектор тебранадиган текисликни *қутбланиш текислиги* деб аталади. Лекин тасвири яққоллаштириш мақсадида электромагнит тўлқинини фақат  $E$  векторнинг тебранишлари сифатида аке эттириш одат тусига кирган (4.2-а расмга қ.). Биз ҳам шунга амал қилайлик.



4.2-расм.



4.3-расм.

4.2-а ва 4.3-а расмларда тасвирланган ёруғлик тўлқинлар, яъни  $E$  векторларнинг тебранишлари фақат битта текисликда содир бўладиган ёруғлик тўлқинлар яъни *қутбланган ёруғлик* деб аталади. Демак, табиий ёруғлик манбаининг алоҳида атомидан бир нурланиш жараёнида чиқарилган ёруғлик тўлқини яъни қутбланган ёруғликка ёрқин мисол бўлади. Кейинги расмларда тебраниш текислиги чизма текислиги билан мос тушадиган яъни

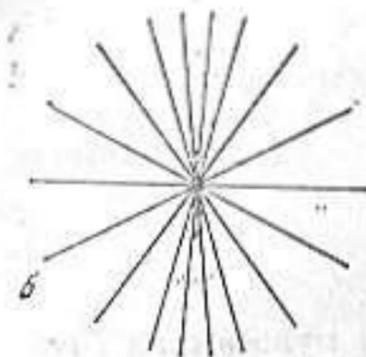
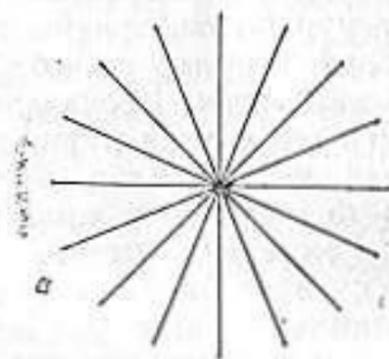
қутбланган ёруғликни  $v$  векторнинг йўналишига перпендикуляр ўтказилган бир қатор чизиқчалар билан тасвирлаймиз (4.2-б расм). Тебраниш текислиги чизма текислигига перпендикуляр бўлган яъни қутбланган ёруғликни эса  $v$  вектор йўналишидаги бир қатор нуқталар билан тасвирлаймиз (4.3-б расм).

Юқоридаги мулоҳазалар табиий ёруғлик манбаининг алоҳида атоми бир нурланиш жараёнида чиқарилган тўлқин тизмаси учун ўринли. Нурланиш жараёни тахминан  $10^{-8}$  с давом этади. Бунда чиқариладиган тўлқин тизмасининг узунлиги 3 м чамасида бўлади. Шундан сўнг атом тўлқинининг янги тизмасини нурлантириши мумкин. Лекин бу тизмадаги  $E$  векторнинг йўналиши олдинги тизманики билан боғлиқ бўлмайди. Табиий ёруғлик манбаидаги турли атомлар нурлантираётган тўлқинларнинг  $E$  векторлари эса турлича йўналишларга эга бўлиб, барча йўналишлар тенг эҳтимолдир. Масалан, ёруғлик нури манбадан кузатувчи томон тарқалаётган ҳолда „нурлангич“ лардан тарқалаётган тўлқинлар  $E$  векторларининг бирор ондаги фотографияси (хаёлий) 4.4-а расмдагидек бўлади. Бундай ёруғликни табиий ёруғлик ёки қутбланмаган ёруғлик деб аталади. Умуман, табиий ёруғликни барча йўналишлардаги яъни қутбланган ёруғликларнинг аралашмаси сифатида тасаввур қилса ҳам бўлади.

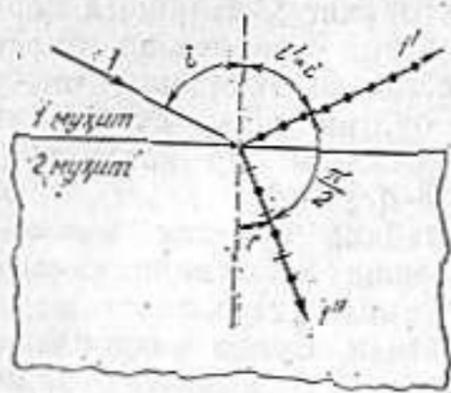
Агар ёруғлик таркибида бирор йўналишдаги тебранишлар бошқа йўналишлардаги тебранишларга қараганда кўпроқ бўлса, қисман қутбланган ёруғлик билан иш тутаётган бўламиз (4.4-б расм). Қисман қутбланган ёруғликни табиий ва яъни қутбланган ёруғликларнинг аралашмаси сифатида тасаввур қилиш мумкин.

## 2-§. Ёруғликнинг қайтишда ва синишда қутбланиши

Табиий ёруғлик манбадан тарқалаётган ёруғлик қутблан-



4.4-расм.



4.5-расм.

маган бўлади, яъни нурга перпендикуляр барча йўналишлардаги тебранишлар мавжуд бўлади. Лекин табиий ёруғликдаги баъзи йўналишлар бўйича содир бўлувчи тебранишларни сусайтириш, ҳаттоки мутлақо йўқотиш усуллари ҳам бор. Шундай усулларнинг бири билан танишайлик.

Табиий ёруғлик нури икки диэлектрикни ажратиб турувчи чегарага тушаётган бўлсин (4. 5-расм). У қисман қайтади ( $I'$  нур) ва қисман сиёди ( $I''$  нур). Тажрибалар  $I'$  ва  $I''$  нурлар қисман қутбланган эканликларини кўрсатди. Лекин  $I'$  ва  $I''$  нурлар ўзаро перпендикуляр бўлган ҳолда қайтувчи нур тўла қутбланган бўлиб, унинг тебранишлари тушиш текислигига перпендикуляр бўлган текисликда содир бўлади (расмда бу тебранишлар нуқталар ёрдамида тасвирланган). Синган нур эса қисман қутбланган бўлади. 4. 5-расмда бу нур шартли равишда нуқталар ва нур йўналишига перпендикуляр қилиб ўтказилган кесмачалар тарзида тасвирланган. Кесмачаларни нуқталарга nisbatan кўплиги эса синган нурнинг таркибида тушиш текислигидagi тебранишлар бошқа йўналишлардаги тебранишларга nisbatan кўпроқ эканлигини билдиради.

Геометрик оптика қонуларига асосан, иккинчи муҳитнинг биринчи муҳитга nisbatan синдириш кўрсаткичи  $n_{21}$  нинг қиймати тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига nisbatan билан аниқланади:

$$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r} \quad (4. 1)$$

Иккинчи томондан, 4. 5-расмдан фойдаланиб,  $i + r = \pi/2$ , деган хулосага келамиз. Шунинг учун (4.1) ни қуйидагича ўзгартириб ёза оламиз:

$$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i}{\sin(\frac{\pi}{2} - i)} = \frac{\sin i}{\cos i} = \operatorname{tg} i. \quad (4. 2)$$

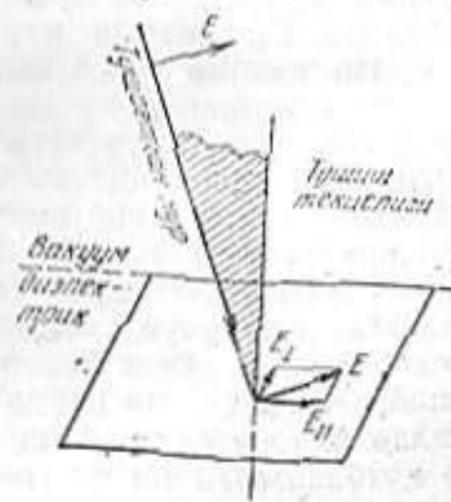
Бу муносабатни Брюстер қонуни деб,  $i$  бурчакни эса Брюстер бурчаги (ёки тўла қутбланиш бурчаги) деб

юритилади. Масалан, шиша учун ( $n = 1,53$ ) Брюстер бурчаги  $56^\circ$  га яқин. Бошқача айтганда, табиий ёруғлик нури шиша пластинкага  $56^\circ$  бурчак ҳосил қилиб туширилса, қайтган нур тушиш текислигига перпендикуляр йўналишда тўла қутбланган бўлади.

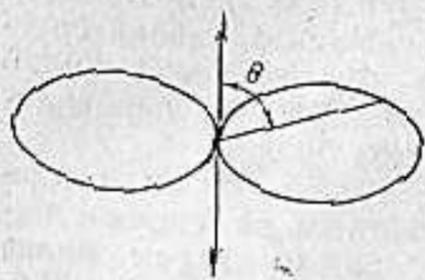
Брюстер қонунининг физик моҳияти билан соддароқ ҳолда, яъни ёруғликнинг қайтиши ва сиңиши икки диэлектрик чегарасида эмас, балки вакуум билан диэлектрик чегарасида рўй бераётган ҳолда танишайлик. Тушаётган ёруғлик тўлқинининг электр майдони таъсирида диэлектрик таркибидаги электронлар тебранима ҳаракатга келади. Тебраниувчи электронлар ўз навбатида иккиламчи когерент тўлқинларни нурлантиради. Иккиламчи тўлқинлар бирламчи тўлқинлар билан ўзаро когерентдир. Бу тўлқинларнинг ўзаро интерференциялашиши туфайли қайтган ва сиңган нурларнинг йўналишларидан ташқари барча йўналишлардаги тебранишлар сиёди. Электрон назария қайтган ва сиңган нурларнинг табиатини шу тарзда тушунтиради.

Энди, бу нурлар нима учун қутбланади? — деган саволга жавоб берайлик. Диэлектрикка тушаётган ёруғлик нури табиий нурдир. Табиий нури яъси монохроматик тўлқинларнинг йиғиндиси деб тасаввур қилиш мумкин. Бу тўлқинларнинг ихтиёрий биттаси устида мулоҳазаларимизни давом эттирайлик. Яъси монохроматик тўлқиннинг (4. 6-расм) тебраниш текислиги нурнинг тушиш текислиги билан ихтиёрий бурчак ҳосил қилсин. Бу тўлқиннинг  $E$  векторини ихтиёрий икки ташкил этувчинининг йиғиндиси шаклида ифода

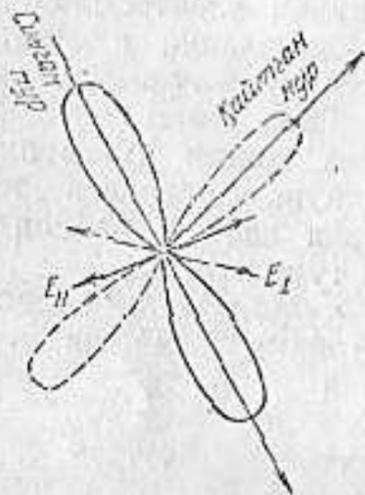
лашимиз мумкин. Ташкил этувчилардан бири нурнинг тушиш текислигида ётувчи  $E_{\parallel}$ , иккинчиси эса тушиш текислигига перпендикуляр бўлган  $E_{\perp}$  лардан иборат бўлсин. Диэлектрикдаги электронлар  $E_{\parallel}$  таъсирида нурнинг тушиш текислигида,  $E_{\perp}$  таъсирида эса тушиш текислигига перпендикуляр йўналишларда тебранинади. Бу тебранишларнинг ҳар бири туфайли яъси қутбланган иккилам-



4.6-расм.



4.7-расм.



4.8-расм.

чи тўлқинлар тарқалади. Хусусан,  $E_1$  таъсирида тушиш текислигига перпендикуляр йўналишда тебранувчи,  $E_2$  таъсирида эса тушиш текислигига тебранувчи ясси қутбланган иккиламчи тўлқинлар ҳосил бўлади. Иккиламчи тўлқинларнинг интенсивликлари тарқалиш йўналишига боғлиқ (4.7-расм). Тебраниш йўналишига перпендикуляр йўналишда ( $\theta = \pi/2$ ) нурланиш энг кучли бўлади. Аксинча, тебраниш йўналишида ( $\theta = 0$  ёки  $\pi$ ) эса нурланиш содир бўлмайди.  $E_2$  ва  $E_1$  лар таъсирида электрон нурлантираётган иккиламчи тўлқинларнинг интенсивликлари 4.8-расмда тасвирланган. Расмдан кўринишича, қайтган нур йўналишида  $E_1$  таъсирида тарқалаётган иккиламчи тўлқинлар  $E_2$  таъсирида тарқалаётган иккиламчи тўлқинлардан устунлик қилади. Шунинг учун қайтган нурда тушиш текислигига перпендикуляр йўналишдаги тебранишлар бошқа йўналишлардаги тебранишлардан кўпроқ бўлади. Ёруғлик диэлектрикка Брюстер бурчаги остида тушаётган бўлса,  $E_1$  қайтган нур билан устма-уст тушади. Натижада қайтган нур йўналиши бўйлаб  $E_2$  таъсирида иккиламчи тўлқинлар мутлақо нурлантирилмайди. Шунинг учун қайтган нур тўла қутбланган бўлади.

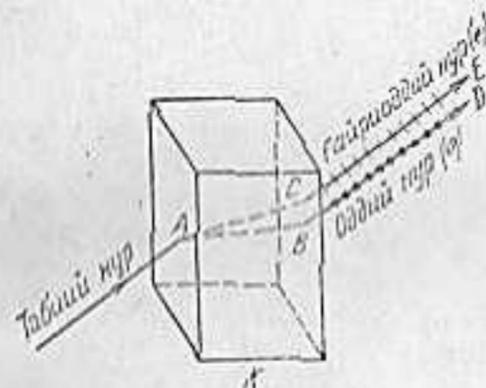
Синган нурнинг қисман қутбланишини қуйидагича тушутирилади. Табиий нурда барча йўналишлардаги тебранишлар тенг эҳтимолли. Тушаётган табиий нурнинг энергияси қайтган ва синган нурлар орасида тақсимланганлиги учун, энергиянинг сақланиш қонунига асосан, қайтган нурда бирор йўналишдаги тебранишлар кўпроқ бўлса, синган нурда шу йўналишдаги тебранишлар камроқ бўлиши керак. Шунинг учун қайтган нур қутбланганда синган нур ҳам қисман қутбланган бўлади.

чи тўлқинлар тарқалади. Хусусан,  $E_1$  таъсирида тушиш текислигига перпендикуляр йўналишда тебранувчи,  $E_2$  таъсирида эса тушиш текислигига тебранувчи ясси қутбланган иккиламчи тўлқинлар ҳосил бўлади. Иккиламчи тўлқинларнинг интенсивликлари тарқалиш йўналишига боғлиқ (4.7-расм). Тебраниш йўналишига перпендикуляр йўналишда ( $\theta = \pi/2$ ) нурланиш энг кучли бўлади. Аксинча, тебраниш йўналишида ( $\theta = 0$  ёки  $\pi$ ) эса нурланиш содир бўлмайди.  $E_2$  ва  $E_1$  лар таъсирида электрон нурлантираётган иккиламчи тўлқинларнинг интенсивликлари 4.8-расмда тасвирланган. Расмдан кўринишича, қайтган нур йўналишида  $E_1$  таъсирида тарқалаётган иккиламчи тўлқинлар  $E_2$  таъсирида тарқалаётган иккиламчи тўлқинлардан устунлик қилади. Шунинг учун қайтган нурда тушиш текислигига перпендикуляр йўналишдаги тебранишлар бошқа йўналишлардаги тебранишлардан кўпроқ бўлади. Ёруғлик диэлектрикка Брюстер бурчаги остида тушаётган бўлса,  $E_1$  қайтган нур билан устма-уст тушади. Натижада қайтган нур йўналиши бўйлаб  $E_2$  таъсирида иккиламчи тўлқинлар мутлақо нурлантирилмайди. Шунинг учун қайтган нур тўла қутбланган бўлади.

### 3- §. Ёруғликни иккига ажралиб синишидаги қутбланиш

Физик хусусиятлари йўналишларига боғлиқ бўлмаган муҳит *изотроп муҳит* деб, аксинча, йўналишларига боғлиқ бўлган муҳит, *анизотроп муҳит* деб аталади. Изотроп муҳитда (масалан, шиша пластинкада) ёруғликнинг синиши Снеллиус қонуни деб аталувчи синиш қонунига бўйсунди:

- 1) синган нур, тушувчи нур ва тушиш нуқтасига ўтказилган нормал бир текисликда ётади;
- 2) тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати айни муҳит учун ўзгармас катталиқ. Бу нисбат шу муҳитнинг синдириш кўрсаткичига тенг.



4.9-расм.

Анизотроп кристалларда (масалан, исланд шпатида) ёруғлик синганда манзара ўзгача бўлади (4.9-расм). Табиий нур  $K$  кристалнинг  $A$  нуқтасига тушган икки нур ( $AB$  ва  $AC$  лар) га ажралади. Бу нурлар кристалдан чиққач, табиий нурга параллел йўналишда ( $BD$  ва  $CE$ ) давом этадилар.

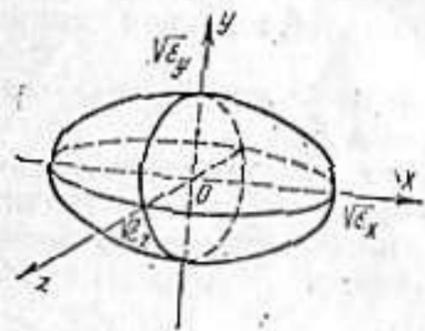
Кристалда нурларнинг синиши текширилганда қуйидагилар аниқланди:

- 1) синган нурлардан бири ( $AB$ ) Снеллиус қонунига тўла бўйсунди;
- 2) иккинчи синган нур ( $AC$ ) эса Снеллиус қонунига бўйсунмайди.

Шунинг учун  $AB$  нур *оддий нур* деб,  $AC$  нур эса *ғайриоддий нур* деб ном олди. Текширишларнинг кўрсатишича, оддий ва ғайриоддий нурлар ясси қутбланган экан. Лекин уларнинг тебранишлари ўзаро перпендикуляр текисликларда содир бўлади. Бундан ташқари, исланд шпатиининг оддий нур учун синдириш кўрсаткичи 1,658 га, ғайриоддий нур учун эса синдириш кўрсаткичининг қиймати нурнинг йўналишига боғлиқ бўлиб, кристалнинг оптик ўқи йўналишида 1,658 га, кристалнинг оптик ўқига перпендикуляр йўналишда 1,486 га тенглиги аниқланди. Эътибор берсангиз, нурнинг йўналиши кристалнинг оптик ўқига нисбатан

аниқланипти. У ҳолда кристалнинг оптик ўқи нима? — деган савол туғилади, албатта. Бу саволга жавоб бериш учун кристаллоптиканинг баъзи элементлари билан танишайлик.

Ҳар қандай муҳитда ёруғликнинг тарқалиш қонунларини муҳитга тушувчи бирламчи тўлқин ва ёруғлик



4.10-расм.

тўлқинининг электр майдони таъсирида вужудга келган „элементар нурлангич“ лар тарқатадиган иккиламчи тўлқинларнинг интерференциялашнинг натижаси сифатида ифодаланиши мумкин. Лекин анизотроп кристалларда иккиламчи тўлқинлар интерференциясини ҳисоблаш анча мураккаб. Шунинг учун Максвеллнинг электромагнит майдон назарияси асосида мулоҳазалар юргизамиз. Ёруғлик учун шаффоф бўлган аксарият жисмлар диэлектриклардир. Диэлектрикларнинг магнит синдирувчанлиги  $\mu = 1$  бўлганлиги учун кристалларнинг оптик анизотропияси уларнинг диэлектрик синдирувчанлигининг анизотропияси маҳсулидир ( $n = \sqrt{\epsilon}$  муносабатни эслаш), деб ҳисобласа бўлади. Натижада кристалл диэлектрик синдирувчанлигининг йўналишга боғлиқлик графигини қуйидаги усулда тасвирлаш мумкин. Кристалл ичида ихтиёрий  $O$  нуқтани танлаб оламиз. Бу нуқтадан турли йўналишлар бўйича шундай кесмачалар ўтказайликки, бу кесмачаларнинг узунликлари шу йўналишлардаги кристалл диэлектрик синдирувчанлигининг яримини даражасига ( $\sqrt{\epsilon}$ ) тенг бўлсин. Бу кесмачаларнинг иккинчи учларига тегиб ўтадиган сирт эллипсоид шаклида бўлади (4.10-расм). Эллипсоиднинг симметрия ўқлари бўйлаб тўғри бурчакли Декарт координата системасининг  $Ox$ ,  $Oy$  ва  $Oz$  ўқларини ўтказайлик. Бу ўқларнинг эллипсоид билан кесинган нуқталари  $O$  нуқтадан мос равишда  $\sqrt{\epsilon_x}$ ,  $\sqrt{\epsilon_y}$ ,  $\sqrt{\epsilon_z}$  узоқликда жойлашгандир. У ҳолда эллипсоиднинг тенгламаси

$$\frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z} = 1 \quad (4.3)$$

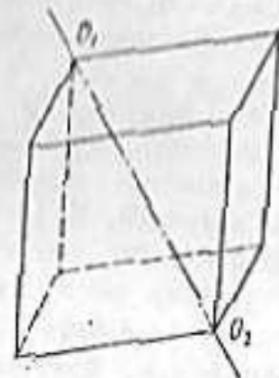
кўринишда бўлади. Одатда, эллипсоид муҳитнинг оптик индикатрисаси, (4.3) эса унинг тенгламаси деб аталади.

1)  $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z$  бўлса, кристалнинг оптик индикатрисаси сферик шаклга эга бўлади. Бундай кристалдаги барча йўналишларда  $\epsilon$  айнан бир хил қийматга эга. Шунинг учун бу муҳит оптик жиҳатдан ҳам изотроп деб ҳисобланади ( $n = \sqrt{\epsilon}$  га асосан).

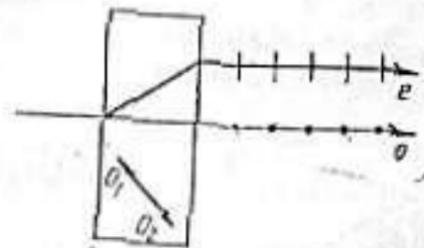
2)  $\epsilon_x \neq \epsilon_y = \epsilon_z$  бўлса, оптик индикатриса  $Ox$  ўқи атрофидаги айланма эллипсоид шаклига эга бўлади. Бу эллипсоидни  $YOZ$  текислик билан кесилса, айлана ҳосил бўлади. Демак,  $Ox$  га перпендикуляр бўлган барча йўналишлар бўйича  $\epsilon$  нинг қийматлари бир хил экан. Бундай кристални бир ўқли кристалл,  $Ox$  ўқини эса кристалнинг  $O$  нуқта учун оптик ўқи деб аталади. Шунини алоҳида қайд қилиш лозимки, кристалнинг бирор нуқтаси учун оптик ўқ деганда бу нуқтадан ўтувчи тўғри чизиқни эмас, балки кристалл ичидаги маълум йўналишнинг тушунини керак. Бу йўналишга параллел бўлган ҳар қандай тўғри чизиқ ҳам кристалнинг оптик ўқи бўлаверади.

Кристалнинг оптик ўқи орқали ўтган ҳар қандай текислик кристалнинг бош текислиги деб аталади. Бош текисликлар чексиз кўп бўлиши мумкин. Шунинг учун, одатда, ёруғлик нури ва оптик ўқ орқали ўтувчи текисликни кристалнинг бош текислиги деб қабул қилиш мақсадга мувофиқдир.

3)  $\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z$  бўлса, кристалл икки ўқли бўлади. Биз фақат бир ўқли кристалларда ёруғликнинг синишини ўрганамиз. Юқорида баён этилган тажрибада қўлланилган исланд шпати ҳам бир ўқли кристалдир. Бу кристалнинг оптик ўқи қандай йўналган?



4.11-расм.

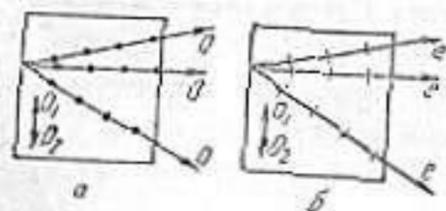


4.12-расм.

Исланд шпатиининг кристалл панжараси ромбоэдр шаклига (4.11-расм) эга. Ромбоэдр қийшайган кубга ўхшайди. Унинг  $O_1$  ва  $O_2$  бурчакларини бирлаштирувчи тўғри чизик, яъни кичик диагональ кристалнинг оптик ўқи дейилади. 4. 11-расмда исланд шпати кристалл панжарасининг биттагина ячейкаси тасвирланган. Кристалл парчасида эса шундай ячейкалар ҳар томондан ёнма-ён жойлашган бўлади. Барча ячейкаларнинг қисқа диагоналлари ўзаро параллел. Шунинг учун расмдаги  $O_1$ ,  $O_2$  тўғри чизик ёки кристалл ичидаги унга параллел бўлган ихтиёрий йўналишни исланд шпати кристаллининг оптик ўқи деб қабул қилинади.

Исланд шпати билан ўтказилган тажрибаларнинг кўрсатишича, фақат кристалнинг оптик ўқига параллел равишда ёруғлик тушган тақдирда нурни иккига ажралиб синиши кузатиладими экан, холос. Бошқа барча йўналишларда нур иккига ажралиб синади. 4. 12-расмда кристалл сиртига нормал равишда тушаётган нур тасвирланган. Бу ҳолда кристалнинг оптик ўқи  $O_1$ ,  $O_2$  ва тушувчи нур ўзаро параллел бўлмаганлиги учун нур кристалда иккига ажралади. Снеллиус қонунига бўйсунувчи оддий нур ўз йўналишини ўзгартирмайди. Гайриоддий нур эса ўзининг „гайриоддий“ хусусиятини намоён қилиб нормал йўналишдан оғади. Шунинг алоҳида қайд қилмоқ лозимки, бу нурнинг „гайриоддий“ лиги кристалга кириш ва чиқишда ҳамда кристалл ичида намоён бўлади. Кристалдан чиққандан сўнг бу нур „гайриоддий“ лигини йўқотиб, худди оддий нур каби ясси қутбланган нур бўлиб қолади. Аммо бу нурнинг тебраниш текислиги оддий нурнинг тебраниш текислигига перпендикулярдир. Текширишларнинг кўрсатишича, оддий нур  $E$  векторининг тебранишлари кристалл бош текислигига перпендикуляр йўналишда, гайриоддий нурники эса кристалл бош текислигида содир бўлади.

Энди, бир ўқли анизотроп кристалларда ёруғликнинг иккига ажралиб синишининг сабаби нимада?



4.13-расм.

— деган саволга жавоб беришимиз мумкин. 4.13-а расмда кристалнинг оптик ўқи билан турлича ҳосил қилиб тарқалаётган оддий нурлар тасвирланган. Бу нурларнинг  $E$  векторлари кристалнинг бош текислигига пер-

пендикуляр йўналишда тебранади. Демак, барча йўналишлардаги оддий нурларнинг  $E$  векторлари кристалнинг оптик ўқига перпендикулярдир. Бир ўқли анизотроп кристалнинг оптик ўқига перпендикуляр йўналишларда (4. 10-расмдаги  $OX$  га перпендикуляр йўналишларда)  $n_e$ нинг қиймати ўзгармас эди. Бундан оддий нурнинг синдириш кўрсаткичи

$$n_o = \text{const}, \quad (4.4)$$

деган хулосага келамиз.

Гайриоддий нурнинг  $E$  вектори кристалнинг бош текислигида жойлашган (4. 13-б расм). Расмдан кўринишича,  $E$  ва кристалнинг оптик ўқи орасидаги бурчак гайриоддий нурнинг йўналишига боғлиқ бўлиб, унинг қиймати 0 дан  $\pi/2$  гача ўзгаради. Бу эса гайриоддий нур учун бир ўқли анизотроп кристал (4. 10-расмга қ.)нинг синдириш кўрсаткичи

$$n_e \neq \text{const}, \quad (4.5)$$

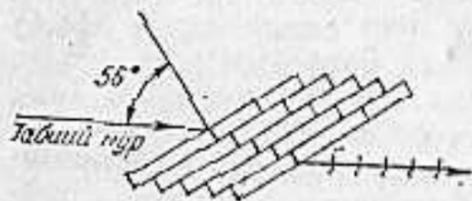
деган хулосага олиб келади.  $E$  ва оптик ўқ орасидаги бурчакнинг  $\pi/2$  га тенг қиймати кристалнинг оптик ўқи бўйлаб йўналган гайриоддий нурга тегишли бўлиб, бу ҳолда  $n_e = n_o$  бўлиб қолади. Ҳақиқатан, тажрибаларда фақатгина оптик ўқ йўналишида ёруғликнинг иккига ажралиб синиши кузатиладими. Сариқ ёруғликдан ( $\lambda_0 = 0,589$  мкм) фойдаланиб ўтказилган тажрибаларда исланд шпатиининг гайриоддий нур учун синдириш кўрсаткичи  $n_e$ нинг қиймати 1,658 дан (оптик ўқ йўналишида) 1,486 гача (оптик ўққа перпендикуляр йўналишида) ўзгарди.

Шундай қилиб, оддий ва гайриоддий нурларнинг синдириш кўрсаткичлари бир-бирдан фарқланганлиги учун бу нурларнинг кристалдаги синиш бурчаклари ҳам фарқланади. Натижада оддий ва гайриоддий нурлар бир-бирдан ажралиб давом этадилар.

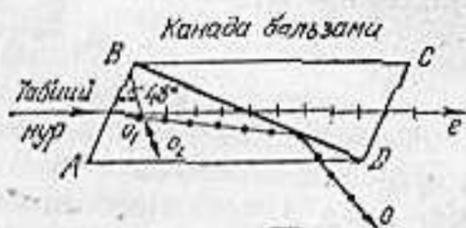
#### 4-§. Поляризаторлар

Табий ёруғликдан қутбланган ёруғлик олиш учун шундай шароитлар яратиш керакки, бу шароитларда ёруғлик тўлиқнинг  $E$  вектори муайян аниқ бир йўналиш бўйлаб тебранади деган бўлсин. Бундай шароитларни ўзида мужассамлаштирган қурилмалар поляризаторлар деб аталади.

1) тушаётган ёруғлик нури билан Брюстер бурчаги ҳосил қиладиган тарзда жойлаштирилган диэлектрикнинг ясси сиртидан поляризатор сифатида фойдаланиш мумкин. Шиша пластинка учун Брюстер бурчагининг қиймати  $56^\circ$  га тенг. Бундай шароитда қайтган нур тўлиқ қутбланган бўлади. Синган нур эса қисман қутбланган.



4.14-расм.



4.15-расм

Агар ўзаро параллел пластинкалар дастасидан фойдалансак (4.14-расм). ёруғлик бу пластинкаларда кўп марта сингандан сўнг амалда тўлиқ қутбланган бўлади;

2) анизотроп жисмга тушаётган ёруғлик икки ясси қутубланган нурга ажралади. Бирор усул ёрламида бу нурлардан бирини йўқотсак, жисмдан фақат битта қутбланган (оддий ёхуд гайриоддий) нур чиқади, холос. Масалан, француз олими Николь томонидан таклиф этилган поляризатор (4.15-расм) исланд шпатидан тайёрланган иккита ( $ABD$  ва  $BDC$ ) призмадан иборат. Призманинг оптик ўқи  $AB$  қирра билан  $48^\circ$  ли бурчак ташкил қилади. Бу призмалар канада бальзами билан елимланган. Елим қатламнинг (расмдаги  $DB$  қатлам) синдириш кўрсаткичи ( $n_d = 1,550$ ) исланд шпатининг оддий нур учун синдириш кўрсаткичидан ( $n_o = 1,65$ ) кичик, гайриоддий нур учун синдириш кўрсаткичидан ( $n_e = 1,515$ ) катта. Шунинг учун табiiй ёруғлик Николь призмасининг  $ABD$  қисмида ккки ясси қутбланган нур ( $o$  ва  $e$  нурлар) га ажралиб, канада бальзамидан иборат  $DB$  қатламга тушганда, уларнинг тақдири турлича бўлади: оддий нур оптик зичлиги каттароқ муҳитдан оптик зичлиги кичикроқ муҳитга ( $n_o > n_d$ ) тушганлиги туфайли тўла ички қайтиш ҳодисаси рўй беради. Натижада оддий нур призманинг  $BDC$  қисмига умуман ўтмайди ва ташқарига чиқиб кетади. Гайриоддий нур эса канада бальзамининг юпқа қатламидан бемалол ўтади, чунки  $n_e < n_d$ . Шу тариқа Николь призмаси (ёки оддийгина николь) дақ фақат гайриоддий нур ўтади, унинг тебранишлари призманинг бош текислигига мос бўлган текисликда (4.15-расмдаги ҳолда чизма текислигида) содир бўлади;

3) анизотроп кристалларнинг ёруғликни ютиш хусусияти ҳам ўзгача, яъни оддий ва гайриоддий нурларнинг ютилиши бир хил бўлмайди. Дихроизм деб аталадиган бу ҳодиса туфайли баъзи кристалларда ясси қутбланган нурлардан бири бутунлай ютилади. Масалан турмалин кристаллида оддий нурнинг ютилиш коэффициенти гайриоддий нурникидан бир неча марта катта. Қаллилиги 1 мм бўлган турмалин пластинкасида оддий нур ютилиб, ундан фақат гайриоддий нурлар чиқади. Демак, дихроизм хусусияти кескин намсён бўладиган анизотроп кристалларда иккига ажралиб синган нурлардан бири ўз-ўзидан йўқолади. Бу эса улардан поляризатор сифатида фойдаланиш имконини беради;

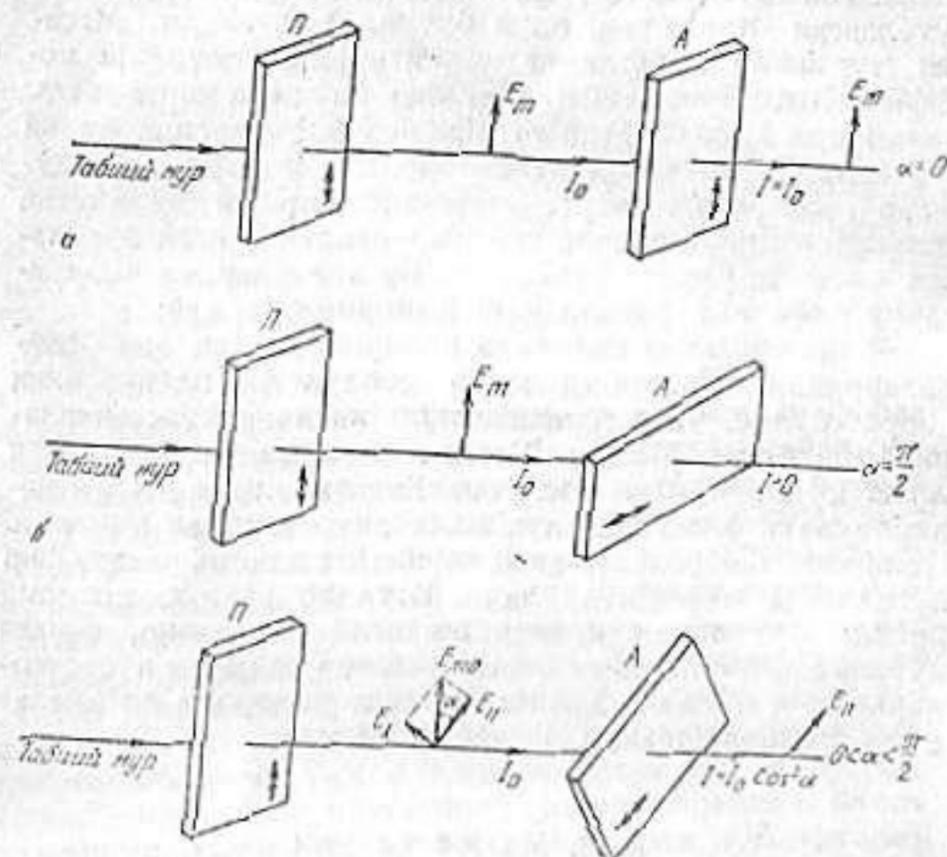
4) поляризатор сифатида поляроидлардан ҳам фойдаланилади. Поляроид юпқа целлюлоид плёнкасида иборат бўлиб, унга герпатитнинг ингичка кристалчалари киритилган бўлади. Герпатит дихроизм хусусияти жуда кучли бўлган жисмдир. Герпатитнинг 0,1 мм қаллиликдаги пластинкасида оддий нур тамоман ютилади. Поляроид тайёрланаётганда герпатит кристалчалари бир йўналишга жойлаштирилади. Шунинг учун целлюлоид плёнка ёруғликни иккига ажратиб синдириш, синган нурлардан бирини ютиб, иккинчисини ўтказиш хусусиятига эга бўлади. Ҳозирги вақтда поляроид плёнкалар кенг ленталар шаклида тайёрланмоқда.

## 5-§. Малюс қонуни

Поляризаторлардан фақат қутбланган ёруғлик олиш мақсадидагина эмас, балки нурни қутбланган ёки қутбланмаган эканлигини га қутбланган нурнинг тебраниш текислигини аниқлаш (анализ қилиш) учун ҳам фойдаланилади. Шундай мақсадда ишлатиладиган поляризатор анализатор деб аталади.

Поляризатор вазифасини ўтаётган турмалин пластинкага (4.16-расм) перпендикуляр равишда табiiй нур тушаётган бўлсин. Поляризатордан ўтган нур ясси қутбланган, унинг тебранишлари поляризаторнинг оптик ўқига параллел йўналишда содир бўлади. Бу ясси қутбланган нур йўлига иккинчи турмалин пластинкасини жойлаштирайлик. У анализатор (А) вазифа-

сини бажаради. Тажрибаларнинг кўрсатишича, поляризатордан ва анализатор оптик ўқларининг йўналишлари ўзаро параллел бўлса (4. 16- а расмга қ), поляризатордан ўтган ёруғлики анализатор тўлиқ ўтказадн, яъни  $I = I_0$ . Иккала пластинка (П ва А) нинг оптик ўқлари ўзаро перпендикуляр бўлса, (4. 16- б расм), анализатордан



4.16- расм.

ёруғлик тамоман ўтмайди, яъни  $I = 0$ . Оралиқ вазиятларда эса, яъни пластинкалар оптик ўқлари орасидаги бурчак  $0 < \alpha < \pi/2$  бўлганда (4. 16- в расм) анализатордан ўтган ёруғлик интенсивлиги  $0 < I < I_0$  интервалдан ўзгаради. Охири ҳолини сатафсилроқ муҳокама қилайлик.

Поляризатордан ўтган ёруғлик тўлқини  $E$  векторининг амплитуда қийматини  $E_m$  деб белгилайлик.  $E_m$  векторни икки ташкил этувчига шундай ажрагайликки, биринчи ташкил этувчи —  $E_1$  анализатор оптик ўқига параллел, иккинчи ташкил этувчи —  $E_2$  эса унга перпендикуляр бўлсин. Бу амал битта тўлқинини иккита

ўзаро перпендикуляр текисликларда тебранувчи ясси қутбланган тўлқинларининг йиғиндиси деб ҳисоблашга эквивалентдир. Албатта, анализатор орқали  $E$  векторининг амплитуда қиймати

$$E_1 = E_m \cos \alpha \quad (4.6)$$

бўлган тўлқини ўтади. Ёруғлик интенсивлиги амплитуда квадратига пропорционал ( $I \sim E^2$ ) бўлганлиги учун, (4.6) га асосланиб,

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (4.7)$$

муносабатини ёза оламиз. Бу ифода Малюс қонунини ифодалайди: анализатордан ўтган ёруғлик интенсивлиги анализатор ва поляризаторнинг оптик ўқлари орасидаги бурчак косинусининг квадратига пропорционалдир.

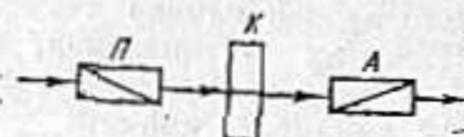
Шунинг қайд қилайликки, Малюс ўзининг қонунини ёруғликини тўлқини эмас, балки корпускула деб тасаввур қилиш асосида чиқарган. Кейинчалик Араго томонидан ўтказилган аниқ фотометрик ўлчашлар Малюс қонунининг тўғрилигини тасдиқлади.

#### 6-§. Оптик анизотропияни сунъий равишда ҳосил қилиш усуллари

Ҳисемларда оптик анизотропияни сунъий равишда вужудга келтириш усуллари баён қилишдан аввал, умуман анизотропияни қайд қилишнинг оптик воситаси билан танишайлик.

Шаффоф анизотроп жисемларни унга тушувчи ясси қутбланган ёруғликлар ёрдамида ўрганиш кенг тараққалган. Масалани соддалаштириш мақсадида оптик ўқига параллел равишда кесиб олинган бир ўқли кристалл пластинкани текширайлик. Тажриба қурилмаси схематик тарзда 4. 17- расмда тасвирланган. Табiiий монохроматик ёруғлик поляризатор вазифасини ўтовчи П николга тушади. Ундан чиққан ясси қутбланган нур К кристалл пластинкадан ўтиб, анализатор вазифасини ўтовчи А николга тушади. Пластинкани икки николь оралиғидан олиб туриб, поляризатор ва анализаторларни ўзаро перпендикуляр вазиятга мослаб оламиз. Қурилманинг бу вазияти 4. 16- б расмда тасвирланган ҳолини эслагани. Бу ҳолда анализатордан ёруғлик ўтмайди, албатта. Агар николлар оралиғига изотроп кристалдан кесиб олинган пластинка жойлаштирилса ҳам аҳвол ўзгармайди, яъни

анализатордан ёруғлик ўтмайди. Энди анизотроп кристалдан кесиб олинган пластинкани ўз жойига, яъни николлар ораллигига жойлаштирайлик.



4.17-расм.

Натижада аҳвол ўзгаради, системадан ёруғлик ўтади. Сабаби нимада? Сабаби шундаки, поляризатордан чиққан ёруғликнинг қутбланганлик ҳолатини кристалл пластинка ўзгартиради. Ҳақиқатан, кристалга тушаётган нурлар дастаси иккига ажралиб синиши туфайли вужудга келган оддий ва гайриоддий нурларнинг анализатордан ўтиб интерференциялашиши натижасида пайдо бўладиган манзара кузатилади. Лекин икки ёруғлик тўлқинининг интерференциялашиши учун қуйидаги икки шарт бажарилиши лозим эди:

1) иккала нур когерент бўлиши, яъни устма-уст тушаётган ёруғлик тўлқинларнинг фазалар фарқи ўзгармаслиги керак;

2) иккала ёруғлик тўлқинининг тебраниш текисликлари мос тушиши керак.

Текшириляётган ҳолда биринчи шарт бажарилади, чунки оддий ва гайриоддий нурларнинг фазалар фарқи—

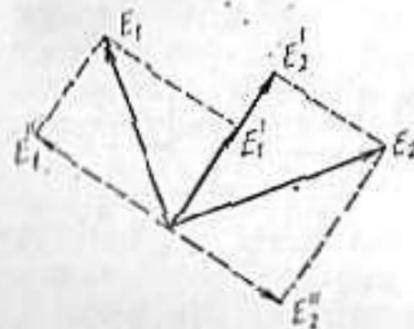
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda}(n_o - n_e) \quad (4.8)$$

мазкур ёруғликнинг тўлқин узунлиги  $\lambda$  учун ўзгармасдир. Бу ифодада  $d$  — пластинканинг қалинлиги. Иккинчи шарт эса биринчи қарашда бажарилмайдигандек бўлиб кўринади, чунки кристалл пластинкада иккига ажралган оддий ва гайриоддий нурларнинг  $E$  векторлари ўзаро перпендикуляр текисликларда тебранишлари лозим. Аммо бу нурларнинг  $E$  векторлари (4.18-расмдаги  $E_1$  ва  $E_2$  лар) нинг анализатор бош текислигига параллел ташкил этувчилари  $E'_1$  ва  $E'_2$  лар) бир текисликда тебранади. Шунинг учун анализатордан чиқаётган иккала нурнинг интерференциялашиши учун барча имкониятлар мавжуд. Агар пластинканинг қалинлиги нотекис бўлса, интерференцион манзарада ёритилганлик бир текис бўлмайди, ёруғ ва қоронғи соҳалар пайдо бўлади. Тажрибада монохроматик ёруғлик эмас, балки оқ ёруғлик қўлланилса манзара ранг-баранг бўлади.

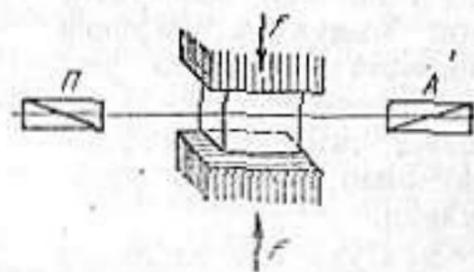
Юқорида баён этилган тажрибада кузатилган ҳодисалар фақат кристалл пластинкалардан ёруғлик ўтган ҳоллардагина эмас, балки поляризатор ва анализатор

оралиғига анизотроп жисмлар жойлаштирилган барча ҳолларда ҳам содир бўлади. Демак, бу қурилма жисмларда суъвий равишда ҳосил қилинган анизотропиянинг мавжудлигини текшириш учун қўлланиладиган сезгир усулдир.

Жисмларда суъвий анизотропия вужудга келтиришни бир неча усуллари аниқланган.



4.18-расм.



4.19-расм.

1. Шаффоф жисмини сиқиш (ёки чўзиш) натижасида ўзига ҳос шундай бир хусусият вужудга келадиги, у оптик ўқи сиқилиш (ёки чўзилиш) йўналишида бўлган кристалли эслатади (4.19-расм). Шунинг учун жисм механик деформация таъсирида „квизикристалл“ га айланади, дейиш ҳам мумкин. Т. Зеебек ва Д. Брюстер механик деформация таъсири туфайли изотроп материалларда ёруғликнинг иккига ажралиб синишини кузатдилар. Тажрибалардан аниқланишича, оптик ўққа перпендикуляр йўналишлардаги оддий ва гайриоддий нурлар синдириш кўрсаткичларининг фарқи жисмга таъсир этаётган кучлангиш (жисмнинг бирлик қўдаланиш кесимига нормал равишда таъсир этувчи куч, яъни  $\sigma = F/S$ ) га пропорционал:

$$n_o - n_e = k\sigma \quad (4.9)$$

бунда  $k$  — муайян жисмининг хусусиятларига боғлиқ бўлган коэффициент.

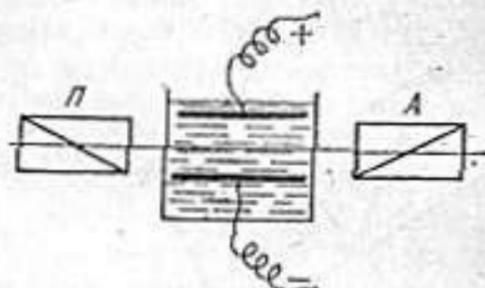
Агар жисмининг қалинлигини  $d$  деб белгиласак, жисмдан чиққан оддий ва гайриоддий нурларнинг фазалар фарқи

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_o - n_e) = \frac{2\pi}{\lambda} d k \sigma \quad (4.10)$$

бўлади. Бу ифода интерференцион манзарадаги максимум ва минимумларнинг вазиятларини аниқлайди. Агар

тажрибала оқ ёруғликдан фойдаланилса, манзара турли рангларга бўялган бўлади. Ранглар тақсимоти жисм ичидаги зўриқишлар тақсимотига боғлиқ.

Бу ҳодисадан шаффоф жисмлардаги деформацияларни аниқлашда кенг қўлланилади. Шаффоф бўлмаган жисмларга ҳам бу усулни қўллаш мумкин. Бунинг учун ўрганилиши лозим бўлган объект (кўприк, бино, машина элементи) нинг моделини шаффоф жисмдан ясалади ва уни мос пропорциядаги кучланиш таъсирида деформациялаб тажриба ўтказилади.



4.20-расм.

2. Суюқ ёки газсимон изотроп диэлектрик электр майдонга жойлаштирилганда анизотропия вужудга келишини Ж. Керр аниқлаган. Шунинг учун бу ҳодиса Керр эффекти деб ном олган. Бу ҳодисани ўрганиш учун қўлланиладиган қурилма схематик тарзда 4.20-расмда тасвирланган. Поляризатор ва анализатор оралигида бирор идишга солинган суюқлик (масалан, нитробензол) жойлаштирилади. Суюқликка жойлаштирилган металл пластинкаларга потенциаллар фарқи берилса, суюқлик ёруғлигини иккига ажратиш синдириш хусусиятига эга бўлади. Керр эффекти диэлектрик қутбланишнинг самарасидир. Ташқи электр майдон таъсирида диэлектрик молекулалари электр майдон йўналишига нисбатан маълум йўналишда ориентацияланади. Бу эса диэлектрикнинг анизотропик хусусиятга, хусусан оптик анизотропияга эришишига сабабчи бўлади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, электр майдонга перпендикуляр йўналишдаги гайриоддий ва оддий нурлар учун қутбланган суюқлик синдириш кўрсаткичларининг фарқи майдон кучланганлиги  $E_z$  билан қуйидагича боғланган:

$$n_e - n_o = B \lambda E_z^2, \quad (4.11)$$

бунда  $B$  — Керр доимийси деб аталувчи коэффициент. Керр доимийси жисмнинг табиатига боғлиқ. Муайян жисм учун унинг қиймати тўлқин узунлиги  $\lambda$  ва температурага боғлиқ. Температура ошган сари  $B$  камаяди, чунки температура юқорилашганда иссиқлик ҳаракатининг дезориентацион таъсири ҳам кучаяди.  $d$  қалинликдаги суюқлик қатламидан ўтаётган оддий ва гайриоддий

нурларнинг фазалар фарқи учун қуйидаги ифодани ёза оламиз:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_e - n_o) = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot B \lambda E_z^2 \Rightarrow 2\pi d B E_z^2 \quad (4.12)$$

Керр эффектида жисмларнинг анизотропик хусусиятлари кескин намоён бўлади. Масалан,  $d = 0,143$  м бўлган идишга солинган нитробензол устида  $\lambda_o = 5 \cdot 10^{-7}$  м ёруғлик билан тажриба ўтказилаётган бўлса,  $E_z = 3 \cdot 10^6$  В/м электр майдонда оддий ва гайриоддий нурларнинг фазалар фарқи  $\Delta\varphi = \pi$  бўлади. Демак, электр майдон таъсир этмагунча қоронғилик кузатилса, электр майдон таъсирида анализатордан максимал ёруғлиkning ўтиши кузатилади. Шунинг ҳам қайд қилайликки, (4.12) ифодага асосан,  $\Delta\varphi$  ёруғлиkning тўлқин узунлигига боғлиқ эмас.

Керр эффектининг яна бир ажойиб хусусияти шундан иборатки, майдон таъсир этган замонда (аниқроғи тахминан  $10^{-9}$  с вақт ичида) жисм анизотропик ҳолатга эришади. Майдон йўқотилганда ҳам шундай тезлик билан жисм изотроп ҳолатини тиклайди. Узининг бу ажойиб хусусияти туфайли Керр эффекти ёруғлик интенсивлигини ниҳоят тез ўзгартириш лозим бўлган техниканинг соҳаларида кенг қўлланилмоқда. Масалан, тез кинога олишда, тез ўзгарадиган процессларни текширишда ва ҳоказо.

3. Кучли магнит майдон ( $H_z$ ) таъсирида баъзи изотроп жисмларда (суюқлик, шиша ва коллоидлар) оптик анизотропия вужудга келади. Бу ҳодисани Э. Коттон ва Х. Мутонлар текширгани учун уларнинг номи билан Коттон—Мутон эффекти деб юритилади. Таъсирловчи магнит майдон йўналишига перпендикуляр равишда тарқалаётган гайриоддий ва оддий нурлар учун текшириладиган жисм синдириш кўрсаткичларининг фарқи

$$n_e - n_o = C \lambda H_z \quad (4.13)$$

бўлади. Бунда  $C$  — Коттон—Мутон доимийси. У жисмнинг табиатига, тўлқин узунлигига ва температурага боғлиқ.

## ИССИҚЛИК НУРЛАНИШ

Нурланишлар турли хил бўлади. Масалан, оксидланган фосфорнинг нурланиши, газлардан электр ток ўтиш жараёнида вужудга келадиган нурланиш, қаттиқ жисملарни электрэнлар билан бомбардимон қилиш натижасида вужудга келадиган нурланиш, қандирилган жисмнинг нурланиши, яъни иссиқлик нурланиши ва ҳоказо. Бу нурланишлар бир-биридан ўзларининг вужудга келишининг табияти билан ажралиб туради. Лекин ҳар қандай нурланиш жараёнида ҳам энергиянинг бирор тури нурланиш энергиясига айланади. Хусусан, *Иссиқлик нурланишида нурланаётган жисм зарраларининг ҳаётий иссиқлик ҳаракат энергиясининг бир қисми электромагнит тўлқин тарзида нурланади.* Бу нурланиш абсолют нолдан фарқи барча температуралаги жисмларда кузатилади ва температурага кучли боғлиқ бўлади. Шунинг учун, баъзан, иссиқлик нурланишини температуравий нурланиш деб ҳам аталади. Бу собада нурланишнинг шу турини ўрганамиз.

Иссиқлик нурланишига бид қонуларни баёқ қилишдан олдин нурланиш ва унинг жисм билан таъсирлашининг характерлаш учун қўлланиладиган баъзи катталикларнинг моҳияти билан танишайлик.

## 1-§. Нурланиш ва жисм орасидаги муносабат характеристикалари

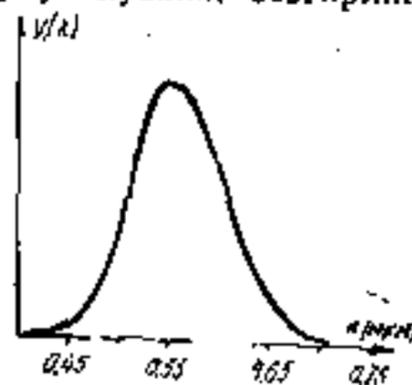
Ҳар қандай нурланишнинг асосий характеристикаси сифатида унинг оқими қабул қилиниши керак. Бирор юз орқали нурланишнинг оқими деганда бирлик вақтда шу юз орқали ўтаётган нурланиш энергияси тушунилади:

$$\Phi = \frac{dW}{dt} \quad (5.1)$$

бунда  $dW$  берилган юз орқали  $dt$  вақт ичиде ўтган нурланиш энергияси.

Турли нурланишлар бир-биридан спектрларининг узлуқли ёхуд узлуқсизлиги, спектрларининг кенглиги ва спектрнинг айрим қисмларига масс келувчи нурланиш оқими билан фарқланади. Нурланиш спектрининг турли қисмлари турлича хусусиятларга эга бўлиб, ўз-

ларини турлича намоён қилади. Масалан,  $\lambda = (0,40 + 0,75)$  мкм интервалдаги нурланиш инсон кўзига таъсир қилиш хусусияти билан ажралиб туради. Инсон кўзининг турли тўлқин узунлиқли ёруғликларни сезувчанлик хусусияти турлича, тўлқин узунлиги  $0,555$  мкм бўлган нурланиш (яшил нур) учун кўзининг сезгирлиги энг катта бўлади. Агар бу нурларининг кўрнитувчанлик функцияси  $V(\lambda)$  ни  $1$  га тенг деб олсак (5.1 расм), бошқа тўлқин узунлиқли ёруғлик нурлари учун  $V(\lambda)$  ниинг қиймати  $1$  дан кичик бўлади. Тўлқин узунлиқлари  $0,40$  мкм дан кичик ва  $0,75$  мкм дан катта бўлган нурланишларнинг оқими эса инсон кўзида кўриш сезгирлики батамом уйғотмайди. Лекин айрим интервалдаги тўлқин узунлиқли нурланишлар химиявий реакция, фотоэфект ёхуд газларнинг ионланисини каби жараёнларни вужудга келтириши мумкин. Тўлқин узунлиқлари анча катта бўлган нурланишлар оқимини эса электромагнит тебраниш контурлари ёрдамида қайд қилиш мумкин.



5.1-расм.

Умуман, нурланиш оқими  $[\Phi]$  кўзатишда қ. кувват бирликларида ўлчангани керак. СИ да ватт (Вт) ларда ўлчанади. Лекин нурланишларнинг айрим соҳалари учун бошқа бирликлар ҳам мавжуд. Масалан, ёруғлик тўлқинларининг оқими люмен (лм) ларда ўлчанади. Мантиқий жиҳатдан ёруғлик оқимининг бирлиги асосий бирлик сифатида танилаб олинган лозим эди. Бироқ тирехий едилларга кўра, СИ да ёруғлик кучининг бирлиги асосий деб қабул қилинган. Ёруғлик кучини маъна (нурланиш) нурланишнинг фазовий бурчак бирлигига тўғри келадиган ёруғлик оқими тарзида аниқлашди:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (5.2)$$

бунда  $d\Phi$  — етарлича кичик  $d\Omega$  фазовий бурчак ичиде тарқалаётган ёруғлик оқими. СИ да ёруғлик кучининг ўлчов бирлиги кандела (кд). Бир кандела —  $101325$  Па босим остида бўлган платинанинг қотиш температура-турасидаги (яъни  $2012$  К даси) тўла нурланишнинг

$\frac{1}{600\,000}$  м<sup>2</sup> юзидан перпендикуляр йўналишда нурлантириллаётган ёруғлик кучидир.

Демак, (5.2) ифодага асосан, ёруғлик кучи 1 кандела (кд) бўлган нурлагич 1 стерадиан (ср) фазовий бурчакда ҳосил қиладиган ёруғлик оқими 1 люмен (лм) дир:

$$1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср.} \quad (5.3)$$

Тажрибалар асосида тўлқин узунлиги  $\lambda = 0,555$  мкм бўлган нурланишнинг 1 лм ёруғлик оқимига 0,0016 Вт энергия оқими тўғри келиши аниқланди. Шунинг учун

$$A = 0,0016 \frac{\text{Вт}}{\text{лм}} \quad (5.4)$$

катталиқ ёруғлиқнинг механик эквиваленти деб аталган. Яшил нур учун кўринувчанлик функцияси  $V(\lambda) = 1$  эди. Шунинг учун  $V(\lambda) \neq 1$  бўлган нурланишларнинг 1 лм ёруғлик оқимига  $\frac{A}{V(\lambda)}$  Вт энергия оқими мос келади. Нурланиш оқими ( $\Phi$ ) бирор ясси параллел пластинка шаклидаги жисм сиртига тушаётган бўлсин. Бу оқим қисман қайтади ( $\Phi_x$ ), қисман жисмда ютилади ( $\Phi_y$ ), қолган қисми эса жисмдан ўтади ( $\Phi_z$ ), яъни

$$\Phi_x + \Phi_y + \Phi_z = \Phi \quad (5.5)$$

теңлик бажарилади. Бу теңлиқнинг иккала томонини  $\Phi$  га тақсимласак ва қуйидаги:

$\Phi_x / \Phi = r$  жисмнинг нур қайтариш қобилияти;

$\Phi_y / \Phi = a$  жисмнинг нур ютиш қобилияти;

$\Phi_z / \Phi = D$  жисмнинг нур ўтказиш қобилияти

— белгилашлардан фойдалансак, (5.5) ифода

$$r + a + D = 1 \quad (5.6)$$

кўринишга келади. Нисбатан қалинроқ бўлган кўпгина қаттиқ жисмлар учун  $D = 0$  деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда (5.6) ифода

$$r + a = 1 \quad (5.7)$$

кўринишга келади. Бу ифода тўлқин узунлиқлари турлича бўлган (умумий ҳолда  $0 < \lambda < \infty$ ) нурланиш-

лар учун ўринли. Тажрибаларнинг кўрсатишича,  $r$  ва  $a$  ning қийматлари жисмнинг температурасига ва жисмга тушаётган нурланишнинг  $\lambda$  тўлқин узунлигига боғлиқ. Шунинг учун  $T$  температурали жисмнинг  $\lambda$  тўлқин узунликли нур қайтариш қобилиятини  $r_{\lambda,T}$ , нур ютиш қобилиятини эса  $a_{\lambda,T}$  билан белгиласак, (5.7) ифодани қуйидаги кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$r_{\lambda,T} + a_{\lambda,T} = 1. \quad (5.8)$$

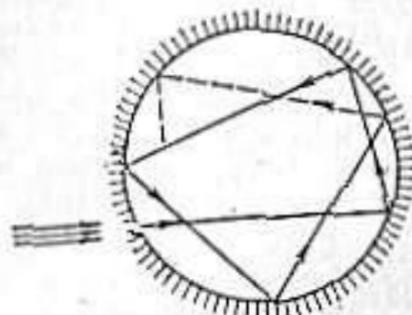
Умуман,  $r_{\lambda,T}$  ва  $a_{\lambda,T}$  лар 0 дан 1 гача бўлган интервалда ўзгариши мумкин. Икки чегаравий ҳолни кўрайлик:

1)  $r_{\lambda,T} = 1$  ва  $a_{\lambda,T} = 0$ ,  
яъни жисмга тушаётган нур тўла қайтарилади. Бундай жисм *абсолют оқ жисм* деб аталади.

2)  $r_{\lambda,T} = 0$  ва  $a_{\lambda,T} = 1$ ,

яъни жисмга тушаётган нурланиш қайтарилмайди, у бутунлай ютилади. Бундай жисм *абсолют қора жисм* деб аталади.

Табиатда абсолют оқ жисм ҳам, абсолют қора жисм ҳам учрамайди. Ҳар қандай жисм тушаётган нурланишнинг бир қисмини ютса, қолган қисмини қайтаради. Уларнинг бир-биридан фарқи шундаки, баъзи жисмлар нурланишнинг кўпроқ қисмини ютса, бошқа жисмлар камроқ қисмини ютади. Шунинг учун биринчи хил жисмларни иккинчиларига нисбатан қорароқ дейиш мумкин. Масалан, табиатда мавжуд бўлган энг қора жисм—қоракуя учун кўринувчан ёруғлик  $\lambda = (0,40 + 0,75)$  мкм соҳасида, нур ютиш қобилияти 0,99 га яқин. Лекин у инфракизил нурларни камроқ ютади. Одатда, ўзининг хусусиятлари билан абсолют қора жисмдан кам фарқланадиган моделдан фойдаланилади. Бундай модель (5.2-расм) жуда кичик тешикка эга бўлган берк ковак идишдан иборат. Ихтиёрий тўлқин узунликли нур тешик орқали ковакка кириб қолгач, унинг ички деворларидан кўп марта қайтгандан кейингина қайтиб чиқа олади. Ҳар бир қайтиш жараёнида нур



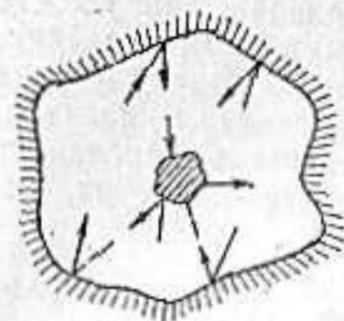
5.2-расм.

энергиясининг бир қисми ютилади, натижада нур энергиясининг жуда кичик улушигина ковакдан қайтиб чиқиши мумкин. Шунинг учун бундай моделнинг нур ютиш қобилияти 1 га жуда яқин бўлади.

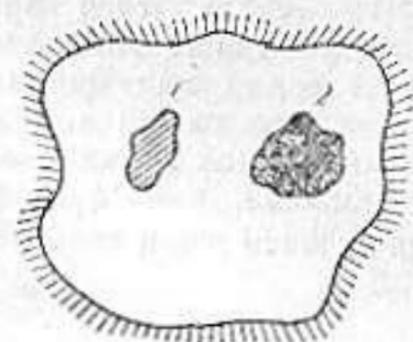
Жисмнинг нур қайтариш ва нур ютиш қобилиятларидан ташқари яна бир характеристикаси мавжудки, у  $T$  температурадаги жисмнинг бирлик сиртидан бирлик вақтда нурланаётган электромагнит тўлқинларнинг энергиясини ифодалайди. Бу катталики  $T$  температурадаги жисмнинг нур чиқариш қобилияти деб аталади ва  $e_T$  орқали белгиланади.  $\rho$  ва  $a$  лар ўлчамсиз катталиклар, чунки улар жисмга тушаётган нурланиш оқимининг улуши билан характерланади.  $e_T$  эса, юқоридаги таърифга асосан,  $\text{Вт}/\text{м}^2$  ларда ўлчанади.  $e_T$  жисмнинг тўла нур чиқариш, яъни  $0 < \lambda < \infty$  интервалдаги нурларни чиқариш қобилиятидир. Бундан ташқари  $T$  температурадаги жисмнинг  $\lambda$  тўлқин узунликли нур чиқариш қобилияти  $e_{\lambda,T}$  катталиклдан ҳам фойдаланилади. Бу катталик  $T$  температурадаги жисмнинг бирлик сиртидан бирлик вақтда нурлантирилаётган электромагнит тўлқинлар энергиясини ифодалайди ва  $(\text{Вт}/\text{м}^2) : \text{м} = \text{Вт}/\text{м}^3$  ларда ўлчанади. Абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятини бошқа жисмларникидан фарқ қилиш мақсадида  $E_{\lambda,T}$  деб белгиланади.

## 2-§. Кирхгоф қонуни

Иссиқлик нурланиш бошқа турдаги нурланишлардан ўзининг бир хусусияти билан кескин фарқланади. Бу хусусиятнинг моҳияти қуйидагидан иборат.  $T$  температурадаги жисм қобиқ билан ўралган бўлсин (5.3-расм). Қобиқ иссиқлик ўтказмайди ва нурланишни тўлиқ қайтарувчи идеал жисмдан тайёрланган деб фараз қилайлик. Қобиқ ичидан ҳавосини сўриб олайлик. Жисм чиқарган нурланиш қобиққа тушиб, ундан бир ёки бир неча марта қайтган, яна жисмга тушади. Жисм эса бу нурланишни қисман ёки тўлиқ ютади. Қисман ютса, қолган қисмини қайтаради. Шу тарзда жисм ва қобиқ ичидаги нурланиш орасида энергия алмашинуви давом этиб туради, яъни жисм ўзининг бирлик юзидан бирлик вақтда нурланиш сифатида қанча энергия чиқарса, нурланишни ютиш жараёнида худди шунча энергияни қабул қилади. Шунинг учун жисмнинг температураси ўзгармайди. Бу ҳолатни мувозанатли ҳолат дейилади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, нур-



5.3-расм.



5.4-расм.

лангич (нур чиқарувчи жисм) билан нурланишнинг мувозанатда бўлиши фақатгина иссиқлик нурланиш содир бўладиган ҳоллардагина кузатилади. Шунинг учун баъзан иссиқлик нурланишни мувозанатли нурланиш деб ҳам аталади. Бошқа турдаги барча нурланишлар эса мувозанатсиз нурланишлар ҳисобланади. Масалан, фосфорнинг оксидланиш жараёнида химиявий реакция давом этган сари нурланаётган жисм ўзининг бошлангич ҳолатидан узоқлашаверади.

Термодинамик мувозанат қобиқ ичида бир эмас, балки бир неча жисм жойлашган ҳол учун ҳам ўринли бўлади. Масалан, қобиқ ичида иккита бир хил температурадаги, яъни термодинамик мувозанатдаги жисм жойлашган ҳолни муҳокама қилайлик (5.4-расм). Агар шу жисмлардан бири кўпроқ энергия нурлантириб камроқ энергия ютаётган бўлса, бу жисмнинг температураси пасайиб кетиши лозим. Бунинг эвазига иккинчи жисм температураси ортиши керак. Бинобарин, бирдан-бир натижаеи совуқроқ жисмдан иссиқроқ жисмга энергия узатиш бўлган жараён амалга оширилган бўлади. Бундай жараённи амалга ошириш мумкин эмас, чунки у термодинамиканинг иккинчи бош қонунига зиддир. Демак, термодинамик мувозанат ҳолатидаги жисмлар системасига онд ҳар бир жисм қанча энергия нурлантирса, шунча нурланиш энергиясини ютади. Агар юқорида баён этилган мисолдаги (5.4-расмга қ.) жисмлар турлича энергия ютса, улар нурлантираётган энергия ҳам турлича бўлади. Жисмлардан биринчиси оддий жисм (яъни абсолют қора эмас), иккинчиси эса абсолют қора жисм бўлсин. У ҳолда биринчи жисмнинг тўла нур чиқариш ва ютиш қобилиятларини мос равишда  $e_T$  ва  $a_T$  деб белгилаймиз. Иккинчи жисмнинг нур чиқариш қобилияти  $E_T$ , нур ютиш қобилияти эса 1 га тенг.

Бу иккала жисм орасида нурланиш воситасида энергия алмашинувини миқдоран муҳокама қилайлик. Бу жисмлар ҳар бирининг бирлик юзидан бирлик вақтда мос равишда  $e_T$  ва  $E_T$  энергиялар нурланади. Биринчи жисм иккинчи жисм нурлантирган энергиянинг  $a_T$  қисмини, яъни  $a_T E_T$  энергияни ютади. Демак, биринчи жисм учун энергиялар баланси

$$e_T = a_T E_T \quad (5.9)$$

муносабат билан ифодаланади.

Иккинчи жисм эса биринчи жисм нурлантирган энергиянинг барча қисмини, яъни  $e_T$  энергияни ютади. Бундан ташқари, иккинчи жисм нурлантирган энергиянинг биринчи жисм қайтарган қисми, яъни  $(1 - a_T) E_T$  га тенг нурланиш энергияси ҳам иккинчи жисм томонидан ютилади. Натижада иккинчи жисм учун энергия балансининг ифодасини

$$E_T = e_T + (1 - a_T) E_T \quad (5.10)$$

кўринишда ёзиш мумкин.

(5.9) ва (5.10) ифодаларнинг иккаласидан ҳам қуйидаги муносабатни келтириб чиқарса бўлади:

$$\frac{e_T}{a_T} = \frac{E_T}{1} = E_T. \quad (5.11)$$

Бу ифода Кирхгофнинг интеграл қонунидир: ҳар қандай жисмнинг муайян температурадаги тўла нур чиқариш ва нур ютиш қобилиятларининг нисбати ўзгармас катталик бўлиб, у айни температурадаги абсолют қора жисмнинг тўла нур чиқариш қобилиятига тенг.

Агар иккала жисм оралиғига фақатгина  $\lambda$  дан  $\lambda + d\lambda$  гача интервалдаги тўлқин узунликли нурланишларни ўтказадиган, бошқа нурланишларни эса тамоман қайтарадиган филтёр жойлаштирадик, юқоридагига ўхшаш мулоҳазалар асосида Кирхгофнинг дифференциал қонуни

$$\frac{e_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = E_{\lambda,T} \quad (5.12)$$

ифода билан аниқланишини исботлаш мумкин. Кирхгоф қонуни қуйидагича таърифланади: ихтиёрый жисмнинг нур чиқариш ва нур ютиш қобилиятларининг нисбати бу жисмнинг табиатига боғлиқ бўлмай, барча жисмлар учун тўлқин узунлик ва температуранинг

универсал функциясидир ва у абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилияти  $E_{\lambda,T}$  га тенгдир. Кирхгоф қонунидан қуйидаги муҳим натижалар келиб чиқади:

1. (5.11) ва (5.12) ифодалардан

$$\begin{aligned} e_T &= a_T E_T, \\ e_{\lambda,T} &= a_{\lambda,T} E_{\lambda,T} \end{aligned} \quad (5.13)$$

муносабатлар ҳосил бўлади. Демак, ихтиёрый жисмнинг муайян температурадаги нур чиқариш қобилияти шу жисмнинг нур ютиш қобилияти билан абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг кўпайтмасига тенг.

2. Оддий жисм (яъни абсолют қора бўлмаган жисм)нинг нур ютиш қобилияти 1 дан кичик. Шунинг учун (5.13) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\begin{aligned} e_T &< E_T, \\ e_{\lambda,T} &< E_{\lambda,T}. \end{aligned} \quad (5.14)$$

Демак, ихтиёрый жисмнинг нур чиқариш қобилияти худди шу температурадаги абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятидан кичик.

3. Агар бирор  $\lambda$  учун жисмнинг нур ютиш қобилияти  $a_{\lambda,T} = 0$  бўлса, (5.13) га асосан,  $e_{\lambda,T} = a_{\lambda,T} E_{\lambda,T} = 0$  бўлади. Демак, жисм бирор тўлқин узунликли нурланишни ютмаса, у ҳолда бу жисм худди шу нурланишни бутунлай нурлантирмайди.

### 3-§. Абсолют қора жисм учун иссиқлик нурланиш қонуни

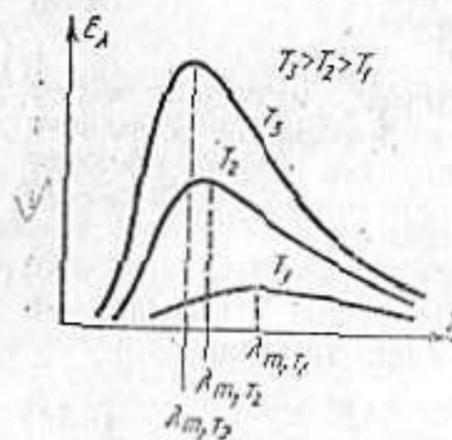
Иссиқлик нурланиш назариясининг энг асосий вазифаси абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг температура ва тўлқин узунликка боғлиқлик характерини аниқлашдан иборат. Бу соҳада олиб борилган изланишлар туфайли кашф этилган асосий қонунлар билан танишайлик. Биринчи қонун *Стефан—Больцман қонуни* (баъзан эса „тўртинчи даража“ қонуни) деб ном олган. Бу қонунга асосан, абсолют қора жисмнинг тўла нур чиқариш қобилияти температуранинг тўртинчи даражасига пропорционал равишда ортади:

$$E_T = \sigma T^4, \quad (5.15)$$

бунда  $\sigma$  — Стефан—Больцман доимийси бўлиб, унинг

қийматини тажрибалар асосида  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$  деб аниқланган.

\* Абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг тўлқин узунлигига боғлиқлиги, яъни спектрал характеристикаси турли температуралар ( $T_1 < T_2 < T_3$ ) учун 5.5-расмда тасвирланган. Тажрибаларда аниқланган бу



5.5-расм.

Виннинг силжиш қонуни деб аталган иккинчи қонун ана шу максимумларга тааллуқли: абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг максимумига мос келувчи  $\lambda_m$  тўлқин узунлигининг абсолют температурага кўпайтмаси ўзгармас катталикдир, яъни

$$\lambda_m T = b, \quad (5.16)$$

бунда  $b$  — Вин доимийси, тажрибалар асосида  $b = 2,898 \cdot 10^3 \text{ м} \cdot \text{К}$  эканлиги аниқланган. (5.16) дан кўринишича, абсолют қора жисмнинг температураси  $T$  қанча юқори бўлса,  $\lambda_m$  шунча кичикроқ қийматга эга бўлади. Бошқача айтганда, температура ошган сари абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг максимуми қисқа тўлқин узунликлар соҳасига силжийди.

5.5-расмдаги эгри чизиқларни тушунтириш учун термодинамика ва статистик физика қонунарига асосланиб абсолют қора жисм нур чиқариш қобилияти  $E_{\lambda,T}$  нинг ифодасини ҳосил қилиш йўлида кўп урinishлар бўлган. Улар ичида эътиборга лойиқ бўлгани иккита:

1. Термодинамик мулоҳазалар асосида Вин

$$E_{\lambda,T} = \frac{\alpha}{\lambda^5} e^{-\frac{\beta}{\lambda T}} \quad (5.17)$$

формулани таклиф этди. Бунда  $\alpha$  ва  $\beta$  — тажрибалардан фойдаланиб танланадиган доимийлар. Вин бу доимий-

ларни шундай танлаб олдики, натижада (5.17) асосида ҳисобланган  $E_{\lambda,T}$  нинг қийматлари (5.6-расмдаги узлуксиз чизик) тажрибада топилган қийматлар (расмдаги нуқталар) билан қисқа тўлқин узунликлар соҳасида яхши мос келди. Лекин катта тўлқин узунликлар соҳасида Вин формуласи  $E_{\lambda,T}$  учун тажрибадан кичикроқ қийматларни беради.

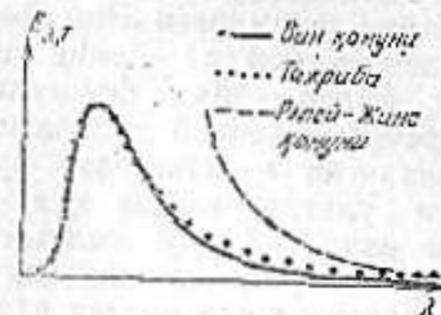
2. Рэлей ва Жинс иссиқлик нурланишга статистик физика методларини татбиқ этиб, абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилияти учун

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi c k T}{\lambda^4} \quad (5.18)$$

ифодани ҳосил қилдилар.  $k$  — Больцман доимийси. Бу формула шу олимларнинг номи билан Рэлей — Жинс формуласи деб юритилади. Бу формула бўйича ҳисоблаб топилган  $E_{\lambda,T}$  нинг қийматлари (5.6-расмдаги пунктир чизик) катта тўлқин узунликлар соҳасида тажриба қийматларига мос келади. Кичик тўлқин узунликлар соҳасида  $E_{\lambda,T}$  (5.18) га асосан, чексиз катта қийматга эга бўлиши керак. Ваҳоланки, тажрибада  $E_{\lambda,T}$  қисқа тўлқин узунликлар соҳасида (ультрабинафша соҳада) нолгача камайиб боради. Бу аҳволга П. Эренфест образли ибора билан „ультрабинафша ҳалокат“ деб ном берди. Бундан ташқари, Рэлей — Жинс формуласидан Стефан — Больцман қонунини келтириб чиқаришга уриниш ҳам тўла муваффақиятсиз чиқди:

$$E_T = \int_0^{\infty} E_{\lambda,T} d\lambda = 2\pi c k T \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^4} = \infty. \quad (5.19)$$

Тўла нур чиқариш қобилиятининг чексиз катта қийматга эга бўлиши жисм ва унинг нурланиши брасидаги мувозанатга фақат абсолют нолда эришилиши мумкин, деган хулосага олиб келади. Бу эса тажрибаларга эйдир, чунки аслида ҳар қандай ихтиёрий температурада жисм — нурланиш системаси мувозанатда бўлиши мумкин.



5.6-расм.

Тажрибага мос келишлик нуқтаи назаридан Рэлей — Жинс формуласи Вин формуласига нисбатан ёмонроқдек туюлади. Лекин назарий жиҳатдан бундай эмас. Рэлей — Жинс формуласи классик физикага қатъий равишда таяниб ҳисобланган. Унга ихтиёрый танлаб олинган константалар аралаштирилмаган. Шунинг учун „ультрабинафша ҳалокат“ классик назария муҳим тажрибалар натижаларини тушунтиришга қодир эмаслигидан далолат берди. Макс Планкнинг эътиборини жалб қилган аҳвол ана шундай эди.

#### 4-§. Планк формуласи

Классик физика қонунарига таяниб,  $E_{\lambda,T}$  нинг тажриба билан мос келувчи ифодасини топишдаги муваффақиятсизликларнинг сабаби — классик назария заминида камчилик мавжудлигидир. Макс Планк ана шундай хулосага келди ва 1900 йилда „ультрабинафша ҳалокатни“ бартараф қилиш учун классик назарияга зид бўлган ўзининг гипотезасини илгарин сурди. Планк гипотезасининг моҳияти қуйидагидан иборат: *жисмларнинг нурланиши узлуксиз эмас, балки алоҳида улушлар (квантлар) сифатида чиқарилади.* Нурланиш ҳар бир улушининг, яъни нурланиш квантининг энергияси

$$\epsilon = h\nu = h \frac{c}{\lambda} \quad (5.20)$$

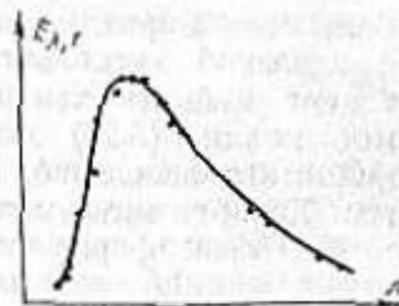
га тенг. Бунда  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  — нурланишининг частотаси,  $h$  — Планк доимийси номи билан машҳур бўлган универсал константа. Ҳозирги вақтда *квант* сўзи фақат нурланишдагина эмас, балки бошқа физик катталиклар билан ҳам қўшиб ишлатилади. Масалан, электр заряднинг кванти деганда заряд миқдорининг энг кичик улуши, яъни электроннинг заряд миқдори тушунилади. Шунинг учун нурланиш квантини баъзан, *фотон* деб алоҳида ном билан ҳам аталади.

(5.20) га асосан, қисқа тўлқин узунликлар соҳасида нурланиш квантининг энергияси ортиб боради.  $\lambda \rightarrow 0$  да эса квант энергияси шу даражада катта бўлиши лозимки, натижада жисм иссиқлик ҳаракатининг энергияси ҳатто биттагина квант чиқаришга ҳам етмайди. Қисқа тўлқин узунликлар соҳасида  $E_{\lambda,T}$  нинг қийматини кескин камайиб боришини шу тарзда тушунтириш мумкин.

Планк юқорида баён этилган ўзининг гипотезасига асосланиб ва статистик физика қонунаридан фойдаланиб

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (5.21)$$

ифодани ҳосил қилди. Бу ифода *Планк формуласи* деб аталади. Планк формуласи асосида ҳисобланган  $E_{\lambda,T}$  нинг қийматлари (5.7-расмдаги узлуксиз чизик) тажриба қийматлари (шу расмдаги нуқталар) билан тўлқин узунликларнинг барча соҳаларида мос келади. Планк формуласидан фойдаланиб абсолют қора жисм нурланишининг эмпирик равишда аниқланган барча қонунарини ҳосил қилиш мумкин.



5.7-расм.

1. Стефан — Больцман қонунини ҳосил қилиш учун (5.21) ни тўлқин узунликларнинг 0 дан  $\infty$  гача интервалида интеграллаймиз:

$$E_T = \int_0^{\infty} E_{\lambda,T} d\lambda = 2\pi h c^2 \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^5 \left( e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1 \right)} \quad (5.22)$$

Ҳисоблашларни лавом эттириш учун янги ўзгарувчи

$$x = \frac{\lambda kT}{hc} \quad (5.23^a)$$

ни киритайлик.  $\lambda$  ҳолда (5.22) даги  $\lambda$  ва  $d\lambda$  лар ўрнига мос равишда

$$\lambda = \frac{hc}{kT} x, \quad (5.23^b)$$

$$d\lambda = \frac{hc}{kT} dx \quad (5.23^c)$$

ларни қўйиш керак. Натижада

$$E_T = 2\pi h c^2 \left( \frac{kT}{hc} \right)^4 \int_0^{\infty} \frac{dx}{x^5 \left( e^x - 1 \right)}$$

ифодани ҳосил қиламиз. Бундаги интеграл  $\pi^4/15$  га тенг. Шунинг учун

$$E_T = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4.$$

Бу ифодада

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \quad (5.24)$$

белгилаш киритдик.  $h$ ,  $c$ ,  $k$  ларнинг қийматларидан фойдаланиб ҳисобланган Стефан — Больцман доимийси  $\sigma$  нинг қиймати тажрибаларда топилган қиймат билан мос келди. (5.24) дан фойдаланиб,  $\sigma$  нинг тажриба қийматига асосланиб, Планк  $h$  нинг қийматини аниқлаган. Ҳозирги маълумотларга асосан  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Ж·с.

2. Планк формуласидан Виннинг силжиш қонунини ҳосил қилиш учун абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг максимумига мос келувчи  $\lambda_m$  тўлқин узунлигини топish лозим. Бошқача қилиб айтганда

$$\frac{dE_{\lambda,T}}{d\lambda} = 0$$

шартни қаноатлантирувчи тўлқин узунлигининг қийматини топish керак. Бунинг учун (5.23) белгилашлардан фойдаланган ҳолда (5.21) дан ҳосил оламиз. Ҳосилани нолга тенглаштириб вужудга келтирилган тенгламани ечсак, унинг ечими

$$\lambda_m = \frac{hc}{4,97kT}$$

кўринишда бўлар экан. Бу ифодани

$$\lambda_m T = \frac{hc}{4,97k} \quad (5.25)$$

шаклда ёзиб, унинг ўнг томонидаги ҳалви ҳисобласак, Вин доимийси  $b$  нинг қийматини топган бўламиз.  $b$  нинг ҳисобланган бу қиймати тажрибаларда топилган қийматга жуда мос келди.

Шундай қилиб, классик назарияга зид бўлган гипотезасига таяниб чиқарилган Планк формуласи абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятини ифодаловчи универсал функция  $E_{\lambda,T}$  ни ҳамда абсолют қора жисм нурланишининг эмпирик қонунларини муваффақиятли тарзда тушунтира олди.

## 5-§. Оптик пирометрлар

Иссиқлик нурланиш қонунларига асосланиб юқори температураларни ўлчаш усуллари оптик пирометрия деб аталади. Шу мақсадда қўлланиладиган қурилмаларни эса оптик пирометрлар деб аталади. Шу пирометрлардан баъзиларининг ишлаш принципи билан танишайлик.

1. *Радиацион пирометр.* Стефан — Больцман қонунига асосланиб абсолют қора жисмнинг температурасини

$$T = \sqrt[4]{\frac{E_T}{\sigma}} \quad (5.26)$$

ифода орқали топish мумкин, яъни абсолют қора жисмнинг температурасини аниқлаш учун унинг тўла нур чиқариш қобилияти  $E_T$  ни ўлчаш етарли экан. Одатда жисмлар абсолют қора бўлмайди. Абсолют қора бўлмаган жисмнинг тўла нур чиқариш қобилияти  $e_T$  абсолют қора жисмникидан кичик, улар орасидаги боғланиш Кирхгоф қонуни [(5.11) формулага қ.] билан аниқланади:

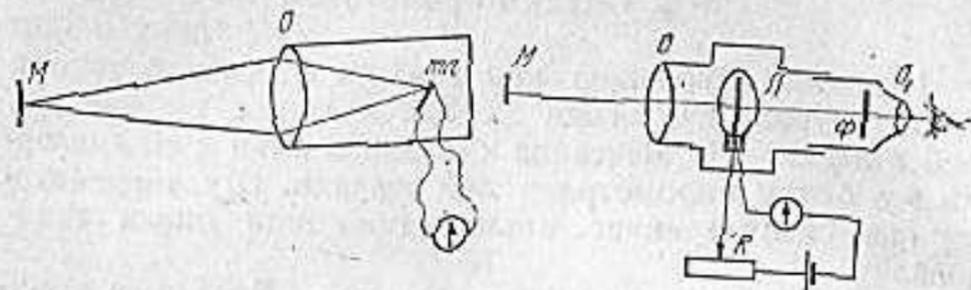
$$e_T = a_T E_T, \quad (5.27)$$

бунда  $a_T$  — абсолют қора бўлмаган жисмнинг тўла нур ютиш қобилияти, баъзан уни жисмнинг қоралик даражаси деб ҳам аталади. Агар (5.26) ифодадаги  $E_T$  ўрнига абсолют қора бўлмаган ихтиёрый жисмнинг тўла нур чиқариш қобилияти  $e_T$  қўйилса, жисмнинг ҳақиқий температураси эмас, балки *радиацион температураси* аниқланган бўлади. Демак, радиацион температура деганда тўла нур чиқариш қобилияти абсолют қора бўлмаган жисмнинг тўла нур чиқариш қобилиятига миқдоран тенг бўлган тақдирда абсолют қора жисм эришини лозим бўлган температура тушунилади. (5.26) ва (5.27) лардан фойдаланиб ихтиёрый жисмнинг ҳақиқий температураси  $T$  ва радиацион температураси  $T_{рад}$  орасидаги боғланиш

$$T_{рад} = T \sqrt[4]{a_T} \quad (5.28)$$

муносабат билан аниқланишини топамиз.

5.8-расмда радиацион пирометрнинг тузилиш схемаси тасвирланган. Жисм ( $M$ ) нинг нурланиши терморпара ( $m$ ) га туширилади. Терморпара занжирига уланган гальванометр шкаласи абсолют қора жисмнинг кель-



5.8- расм.

5.9- раси.

винларда ифодаланган температурасига мослаб даражаланади. Шунинг учун бу пирометр ихтиёрий жисмнинг радиацион температурасини аниқлашга имкон беради.

2. *Равшанлик пирометри.* Бу пирометрнинг тузилиши 5.9-расмда тасвирланган. Температураси аниқланиши лозим бўлган жисмдан келаётган нурланиш чўгланувчи лампа (Л) толасининг текислигига объектив (О) ёрдамида мослашади. Окуляр (О<sub>1</sub>) ёрдамида лампа толаси ва нурлангич жисм сиртининг тасвири кузатилади. Окуляр олдида жойлаштирилган фильтр (Ф) спектрнинг бир қисмини ўтказиши. Одатда, спектрнинг  $\lambda = 0,66$  мкм га яқин бўлган қисмидаги соҳачани ажратадиган филтрдан фойдаланилади. Лампа толасининг равшанлиги R реостат ёрдамида ўзгартирилиши мумкин. Агар лампа толасининг равшанлиги жисм сирти тасвирининг равшанлигидан сртиқ бўлса, тола тасвир фонда ажралиб туради. Аксинча, толанинг равшанлиги кам бўлса, лампанинг толаси қоронғироқ бўлиб кўринади. Агар тола равшанлиги тасвир равшанлигига тенглашиб қолса, нурлангич жисм сирти тасвирининг фонда тола кўринмай қолади. Схемадаги миллиамперметрни абсолют қора жисмнинг температурасига мослаб даражалаб олинган бўлса, ихтиёрий нурлангич жисм билан ўтказилаётган тажрибада лампа толаси йўқолиб кетган пайтдаги миллиамперметрнинг кўрсатишига қараб нурлангич жисм температурасини аниқлаш мумкин. Агар нурлангич жисм абсолют қора жисм бўлса, аниқланган температура жисмнинг ҳақиқий температураси T ни ифодалайди. Абсолют қора бўлмаган жисмлар учун бу усулда аниқланган температуранинг равшанлик температураси  $T_{рав}$  дейилади. Ҳақиқий температура ва равшанлик температураси ўзаро қуйидаги муносабат билан боғланган:

$$T = \frac{T_{рав}}{1 + \frac{k\lambda}{hc} T_{рав} \ln a \lambda, T}$$

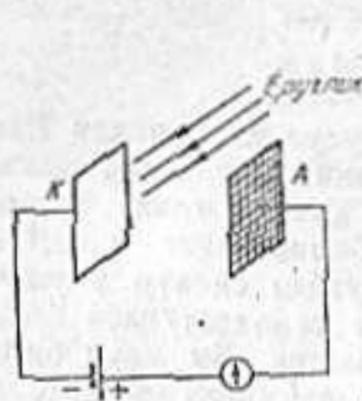
Юқорида баён этилган икки усулдан ташқари Виннинг силжиш қонунидан фойдаланиб нурлангич жисмнинг температурасини аниқлаш ҳам мумкин. Бунинг учун жисм нур чиқариш қобилиятининг спектрал характеристикасини ўлчаш ва муайян спектр учун  $\lambda_m$  ни аниқлаш керак.  $\lambda_m$  эса жисм температураси билан  $T = b / \lambda_m$  муносабат орқали боғланган. Бу усул билан аниқланган қуёш температураси тахминан 6000 К га тенг. Шунинг ҳам қайд қилайликки, пирометрларнинг температурани ўлчашда қўлланиладиган бошқа қурилма (термометр, термопара) лардан афзаллиги мавжуд: пирометрлар ёрдамида няхоят юқори температуралар ҳам, кузатувчида жуда олисда жойлашган жисм (масалан, астрономик объект)ларнинг температуралари ҳам ўлчаниши мумкин.

## VI боб

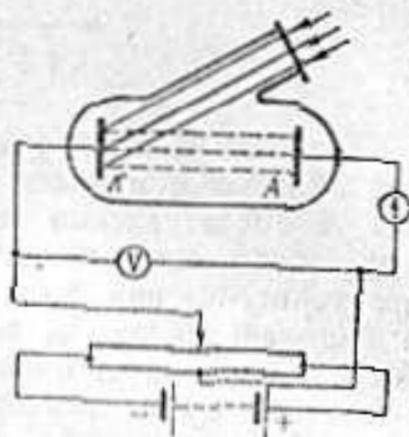
### ЁРУҒЛИКНИНГ КВАНТ ХУСУСИЯТЛАРИ

#### 1-§. Фотоэффект ва унинг қонунлари

*Фотоэффект* — ёруғлик таъсирида жисмдан электроннинг ажралиб чиқишидир. Бу ҳодисани биринчи марта 1887 йилда Г. Герц кузатган. Фотоэффект бўйича миқдорий текширишларни рус физиги А. Г. Столетов бажарди (1888 — 1889 йиллар). Столетов тажрибасининг схемаси 6.1-расмда тасвирланган. Икки металл электроддан бири пластинка шаклида, иккинчиси эса тўренмон шаклда ясалган бўлиб, улар гальванометр занжирига уланган. Қурилма қоронғиликка жойлаштирилганда занжир бўйлаб электр ток кузатилмади. Лекин катод вазифасини ўтаётган пластинканинг ёритилиши биланоқ занжирда ток пайдо бўлади. Анод вазифасини ўтаётган тўр ёритилса, занжирда электр ток вужудга келмайди. Демак, ёруғлик таъсирида катод сиртидан манфий зарядли зарралар ажралиб чиқади ва улар анод томон ҳаракатланиб, занжирда электр токни ҳосил қилади. Бу токни *фототок* деб аталади.



6.1-расм.

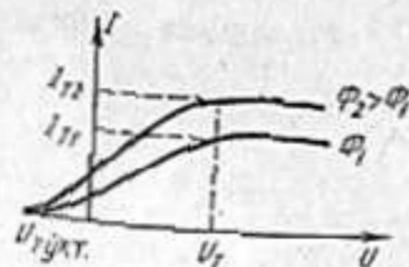


6.2-расм.

1898 йилда Ленард ва Томсон катоддан ажралиб чиқаётган зарраларнинг магнит майдонда огишига асосланиб, уларнинг солиштирма зарядини аниқладилар. Бу эса катоддан ажралаётган зарралар электронлардир, деган хулосага олиб келди.

Фотоэффект ҳодисаси пластинка (катод) нинг фақат химиявий таркибигагина эмас, балки пластинка сиртининг тозалик даражасига ҳам боғлиқ эканлиги тажрибаларда аниқланди. Шунинг учун фотоэффект ҳодисасини ўрганиш учун 6.2-расмда тасвирланган қурилмалар фойдаланилади. Ҳавоси сўриб олинган шиша идиш ичидаги катод текширилиши лозим бўлган металл билан қопланган. Уни, одатда, фотокатод деб аталади. Монохроматик нурлар дастаси шиша идишдаги деразадан ўтиб катод сиртига тушади. Схемалаги потенциометр электродлар орасидаги кучланишнинг қийматларини ҳамда ишорасини ўзгартиришга имкон беради. Кучланиш вольтметр ёрдамида, фототок эса гальванометр ёрдамида ўлчанади. 6.3-расмда ёруғлик оқими  $\Phi_1$  ва  $\Phi_2$  бўлган ҳоллар учун фототокнинг анод ва катод орасидаги кучланишга боғлиқлигини ифодаловчи эгри чизиқлар, яъни вольт-ампер характеристикалар тасвирланган. Расмдан кўринишича, электр майдон тезлагувчи характерга ( $K$  да  $-$ ,  $A$  да  $+$ ) эга бўлганда фототокнинг қиймати кучланишга монанд равишда ортиб боради. Кучланишнинг бирор қийматидан бошлаб фототок ўзгармай қолади, яъни тўйинади. Бошқача айтганда, фотоэлектронларнинг барчаси анодга етиб боради. Фототокнинг бу қийматини *тўйиниш токи* деб аталади. Лекин фотокатодга тушаётган ёруғлик оқими ўзгарти-

рилса, тўйиниш токининг қиймати ҳам ўзгаради. Масалан, 6.3-расмда тасвирланган графикаларда  $I_{T1} < I_{T2}$ , чунки  $\Phi_1 < \Phi_2$ . Бу тажрибалар фотоэффектнинг биринчи қонунини келтириб чиқарди: муайян фотокатодга тушаётган ёруғликнинг спектрал таркиби ўзгармас бўлса, фототокнинг тўйиниш қиймати ёруғлик оқимига тўғри пропорционал дур.



6.3-расм.

Анод ва катод орасидаги кучланиш нолга тенг бўлган ҳолда ҳам фототок мавжуд бўлади. Ҳаттоки,  $U < 0$  бўлган (яъни  $K$  да  $+$ ,  $A$  да  $-$ ) ҳолларда ҳам фототок кузатилади. Бундай ҳолларда  $K$  дан  $A$  га томон ҳаракатланаётган фотоэлектронлар майдон кучларига қарши иш бажаради. Бу иш фотоэлектронларнинг кинетик энергияси эвазига бажарилади. Агар электр майдон етарлича кучли бўлса, фотоэлектронлар анодга етиб бормасдан ўз энергияларини сарфлаб қўядилар. Натижада занжирдаги фототок тўхтаб қолади. Бу ҳолга мос келувчи тормозловчи кучланишнинг қиймати  $U_{T\text{торм}}$  ни *тўхтатувчи кучланиш* (баъзан *тўхтатувчи потенциал*) деб аталади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, тормозловчи майдон кучайтирилган сари (6.3-расмдаги графикнинг  $U < 0$  қисмига қараб) фототок оқиста камайиб боради ва  $U = U_{T\text{торм}}$  да  $I = 0$  бўлиб қолади. Демак, фототокдан ажралиб чиқаётган фотоэлектронларнинг тезликлари турлича.  $U = U_{T\text{торм}}$  бўлганда, ҳатто, энг катта тезликка эга бўлган фотоэлектронларнинг кинетик энергияси ҳам тормозловчи майдон қаршилигини енса олмайди. Бу чегаравий ҳолдан фойдаланиб қуйидаги муносабатни ёза оламиз:

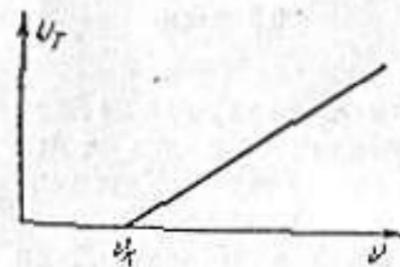
$$e U_{T\text{торм}} = \frac{1}{2} m_e v_{\text{макс}}^2 \quad (3.1)$$

бунда  $e$  ва  $m_e$  мос равишда электроннинг заряди ва массаси,  $v_{\text{макс}}$  фотоэлектрон тезлигининг максимал қиймати.

(6.1) ифодадан  $U_{T\text{торм}}$  нинг тажрибада олинган қийматларига мос келувчи  $v_{\text{макс}}$  ларни топиш мумкин. Тўлқин узунликлари турлича бўлган монохроматик ёруғликлар билан ўтказилган тажриба натижаларини муҳокама қилиш туфайли фотоэффектнинг иккинчи қонуни

деб аталадиган қуйидаги хулосага келинган: муайян фотокатоддан ажралиб чиқаётган фотоэлектронлар бошланғич тезликларининг максимал қиймати ёруғлик интенсивлигига боғлиқ эмас. Ёруғликнинг тўлқин узунлиги ўзгарса, фотоэлектронларнинг максимал тезликлари ҳам ўзгаради.

Муайян фотокатодга тушаётган ёруғлик тўлқин узунликлари ва фотоэлектронларнинг максимал тезлик-



6.4- расм.

лари орасидаги боғланиш графиги ўрнига ёруғлик частотаси ва тўхтатувчи кучланиш орасидаги боғланишни инфодаловчи графикни чизиш қулайроқ. Тажрибада аниқланган шундай грифиги: 6.4- расмда тасвирланган. Расмдан кўринишича,  $U_{\text{тўхт}}$  нинг қиймати (яъни фотоэлектронларнинг максимал тезлиги) ва ёруғлик частотаси орасида чизиқли боғланиш мавжуд. Шуниси эътиборга лойиқки, частотанинг бирор  $\nu_0$  қийматида фотоэлектронларнинг тезлиги нога тенг бўлади. Частотанинг бу қиймати чегара ҳисобланади.  $\nu < \nu_0$  частотали ёруғлик фотоэффект ҳодисасини вужудга келтирмайди. Фотоэффект кузатилиши учун  $\nu > \nu_0$  частотали ёруғлик таъсир этиши лозим. Чегаравий частотага мос бўлган

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} \quad (6.2)$$

тўлқин узунликини фотоэффектнинг „қизил чегараси“ деб аташ одат бўлган. Фотоэффектнинг учинчи қонуни ана шу қизил чегара ҳақидаги хулосадир: ҳар бир фотокатод учун бирор „қизил чегара“ мавжуд бўлиб, ундан каттароқ тўлқин узунликли ёруғлик таъсирида фотоэффект вужудга келмайди.  $\lambda_0$  нинг қиймати ёруғлик интенсивлигига мутлақо боғлиқ эмас, у фақат фотокатод материалнинг химиявий табиатига ва сиртининг ҳолатига боғлиқ.

Ниҳоят тажрибаларда намоён бўладиган яна бир факт мавжуд: ёруғликнинг фотокатодга тушиши билан фотоэлектронларнинг ҳосил бўлиши орасида сезиларли вақт ўтмайди. Бу фотоэффектнинг тўртинчи қонунидир.

Баён этилган бу тўрт қонун фотоэффектнинг хусу-

сиятларини тўла характерлайди. Лекин шунини алоҳида қайд қилиш лозимки, 6.2- расмда тасвирланган занжир бўйлаб электр токнинг вужудга келишига ёруғлик оқими сабабчи бўлмоқда. Иккинчи томондан, занжирда электр ток мавжуд бўлиши учун ташқи электр юритувчи куч таъсир қилиши лозим, албатта. Демак, кўрилаётган ҳолда ёруғлик электр юритувчи куч вазифасини бажарди. Уни фотоэлектр юритувчи куч дейилади.

Электр юритувчи кучларни ҳосил қилувчи гальваник элемент ёхуд термоэлементга қибс қилиб ёруғлик таъсирида электр юритувчи кучни вужудга келтирадиган қурилмани фотоэлемент деб аталади. Фотоэлементлар техниканинг турли соҳаларида кенг қўлланилади.

## 2- §. Фотоэффект назарияси

Фотоэффектнинг фақат биринчи қонунини тўлқин назария асосида тушунтириш мумкин. Лекин тўлқин назария иккинчи ва учинчи қонуларини тушунтиришга ожизлик қилади.

Ҳақиқатан, тўлқин назарияга асосан фотокатодга тушаётган ихтиёрый тўлқин узунликка эга бўлган ёруғликнинг интенсивлиги ортган сари ажралиб чиқаётган фотоэлектронларнинг энергиялари ҳам ортиши лозим эди. Ваҳоланки, тажрибаларнинг кўрсатишича, фотоэлектронларнинг энергияси ёруғлик интенсивлигига мутлақо боғлиқ эмас.

Иккинчидан, тўлқин назарияга асосан, электрон металлдан ажралиб чиқиши учун керакли энергияни ҳар қандай ёруғликдан олиши мумкин, яъни ёруғлик тўлқин узунлигининг аҳамияти йўқ. Фақат ёруғлик интенсивлиги етарлича катта бўлиши лозим. Ваҳоланки, тўлқин узунлиги „қизил чегарадан“ катта бўлган ёруғликнинг интенсивлиги ҳар қанча катта бўлса ҳам, фотоэффект ҳодисаси рўй бермайди. Аксинча, тўлқин узунлиги „қизил чегарадан“ кичик бўлган ёруғлик (масалан, ультрафиолет нурлар) интенсивлиги ниҳоят заиф бўлса ҳам фотоэффект кузатилади. Буидан ташқари ниҳоят заиф интенсивликдаги ёруғлик тушаётган тақдирда, тўлқин назарияга асосан, ёруғлик тўлқинлар ташиб келган энергиялар эвазига металлдаги электрон маълум миқдордаги энергияни жамғариб олиши керак. Бу энергия электроннинг металлдан чиқиши (яъни чиқиши  $A_0$ ) учун етарли бўлган ҳолда фотоэффект содир

бўлиши керак. Ҳисобларнинг кўрсатишича, интенсивлиги жуда кам бўлган ёруғликдан  $A_0$  га етарли энергияни электрон жамғариб олиши учун соатлаб, баъзан ҳаттоки суткалаб вақт ўтиши лозим экан. Тажрибаларда эса металга ёруғликнинг тушиши ва фотоэлектронларнинг вужудга келиши орасида  $10^{-9}$  с лар чамаси вақт ўтади, холос.

Демак, ёруғликнинг тўлқин назарияси ва фотоэффект ҳодисаси орасида юқорида баён этилган мос келмасликлар мавжуд. Шунинг учун ёруғликни узлуксиз электромагнит тўлқин процесси деб тасаввур қилиш ёруғлик табиатини тўлиқ ақс эттира олмайди, деган фикр вужудга келди. Бу фикр 1905 йилда А. Эйнштейн ёруғликнинг квант назариясини яратишига сабаб бўлди. Эйнштейн бу соҳада Планк гипотезасини ривожлантириб қуйидаги гоёни илгари сурди: *ёруғлик квантлар тариқасида нурланибгина қолмай, балки ёруғлик энергиянинг тарқалиши ҳам, ютилиши ҳам квантлашган бўлади.* Бу гоёга асосан, металл сиртига тушаётган ёруғлик оқимини ёруғлик квантлари (яъни фотонлар) оқими деб тасаввур қилиш лозим. Фотоэффект ҳодисасида эса бу фотонлардан айримларининг металл сиртига яқин жойлашган айрим электронлар билан таъсирлашуви рўй беради (одатда, металл сиртига тушаётган фотонларнинг тахминан мингдан бири фотоэффектни ҳосил қилади, қолган фотонлар эса ўз энергияларини электронга эмас, балки кристалл панжарага беради). Эйнштейн фотоэффектга энергиянинг сақланиш қонунини қўллади. Фотон билан электроннинг таъсирлашув жараёнида фотоннинг  $h\nu$  энергияси электронга ўтади. Бошқача айтганда, таъсирлашувга қадар ёруғлик кванти тарзида намоён бўлаётган энергия таъсирлашувдан сўнг электроннинг энергиясига айланади. Агар бу энергия етарлича катта (яъни  $h\nu > A_0$ ) бўлса, металдан электрон ажралиб чиқади. Энергиянинг қолган қисми эса металдан ташқарига чиқиб олган электрон (яъни фотоэлектрон) нинг максимал кинетик энергияси сифатида намоён бўлади. Шунинг учун

$$h\nu = A_0 + \frac{m_e v_{\text{макс}}^2}{2} \quad (6.3)$$

тенглама бажарилади. Максимал кинетик энергия дейшиимизнинг сабаби шундаки, электрон ўз йўлидаги қаршиликларни енгини (масалан, атомлар билан тўқнашиш) да энергиянинг бир қисмини йўқотиши мумкин.

(6.3) ифода ташқи фотоэффект учун Эйнштейн тенгламаси деб аталади. „Ташқи фотоэффект“ иборасининг ишлатилишига сабаб шундаки, юқорида баён этилган ҳолларда фотоэлектронлар моддadan ташқарига ажралиб чиқади. Баъзи моддаларда эса, масалан, яримўтказгичларда фотонлар таъсирида валент зонадаги электрон бўш зонадаги энергетик сатҳларга кўчади. Бу процесс туфайли электрон модда ташқарисига чиқмасдан, унинг ичида қолади. Шунинг учун фотоэффектнинг бу турини *ички фотоэффект* деб аталади.

Эйнштейн тенгламаси фотоэффектнинг барча қонунларини тушунтира олади. Хусусан, фотоэффект амалга ошиши учун лозим бўладиган фотон энергиясининг энг кичик қиймати, (6.3) га асосан, электроннинг металдан чиқиш ишининг қийматига тенг, яъни

$$h\nu_k = A_0 \quad (6.4)$$

Бу тенглик фотоэффектнинг „қизил чегарасини“ аниқлайди. (6.4) га асосан, „қизил чегара“ тушаётган ёруғлик интенсивлигига мутлақо боғлиқ эмас, чунки ёруғлик интенсивлиги ундаги фотонлар сонини характерлайди, холос. Айрим фотон энергияси эса фақат частотага боғлиқдир.

Эйнштейн тенгламасининг заминида электрон фақат битта фотонга ютади, деган тасаввур ётади. Лекин интенсивлиги жуда катта бўлган ёруғликлар учун фотоэффект қонунлари ўз кучини йўқотади. Ҳақиқатан, агар интенсивлиги жуда катта бўлган ёруғлик билан тажриба ўтказилаётган бўлса, металдаги электронга бир вақтнинг ўзида иккита фотон тушиши мумкин. Бу ҳолда электрон ютган энергия иккала фотон энергияларининг йиғиндисига тенг. Бунда содир бўладиган фотоэффектни *кўп фотонли фотоэффект* деб аталади. Табиийки, кўп фотонли фотоэффектнинг „қизил чегараси“ кичик частоталар (катта тўлқин узунликлар) соҳасига силжийди.

Фотоэффектнинг квант назариясининг муваффақияти ёруғликнинг квант табиатини намоён қилувчи далиллардан биридир. Кейинчалик, ёруғликнинг квант табиати бир қатор тажрибаларда тасдиқланди.

### 3-§. Фотон ва унинг характеристикалари

Иссиқлик нурланиш, фотоэффект ҳодисаларини ёруғликнинг „элементар зарраси“ — фотон тўғрисидаги

тасаввур асосида тушутирилди. Баён этилган ҳодисалар устида мулоҳазалар юритилганда ёруғлик энергия (яъни электромагнит энергия) ана шу фотонларда муҷассамлашган, деган фикр асос қилиб олинди. Фотон энергияси ва тебраниш частотаси орасидаги боғланиш  $\epsilon = h\nu$  муносабат билан аниқланади. Энергия ва массанинг эквивалентлик қонуни  $W = mc^2$  дан фойдалансак, фотоннинг массаси

$$m_\phi = \frac{\epsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \quad (6.5)$$

га тенг бўлади. Иккинчи томондан, ҳар қандай зарранинг массаси унинг тезлиги билан нисбийлик назарияси келтириб чиқарган

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (6.6)$$

муносабат орқали боғланган. Бу ифодадан кўриниб турибдики, зарра ҳаракатланмаётган (яъни  $v=0$ ) ҳолда унинг массаси  $m_0$  га тенг. Одатда, ана шу „тинчликдаги масса“ тажрибаларда ўлчанади, чунки аксарият ҳолларда  $v \ll c$ . Замоновий физика катта тезликлар билан ҳаракатланаётган зарралар учун (6.6) муносабат тўғрилигини исботлади. У ҳолда ёруғлик фотони учун (6.6) ни қандай тушуниш лозим?

(6.6) ни

$$m_0 = m \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (6.6^a)$$

кўринишда ёзиб олайлик. Ёруғлик учун  $v=c$ .  $m_\phi$  нинг қиймати эса чекли катталиқ [(6.5) га асосан]. Шунинг учун (6.6<sup>a</sup>) ифода асосида ёруғлик фотонининг тинчликдаги массаси  $m_0$  нинг қиймати нолга тенг бўлиши керак, деган хулосага келинади. Бошқача айтганда, ёруғлик фотони „тўхтаб қолса“, унинг барча хусусиятлари ҳам йўқолади: массаси ҳам, энергияси ҳам нолга тенг бўлади. Умуман, фотоннинг „тўхташи“ деганда уни бирор жисм томонидан ютилиши тушунилади. Тўхташ жараёнида фотоннинг энергияси (ва унга эквивалент бўлган массаси) ютувчи жисмга ўтади. Натижада ютувчи жисмнинг энергияси (массаси) мос равишда ортади.

Демак, ёруғлик фотонининг бошқа зарралар (масалан, электрон, атом, молекула ва ҳоказо) дан фарқла-

нувчи махсус хусусияти шундан иборатки, фотон тинчликдаги массасига эга бўлмайди. Фотон фақат ҳаракатланиш жараёнидагина мавжуд бўлиб, унинг тезлиги ёруғлик тезлигига тенг.

Ҳар қандай ҳаракатланувчи зарра каби фотон ҳам импульсга эга бўлади:

$$p_\phi = m_\phi c = \frac{h\nu}{c^2} \cdot c = \frac{h\nu}{c}$$

Шундай қилиб, барча зарралар каби фотон ҳам

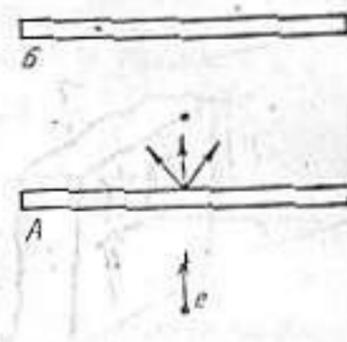
энергия  $\epsilon = h\nu$ ,

масса  $m_\phi = \frac{h\nu}{c^2}$ ,

импульс  $p_\phi = \frac{h\nu}{c}$

(6.7)

билан характерланади. Фотонлар мавжудлиги бир қатор тажрибаларда тасдиқланди. Шу тажрибаларнинг баъзилари билан танишайлик. А. Ф. Иоффе ва Н. И. Доброправов амалга оширган тажрибада (1922 й) зарраланган висмут зарраси (В) ясси конденсатор қопламалари орасида „муаллақ“ вазиятда туради (6.5-расм), яъни зарранинг оғирлик кучи заррага тесқари йўналишида таъсир этувчи электр куч билан мувозанатлашган бўлади. Тажрибада конденсатор қопламаларидан бири рентген трубкасининг аноди (соддалаштириш мақсадида рентген трубкаси расмда тасвирланмаган) вазифасини бажаради. Ниҳоят кичик интенсивликдаги электронлар оқими А анодга келиб урилгач, унда тормозланади. Натижада А дан бир секундда 1000 га яқин рентген импульслари чиқарилди. Бу рентген нурлари таъсирида зарра 30 минутлар чамасида бир марта „титраб“ мувозанатдан чиққан. Ҳисобларининг кўрсатишича, шундай вақт. ичида зарра йўналишида битта рентген кванти нурлар экан. Бу квант зарра билан тўқнашгач фотоэффект ҳодисаси рўй беради. Натижада заряди ўзгарган (ажралиб чиққан электрон ҳисобига) зарра мувозанат вазиятдан чиқди. Тажрибани ана шундай тушутириш мумкин ва у рентген нурларининг жисм билан таъсир-



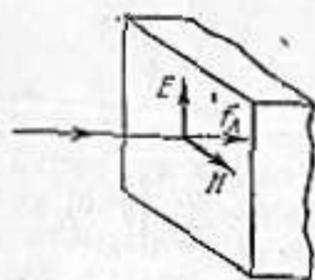
6.5-расм.

лашуви квант характерига эга эканлигини тасдиқлайди. Агар рентген нурлари тўлқин тарзида тарқалади деб тасаввур қилинса, заррадан электроннинг ажралиб чиқиши учун лозим бўладиган энергия  $A_0$  нинг қийматига етгунча йиғилиши лозим. Тажрибаларда қўлланилган рентген нурларининг интенсивлиги ниҳоят кичик бўлганлиги учун, ҳисобларнинг кўрсатишича, бундай энергия ҳар қанча вақт ўтса ҳам йиғилмас экан.

С. И. Вавиловнинг фикрига кўра, ёруғлик оқими айрим фотонларнинг йиғиндисидан иборат бўлса, статистик физика қонунарига асосан фотонларнинг флуктуацияси (флуктуация — физик катталиқнинг ўртача қийматидан тасодифий четга чиқишлари) кузатилиши лозим. 1933 - 1942 йиллар мобайнида ўтказилган кузатишларда бу фикр тасдиқланди. Натижада ёруғликнинг фотон табиатини исботловчи яна бир далилга эришилди.

#### 4-§. Ёруғлик босими

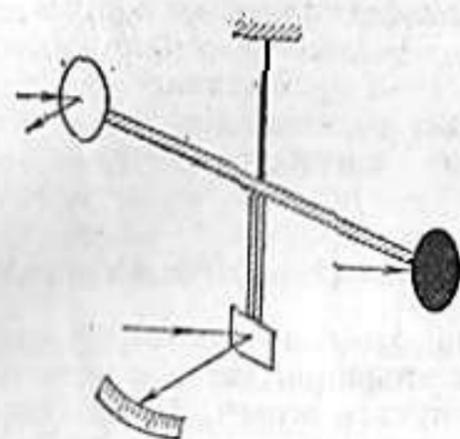
Максвелл назариясига асосан, жисм сиртига тушаётган ҳар қандай электромагнит тўлқин шу жисмга босим беради. Босимни вужудга келишини қуйидагича тушунтириш мумкин. Ясси ёруғлик тўлқини металл сиртига нормал равишда тушаётган бўлсин (6.6-расм).



6.6-расм.

У ҳолда ёруғлик тўлқинининг  $E$  ва  $H$  векторлари металл сирти бўйлаб йўналган бўлади. Ёруғликнинг электр майдони таъсирида металл сиртига яқин жойлашган электрон майдонга тескари йўналишда ҳаракатга кела бошлайди. Лекин шу вақтнинг ўзида ёруғлик тўлқинининг магнит майдони томонидан ҳаракатланаётган электронга лорентц кучи ( $F_L$ ) таъсир қилади. Бу куч металл сиртига перпендикуляр равишда унинг ичига қараб йўналган. Ёри. тилаётган металл сиртининг бирлик юзига таъсир этадиган лорентц кучларининг йиғиндиси ёруғлик босимини характерлайди. Максвелл назарияси асосида ўтказилган ҳисоблар натижасида ёруғлик босими учун қуйидаги формула ҳосил қилинади:

$$P = \omega(1 + \rho), \quad (6.8)$$



6.7-расм.

буинда  $\omega$  — сиртга тушаётган ёруғлик дастаси энергиясининг ҳажмий зичлиги,  $\rho$  — сиртининг ёруғлик қайтариш коэффициентини. Ёруғлик босимини биринчи бўлиб 1900 йилда П. Н. Лебедев тажрибада аниқлади. П. Н. Лебедев тажрибасининг моҳияти қуйидагидан иборат: осонгина буриладиган парракнинг қанотларидан бири қорайтирилган, иккинчиси эса ялтироқ қилиб ясалган (6.7-расм). Бу қанотларни навбатма-навбат ёритиш натижасида ҳосил бўладиган парракнинг бураллишлари таққосланади. Паррак ўқиға ёништирилган кичкина кўзгудан қайтувчи нурнинг оғшига асосланиб парракнинг буралганлик даражаси тўғрисида маълумот олинади. Тажрибаларда ёруғликнинг ялтироқ қанотга берадиган босими ( $P_n$ ) қорайтирилган қанотга берадиган босими ( $P_k$ ) дан икки марта катта бўлиб чиқди. Бу натижа Максвеллнинг назарий хулосасига мос келади. Ҳақиқатан, идеал ялтироқ сирт учун  $\rho=1$ . Шунинг учун, (6.8) га асосан,

$$P_n = \omega(1 + \rho) = 2\omega.$$

Ёруғликни тўла ютувчи қорайтирилган сирт учун  $\rho=0$ . Натижада

$$P_k = \omega(1 + \rho) = \omega.$$

Ёруғлик босимининг П. Н. Лебедев тажрибасида аниқланган қиймати (6.8) формула асосида ҳисобланган қийматига яқин бўлиб чиқди.

Ёруғлик босимини квант тасаввурлар асосида ҳам тушунтириш мумкин. Сиртга нормал равишда тушаётган ясси монохроматик ёруғлик дастасининг бирлик ҳажмида  $N$  та фотон мавжуд бўлсин. Сирт устида асосининг юзи бир бирликка, баландлиги эса  $c$  га тенг бўлган цилиндрни ҳаёлан тасаввур қилайлик. Цилиндр ичидаги  $N \cdot c$  фотонларнинг барчаси бирлик вақтда сиртининг бирлик юзига тушади. Уларнинг  $\rho Nc$  қисми сиртдан қайтади, қолган қисмини, яъни  $(1 - \rho)Nc$  фо-

тон сиртда ютилади. Ютилган фотонларнинг ҳар бири сиртга  $m_{\phi}c$  импульс беради. Қайтган ҳар бир фотон туфайли сирт  $m_{\phi}c - (-m_{\phi}c) = 2m_{\phi}c$  га тенг импульс олади. У ҳолда бирлик вақтда сиртнинг бирлик юзига таъсир этувчи импульсларнинг йиғиндиси ёруғлик босимини ифодалайди, яъни

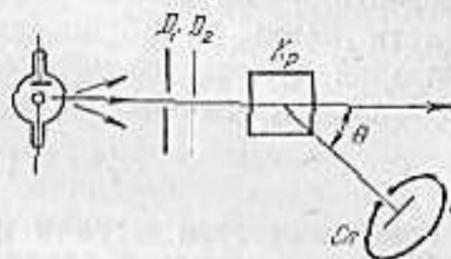
$$P = 2m_{\phi}c \cdot \rho Nc + m_{\phi}c \cdot (1 - \rho) Nc = (1 + \rho) N m_{\phi}c^2. \quad (6.9)$$

Бу ифодадаги  $N m_{\phi}$  — бирлик ҳажмдаги фотонлар массасидир. Шунинг учун, Эйнштейннинг масса ва энергия орасидаги эквивалентлик қонунига асосан,  $N m_{\phi}c^2$  бирлик ҳажмдаги  $w$  ёруғлик энергияни характерлайди. Натижада (6.9) ифода  $P = (1 + \rho) w$  кўринишга келади.

### 5-§. Комптон эффекти

Комптон эффекти деб ном олган ҳодисани 1923 йилда А. Комптон рентген нурларининг сочилишига оид тажрибада аниқлади. Тажрибанинг схемаси 6.8-расмда тасвирланган.  $D_1$  ва  $D_2$  диафрагмалар ёрдамида ингичка даста шаклига келтирилган рентген нурлари сочувчи кристалл  $Kp$  га тушади. Сочилган нурларни рентген спектрограф  $Sp$  да тўлқин узунликлари бўйича анализ қилинади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, монохроматик рентген нурларининг тўлқин узунликлари тушиш йўналишида ўзгармайди, яъни  $\theta = 0^\circ$  бўлганда  $\lambda = \text{const}$  бўлади. Лекин бошланғич йўналиш билан нолдан фарқли ихтиёрий  $\theta$  бурчак ҳосил қилиб сочилган рентген нурларининг тўлқин узунлиги ( $\lambda'$ ) нинг қиймати кристалга тушаётган рентген нурларининг тўлқин узунлиги  $\lambda$  дан катта. Нурларнинг частоталари тўғрисида мулоҳаза юргизиладиган бўлса, сочилган нурларнинг частотаси ( $\nu' = \frac{c}{\lambda'}$ ) тушаётган нур частотаси ( $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ) дан кичик. Тушаётган ва сочилган нурлар тўлқин узунликларининг фарқи ( $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ ) нинг сочилиш бурчагига боғлиқлиги

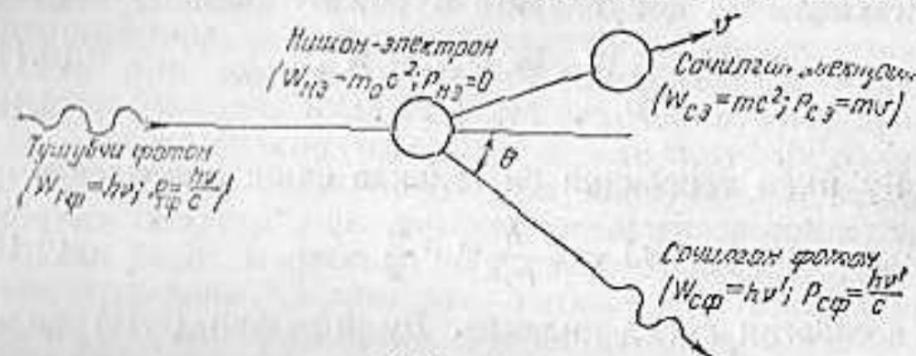
$$\Delta\lambda = 2K \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (6.10)$$



6.8-расм.

муносабат билан ифодаланади. Бунда  $K$  — комптон доимийси бўлиб, унинг тажрибаларда топилган қиймати  $2,41 \cdot 10^{-12}$  м га тенг.

Тўлқин назарияга асосан, рентген нурларининг ўзгарувчан электр майдони таъсирида кристалдаги атомларининг электронлари мажбуран тебранадилар ва улар иккиламчи тўлқинлар тарқатадилар. Бу иккиламчи тўлқинлар (сочилган рентген нурлари) нинг частотаси



6.9-расм.

кристалга тушаётган рентген нурларининг частотаси билан бир хил бўлади. Тажрибаларда кузатилаётган сочилган нурлар частотасининг ўзгарувини тўлқин назария мутлақо тушунигира олмайди.

Комптон эффектининг ёруғликнинг квант назарияси асосида тушунирилди. Бунда рентген нурларининг кристалдан сочилиш ҳодисасини рентген фотонларининг кристалдаги эркин электронлар билан тўқнашувини маҳсулдир, деб ҳисобланади. Энергияси  $W_{\phi} = h\nu$  ва импульси  $p_{\phi} = \frac{h\nu}{c}$  бўлган фотон электрон билан тўқнашаётган бўлсин (6.9-расм). Тўқнашув содир бўлгунча нишон электронининг энергияси  $W_{1e} = m_0c^2$  (бунда  $m_0$  — электронининг „тинчлик“ вазиятидаги массаси) ва импульси  $p_{1e} = 0$  қийматлар билан характерланади. Тўқнашувини туфайли электрон фотон энергиясининг бир қисмини қабул қилади ва  $v$  тезлик билан ҳаракатга келади. Натижада бу сочилган электрон  $W_{2e} = mc^2$  энергияга ва  $p_{2e} = mv$  импульсга (бу ифодаларда  $m = m_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ ) эришади. Фотоннинг ўзи бошланғич йўналиш билан  $\theta$  бурчак ҳосил қилиб сочилади. Сочилган фотоннинг энергияси ( $W_{2\phi} = h\nu'$ ) ва импульси ( $p_{2\phi} = \frac{h\nu'}{c}$ ) тушаётган фотонниқидан кичикроқ бўлиши та-

бий, албатта. Фотон энергиясининг камайиши, унинг частотасини ҳам камайиши демакдир. Сочилган фотон частотасининг камайганлиги,  $\lambda = \frac{c}{\nu}$  формулага асосан, тўлқин узунлигининг ортганлигини билдиради.

Фотон ва эркин электроннинг таъсирлашуви туфайли вужудга келган тўлқин узунлик ўзгаруви —  $\Delta\lambda$  тўғрисида миқдорий ахборот олиш учун энергия ва импульсининг сақланиш қонунларига мурожаат қилиш лозим:

$$W_{\text{тф}} + W_{\text{нэ}} = W_{\text{сф}} + W_{\text{сэ}}; \quad (6.11)$$

$$P_{\text{тф}} = P_{\text{сф}} + P_{\text{сэ}}. \quad (6.12)$$

Бу икки тенгликни биргаликда ечиш натижасида

$$\Delta\lambda = 2 \frac{h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (6.13)$$

муносабатни ҳосил қиламиз. Бу ифодани (6.10) билан солиштирсак, комптон доимийси  $K = \frac{h}{m_0 c}$  бўлиши керак, деган хулосага келамиз. Ҳақиқатан,  $h$ ,  $m_0$  ва  $c$  ларнинг қийматларидан фойдалансак,  $K = 2,426 \cdot 10^{-12}$  м ҳосил бўлади. Демак, назарий (6.13) ифода ва тажрибавий (6.10) муносабат жуда мос келиб, фотонларнинг мавжудлигини исботловчи далил бўлиб хизмат қилади.

#### 6-§. Электромагнит нурланиш корпускуляр ва тўлқин хусусиятларининг диалектик бирлиги

Оптикага оид ҳодисаларни ўрганиш натижасида қуйидаги хулосалар келиб чиқади:

1) абсолют қора жисм нурланиш спектридаги энергия тақсимоти, фотоэффект, Комптон эффекти ёруғлиқнинг квант хусусиятларидан далолат беради;

2) ёруғлиқ интерференцияси, дифракцияси, дисперсияси, қутбланиши каби ҳодисаларда ёруғлиқнинг тўлқин хусусиятлари намоён бўлади.

Бу икки гуруҳ ҳодисаларни тушунтиришда ёруғлиқ табиатини ақс эттирувчи икки назариядан, яъни ёруғлиқнинг тўлқин (электромагнит) ва корпускуляр (квант) назарияларидан фойдаланилди. У ҳолда, барча ёруғлиқ ҳодисаларини икки бир-бирига зид назариялар асосида эмас, балки бу назарияларнинг замонавийроғи асосида талқин қилишнинг иложи йўқми? — деган савол туғилади.

Бу саволга жавоб бериш учун қуйидаги тажрибани тасаввур қилайлик. Икки бир-бирига яқин жойлаштирилган тирқишдан ёруғлиқ ўтаётган бўлсин. Иккала тирқиш очик бўлган ҳолда экран ўрнига жойлаштирилган фотопластинкада навбатлашган ёруғ ва қоронғи соҳалардан иборат интерференцион манзара вужудга келади. Фотопластинкани алмаштирайлик. Бу фотопластинкага олдин фақат биринчи тирқишдан, кейин фақат иккинчи тирқишдан ёруғлиқ туширамиз. Бу ҳолда ҳам фотопластинкага ёруғлиқ иккала тирқиш орқали тушади. Лекин бир вақтда эмас. Фотопластинкадаги манзара мутлақо бошқача бўлади, интерференцион манзара кузатилмайди. Тўлқин назарияга асосан шундай бўлиши керак, албатта. Энди, тажрибани корпускуляр назария асосида тушунтиришга ҳаракат қилайлик; фотонлар тирқишдан ўтиш жараёнида тирқиш деворларига урилиб йўналишларини ўзгартиради, натижада фотопластинкаларнинг турли соҳаларига тушган фотонлар сони турлича бўлади, деб тасаввур қилиб кўрайлик. У ҳолда иккала тирқиш бир вақтда очик қолдирилган ҳолдаги на тирқишлар навбатма-навбат очик қолдирилган (аммо ёруғлиқ бир фотопластинкага туширилган) ҳолдаги манзараларнинг ҳар хил бўлишини мутлақо тушунтириб бўлмайди.

Шунга ўхшаш тажриба ва мулоҳазалар асосида барча оптик ҳодисаларни фақат тўлқин назария ёки фақат корпускуляр назарияга таяниб талқин қилиш имконияти йўқлигини исбот қилиш мумкин. Бу икки назариянинг қайси бири ҳақида мулоҳаза юргизсак ҳам, у бир гуруҳ ҳодисаларни тушунтиришда муваффақиятга эришадими, аммо иккинчи гуруҳ ҳодисаларни талқин қилишга ожизлик қилади.

Шунинг учун қўлланилаётган икки назариядан қайси бири замонавийроқ эканлиги ҳақида мулоҳазалар юритиш ўрнига ёруғлиқ табиати тўғрисидаги тасаввурларининг ойдинлаштириб олганимиз маъқулроқдир.

Умуман, инсон онгида ташқи муҳит таъсири туфайли дунё манзараси шаклланиб бир қатор тасаввурлар системаси вужудга келади. Масалан, „тўлқин ҳаракат“ деганда сув сиртининг тўлқинланиши ёки таранг тортилган илнинг тебранишларини кузатиш натижасида вужудга келган таассуротлар кўз ўнгимизда пайдо бўлади. Лекин дунёни инсон сезги органлари орқали қайд қилиш (таассурот) туфайли вужудга келган тасаввурларни микроламга ҳар доим қўллаб бўлмайди. Хусусан

мулоҳазаларда тўлқин манзарасидан электромагнит нурланишнинг модели сифатида фойдаландик. Шунинг учун, ўлчаш ёки кузатиш натижасида йиғилган ахборотларни назарий жиҳатдан муҳсима қилинганда текшириш объекти (ҳодиса) ни соддаштиришга ёрдам берадиган баъзи фаразлардан фойдаланилади. Бу фаразлар асосида текшириладиган буюм ёки ҳодисаларни идеаллаштирилган модели ҳосил қилинади. Ҳар қандай модель объектив табиатни фақат биричи яқинлашувдаги ифодасидир. Шунинг учун ёруғликнинг тўлқин модели бир қатор оптик ҳодисаларни талқин қилишда жуда катта ёрдам берди. Аммо баъзи ҳолларда бу модель нотўғри фикрларга олиб келиши ҳам мумкин. Бунга ажабланмаса ҳам бўлади, чунки ҳар қандай модель сарҳад ҳолларда объектни айнан акс эттира олмайди-да. Худди шунингдек, ёруғликнинг корпускула модели ҳам ҳамма вақт қўл келвермайди. Бунинг сабаби шундаки, электромагнит нурланиш, аслида, тўлқин ҳам, корпускула ҳам эмас.

Электромагнит нурланиш, хусусан ёруғлик ҳақидаги ахборотларнинг аксарияти инсоннинг бевосита сезги органлари орқали эмас, балки билвосита маҳсус қурилмалар ёрдамида кузатишга келади. Ёруғлик баъзи қурилмаларга тўлқинга ўхшаш таъсир қилса, баъзиларига корпускулага ўхшаш таъсир кўрсатади. Шунинг учун ёруғликнинг тажрибаларда кузатиладиган тўлқин ва корпускуляр хусусиятларини бир-бирига қарама-қарши қўйиш керак эмас. Балки ёруғлик бир вақтнинг ўзида иккала хусусиятга ҳам эга, деб ҳисоблаш керак. Бошқача қилиб айтганда, электромагнит нурланишда тўлқин ва корпускуляр хусусиятларининг диалектик бирлиги кузатилади. Бироқ бу хусусиятлар маълум қонуният асосида намоён бўлади: тўлқин узунлигининг камайиши (частотанинг ортиши) билан электромагнит нурланишнинг корпускуляр хусусиятлари кўпроқ намоён бўлади. Аксинча, тўлқин узунлигининг ортиши (частотанинг камайиши) туфайли электромагнит нурланишнинг тўлқин хусусиятлари юзага чиқа бошлайди.

Электромагнит нурланишнинг иккала хусусияти бир вақтда мавжуд бўлса, улар орасида бирор боғланиш ҳам бўлиши керак, албатта. Ҳақиқатан, нурланишнинг тўлқин хусусиятидан фойдаланиб *интенсивлик тўлқин амплитудасининг квадрати*га пропорционал деган эдик. Нурланиш — фотонлар оқими деб ҳисобланганида *интенсивлик фотонлар сонига тенг* эди. Демак, фотоннинг

фазонинг бирор нуқтасига тушиш эҳтимоллиги тўлқин амплитудасининг квадратига пропорционалдир.

Шундай қилиб, электромагнит нурланиш физик нуқтадан назардан реал объект бўлиб, у тўлқинга ҳам, корпускулага ҳам ўхшашайди. Тўлқин ва корпускула тасавуurlарни ҳодисаларни талқин қилишда фойдаланиладиган моделлар бўлиб, улар нурланишнинг бир-бири билан узвий боғланган турли хусусиятларини акс эттиради. Баъзи шароитларда нурланишнинг табиати, асосан, корпускуляр хусусиятлар билан аниқланиб, тўлқин хусусиятлар эса текшириладиган ҳодисанинг унчалик аҳамиятга эга бўлмаган хислатларини ифодалайди. Бошқа хил шароитларда эса нурланишнинг тўлқин табиати ўрғаниладиган ҳодисанинг асосий хислатларини аниқлайдиган даражада катта аҳамиятга эга бўлади. Бу ҳолларда нурланишнинг корпускуляр хусусияти ҳодисанинг иккинчи даражали хоссаларини аниқлашга ёрдам беради, холос.

## VII боб

### КВАНТ МЕХАНИКАСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

#### 1-§. Моддаларнинг корпускуляр-тўлқин дуализми. Де-Бройль формуласи

Ёруғликнинг дуалистик хусусиятлари, яъни унинг тўлқин ва корпускуляр хусусиятлари тўғрисидаги фикр-ни ривожлантириб 1924 йилда де-Бройль янги гипотезани илгарти сурди. *Табиат симметрияга мойил бўлганлиги туфайли модда зарраларининг фақат корпускуляр хусусиятлари эмас, балки тўлқин хусусиятлари ҳам содир бўлиши керак.*

Бошқача қилиб айтганда, де-Бройль гипотезасига асосан, корпускуляр-тўлқин дуализм электромагнит нурланиш учун ҳам, маълум зарралари учун ҳам тегишлидир. У ҳолда электромагнит нурланиш фотони учун ўрилган бўлган қуйидаги

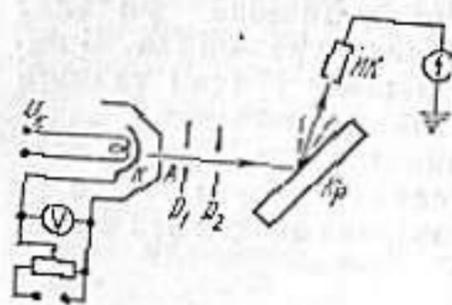
$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

муносабатни модда зарралари учун ҳам қўллаш мумкин. Шунинг учун массаси  $m$ , тезлиги  $v$  (яъни импульси

$p = mv$ ) бўлган зарранинг ҳаракатиниш жараёнида узунлиги

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (7.1)$$

бўлган тўлқиннинг хусусиятлари намоён бўлиши керак, деган хулосага келинади. (7.1) ифодани де-Бройль формуласи деб,  $\lambda$  ни эса де-Бройль тўлқин узунлиги деб аташ одат бўлган. Де-Бройль гипотезаси билан танишгач, Эйнштейн қуйидаги фикрини айтди: агар бу

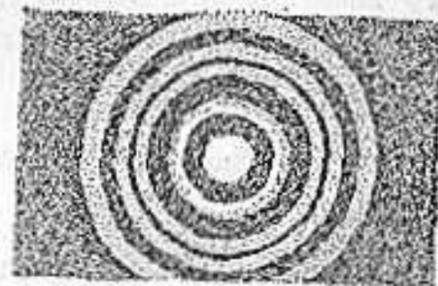


7.1- расм.

гипотеза тўғри бўлса, электронлар учун дифракция ҳодисаси кузатилиши лозим. Ҳақиқатан, 1927 йилда Дэвиссон ва Жермер тажрибасида бу фикр тасдиқланди. Бу тажрибанинг схемаси 7.1-расмда тасвирланган. Қиздирилган  $K$  катоддан чиққан термоэлектронлар катод ва  $A$  анод оралигидаги электр майдон таъсирида тезлантилади. Электронлар дастаси  $D_1$  ва  $D_2$  диафрагмалар ёрдамида ингичка даста шаклида  $Kp$  кристалга, ундан сочилган электронлар эса ионизацион камера ( $ИК$ ) га тушади. Ионизацион камерада вужудга келган ток гальванометр ёрдамида ўлчанади. Тажрибада ионизацион камерани силжитиш ёрдамида турли бурчаклар остида сочилган электронларни қайд қилиш имконияти мавжуд эди. Тажрибалар натижаси шуни кўрсатдики, сочилиш бурчагининг ўзгариши билан ионизацион камерадаги ток кучи монотон равишда ўзгармайди, балки бир қатор максимумлар кузатилади. Масалан, никель кристалли билан тажриба ўтказилганда электронларни тезлатувчи (яъни  $K$  ва  $A$  лар орасидаги потенциаллар фарқи 54 В бўлганда (бундай майдонда электрон  $\sim 4 \cdot 10^6 \frac{M}{c}$  тезликка эришади) сочилиш бурчагининг  $\alpha = 50^\circ$  қийматида максимум кузатилди. Агар шу тажриба электронлар дастаси билан эмас, балки рентген нурлари билан ўтказилса, дифракцион максимум  $\alpha = 50^\circ$  да кузатилиши учун рентген нурларининг тўлқин узунлиги  $1,67 \cdot 10^{-10} m$  бўлиши лозим. Иккинчи томондан, тажрибада қўлланилган электронлар учун, (7.1) ифода асосида, де-Бройль тўлқин узунлигини ҳисобласак,  $\lambda \approx 1,67 \cdot 10^{-10} m$  қийматини ҳосил қиламиз. Мос келувчи

бу натижалар де-Бройль гипотезаси тўғрилигининг исботи бўлиб хизмат қилади.

Кейинчалик, электронлар дифракцияси бошқача усуллар билан ўтказилган тажрибаларда ҳам кузатилди. Хусусан, П. С. Тартаковский ҳамда Томсон ва Рейд жуда юпқа металл фольга (зар) орқали ўтиш жараёнида вужудга келган электронлар дифракциясини текширдилар. 7.2-расмда олтин фольганинг электронограммаси (яъни электронлар дифракцияси туфайли экран ўрнига жойлаштирилган фотопластинкадаги тасвир) кўрсатилган.



7.2- расм.

1948 йилда В. Фабрикант, Б. Биберман, ва Н. Сушкунлар ниҳоятда заиф интенсивликдаги электронлар оқими билан тажриба ўтказдилар. Бу тажрибалар натижалари тўлқин хусусиятлар электронлар оқими учунгина эмас, балки айрим электронлар учун ҳам тегишлидир, деган хулосага олиб келди.

Умуман, (7.1) ифода барча зарралар учун ўринали. У ҳолда нима учун кундалик турмушда модда бўлақларининг ёки отилган тошнинг ҳаракати туфайли дифракцион манзара кузатилмайди?—деган савол туғилиши табиийдир. Бу саволга жавоб бериш мақсадида оғирлик кучи туфайли Ер сирти томон ҳаракатланаётган чағг зарраси ( $m = 10^{-30} kg$ ,  $v = 10^{-3} m/s$ ) нинг де-Бройль тўлқин узунлигини ҳисоблайлик:

$$\lambda = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}}{10^{-30} \text{ кг} \cdot 10^{-3} \text{ м/с}} \approx 6 \cdot 10^{-22} \text{ м.}$$

Оптикадан маълумки, оптик ҳодисаларни аниқловчи характерли ўлчамларини (масалан, тирқиш ёки тўсиқнинг ўлчамларининг) ёруғликнинг тўлқин узунлиги билан таққослаш мумкин бўлган ҳолларда ёруғликнинг тўлқин табиати намоён бўлади. Тўлқин узунлик характерли ўлчамлардан жуда кичик бўлган ҳолларда эса ёруғликнинг тўлқин хусусиятлари сезиларли бўлмайди. Юқоридаги мисолда чағг заррасининг де-Бройль тўлқин узунлиги ( $10^{-22} m$ ) зарранинг хусусий ўлчами ( $\sim 10^{-3} m$ ) дан жуда кичик. Шунинг учун бундай шароитларда тўлқин хусусиятлар ошқор бўлмайди, албатта.

Демак, корпускуляр-тўлқин дуализм ҳаракатланаётган барча жисмлар учун ўринали. Лекин макрожисм-

ларнинг массалари катта бўлгани туфайли, (7.1) формулага асосан, уларнинг де-Бройль тўлқин узунликлари жуда кичик бўлади. Бу эса макројисмларнинг тўлқин хусусиятларини кузатиб бўлмасликнинг сабабидир. Шунинг учун бизнинг онгимизда макројисм ҳақида фақат корпускуляр тасаввур мавжуд бўлади.

Хулоса қилиб айтганимизда, де-Бройль гипотезаси бир қатор тажрибаларда тасдиқланди ва у тўлқин механикасининг яратилишида муҳим роль ўйнади. Атом тузилишини классик тасаввурлар асосида тушуниришда дуч келинган қийинчиликлар билан танишсак, бу гипотезанинг фан ривожланишига қўшган жуга катта ҳиссаси янада ойдинлашади.

## 2-§. Атом тузилиши ҳақидаги классик тасаввурларнинг ривожланиши

Узоқ вақтлар давомида фанда атом материянинг бўлимас қисми, „дунё тузилишининг энг элементар гиштчалари“ деган фикр ҳукмронлик қилиб келди. Атом грекча „атомс“ сўзидан олинган бўлиб, „бўлимас“ деган маънони англатади.

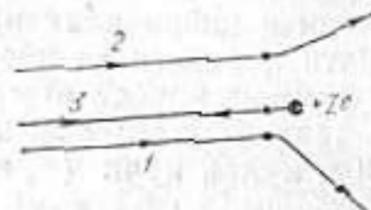
XIX аср охирига келганда эса бир қатор машхур тажрибалар туфайли атомнинг мураккаб тузилиши тўғрисидаги фикр анчагина ойдинлашиб қолди. Бу соҳада, айниқса, Резерфорд тажрибаси эътиборга лойиқдир. Бу тажрибанинг схемаси 7.3-расмда тасвирланган. Қўргошин бўлагининг ичидаги ковакда радио-



7.3-расм.

актив манба — радий жойлаштирилган. Манбадан барча йўналишларда альфа-зарралар чиқади. Лекин қўргошиндаги тирқиш йўналишидан бошқа барча йўналишларда альфа-зарралар ютилади. Тирқишдан чиққан альфа-зарралар дастаси  $\Phi$  олтин фольгага перпендикуляр равишда тушади. Фольгадан ўтган зарралар флуоресценцияланувчи қатлам билан қопланган (З) экранга тушган нуқталарда чақмоқчалар вужудга келади. Бу чақмоқчаларни кузатиш асосида альфа-зарраларнинг фольгадан ўтиш жараёнидаги сочилиш тўғрисида ахборот олинди. Кузатувларнинг кўрсатишича, альфа-зарраларнинг аксарияти ўз йўналишларини ўзгартирмайди ёки жуда кичик бурчакларга оғади.

чик бурчакларга оғади. Лекин зарраларнинг бир қисми етарлича катта бурчакларга оғади. Ҳатто орқасига қайтган альфа-зарралар ҳам кузатишган. Тажриба натижаларини тушунириш учун Резерфорд атом тузилишини қуйидагича фараз қилди: атомнинг ниҳоят кичик соҳасида мусбат заряд жойлашган, унинг атрофидаги атомнинг барча соҳаси эса манфий зарядли электронлар булутидан иборат бўлиб, бу электронларнинг тўлиқ заряди мусбат зарядга миқдоран тенг.



7.4-расм.

Шунинг учун фольгадан ўтиш жараёнида асосий таъсирлашув заряди  $+2e$  га тенг бўлган альфа-зарра ва атом массасининг асосий қисмини ўзида мужассамлаштирган мусбат зарядли  $(+Ze)$  соҳа (бу соҳани ядро деб аташ одат бўлган, ядро — „мағиз“ деган маънони англатади) орасида амалга ошади. Натижада ядрога яқинроқ масофадан ўтаётган альфа-зарра (7.4-расмда 1 деб белгиланган) ядродан узоқроқ масофадан ўтаётган альфа-зарра (расмда 2 деб белгиланган) га нисбатан каттароқ бурчакка оғади, чунки альфа-зарра ва ядро орасидаги ўзаро таъсирловчи кулон кучи улар орасидаги масофага тескари пропорционалдир. Тўппа-тўғри ядро томон келаётган альфа-зарра (расмда 3 деб белгиланган) эса кулон кучи таъсирида секинлашиб тўхтайтиди, сўнг орқасига қайтади. Классик физика қонуналари асосида ўтказилган миқдорий ҳисоблар Резерфорд фаразини тасдиқлади.

Шу тариқа атомнинг ядро модели яратилди. Уни баъзан, атомнинг планетар модели деб ҳам аталади, чунки ядроми қўшга, электронларни эса сайёраларга ўхшатилади. Бу модель атом тузилишини ўрганишда муҳим қадам бўлди. Лекин унинг камчиликлари ҳам мавжуд эди. Камчиликлар асосан иккита. Бу камчиликлар билан энг содда атом — водород атоми мисолида танишайлик. Моделга кўра, заряди  $+e$  бўлган ядро атрофида битта электрон берк орбита бўйлаб ҳаракатланади. Лекин бу электрон катта тезланиш билан ҳаракатланиши лозим. Масалан, радиуси  $r \sim 10^{-10}$  м орбита бўйлаб  $v \sim 10^6 \frac{m}{c}$  тезлик билан ҳаракатланаётган электрон қиймати

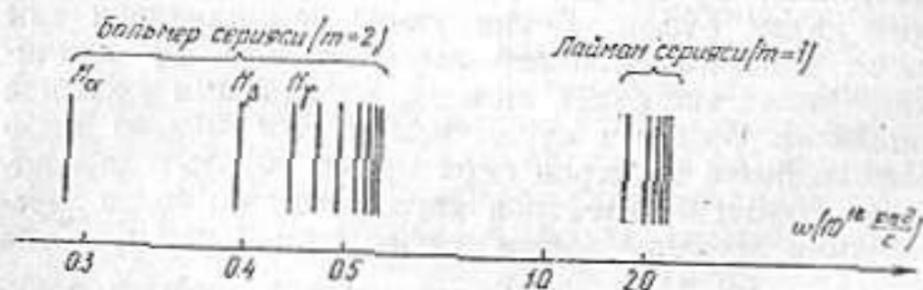
$$a = \frac{v^2}{r} \approx 10^{22} \frac{m}{c^2}$$

Бўлган нормал тезланишга эга бўлади. Классик электро-динамикага асосан бундай электрон электромагнит нурланиш чиқариши ва энергияси камайганлиги туфайли унинг орбитаси борган сари торайиб бориши лозим. Ҳисобларнинг кўрсатишича, тахминан  $10^{-9}$  с чамаси вақт ўтгач, водород атомининг электрони ядрога йиқилиб тушиши керак. Ваҳоланки, водород атоми барқарордир. Бу мос келмаслик планетар модель дуч келган биринчи қийинчиликдир. Иккинчи қийинчиликнинг моҳияти қуйидагидан иборат: заряди  $+e$  бўлган водород атомининг ядроси атофида  $r$  радиусли орбита бўйлаб  $v$  тезлик билан айланаётган электрон учун ҳар бир онда кулон кучи ( $F_k = e^2/4\pi\epsilon_0 r^2$ ) ва марказдан қочма куч ( $F_{mk} = m_e a = \frac{m_e v^2}{r}$ ) лар тенг бўлади, яъни

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{m_e v^2}{r} \quad (7.2)$$

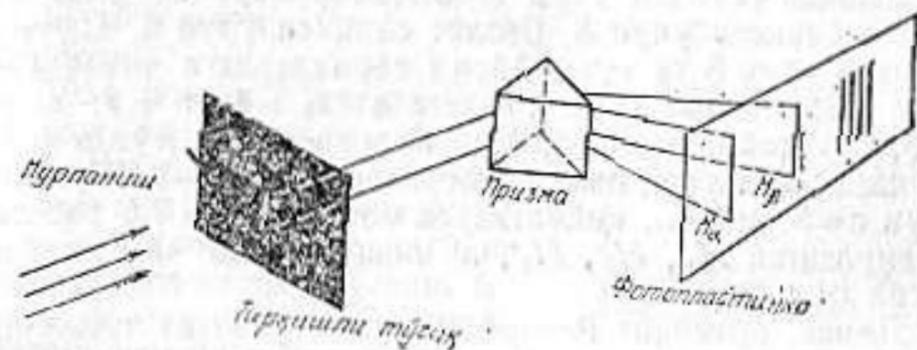
Бу тенглама  $r$  нинг ниҳоят кўп қийматлари учун бажарилади.  $r$  нинг ҳар бир ихтиёрый қиймагига эса электрон тезлиги  $v$  нинг ва энергияси  $W$  нинг аниқ қийматлари мос келади. Шунинг учун  $r$  нинг ўзгарувларида (аниқроғи электронни ядрога яқинроқ орбиталарга ўтиши натижасида) чиқариладиган электромагнит нурланишларнинг энергиялари турлича (яъни узлуксиз) қийматларга эга бўлиши мумкин. Бошқача айтганда, водород атомининг нурланиш спектри узлуксиз бўлиши лозим. Ваҳоланки, тажрибалар водород атомининг спектри чизикли (узлукли) эканлигини кўрсатади (7.5-расмга қ.).

Одатда, спектрларни узлуксиз ва чизикли деб аталади. Бу терминлар ишлатилишининг сабаби нимада? Нурланишларни тўлқин узунликлар (яъни частоталар) бўйича ажратиб уларни фотопластинкага туширувчи қурилмаларни спектрографлар дейлади. Спектрограф-



7.5- расм.

нинг асосий қисми призма бўлиб, тасмасимон тирқишдан ўтиб призмага тушаётган турли тўлқин узунликли (частотали) нурланишлар бу призмада турлича синди, яъни частотаси кичикроқ бўлган қизил нурланиш частотаси каттароқ бўлган бинафша нурланишга нисбатан кичикроқ бурчакка оғади. Натижада фотопластинкада спектрограф тирқишининг турли частотали нурланишлар



7.6- расм.

вужудга келтирган тасвирлари пайдо бўлади. Тирқиш тасмасимон шаклда бўлганлиги учун тасвир ҳам тасмасимон бўлади. Лекин спектрографни ажратиш қобилиятини ошириш мақсадида тирқишни ниҳоят энсиз қилиб олинадик, натижада ишлов берилган фотопластинкадаги тасвир худди чизикқа ўхшаб кетади (7.6-расмдаги чизикларга қ.). Шунинг учун бундай нурланиш спектри чизикли ёки узлукли деб аталади. Шунини алоҳида қайд қилайликки, ҳар бир „чизик“ бирер спектрал интервални аке эттиради, лекин бу интервал жуда кичик бўлганлиги туфайли ҳар бир „чизик“ ни маълум частотали нурланишга мос келади, дейишимиз мумкин. Агар манба нурланиши узлуксиз равишда кетма-кет келувчи частотали нурланишлардан иборат бўлса, бу нурланишлар туфайли вужудга келган фотопластинкадаги „чизиклар“ бир-бирлари билан ажратиб бўлмайдиган даражада ёнма-ён жойлашади. Шунинг учун фотопластинкадаги тасвир узлуксиз бўлади ва бундай нурланиш спектри узлуксиз спектр деб аталади.

Водород атоми нурланишининг спектрини ўрганкиш натижасида спектрдаги чизиклар тартибсиз эмас, балки гуруҳлар тарзида (бу гуруҳларни чизиклар сериялари деб аташ одат бўлган) маълум қонуният билан жойлашганлиги аниқланди. 7.5-расмда водород атоми спектрининг кўринувчан ва ультрабинафша қисмлари тас-

вирланган. Водород атоми спектридаги барча чизиқлар частоталарини қуйидаги умумлашган Бальмер формуласи билан ифодаласа бўлади:

$$\omega = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (7.3)$$

Бу формуладаги  $R$  — Ридберг доимийси деб аталади унинг қиймати  $2,07 \cdot 10^{10}$  рад/с га тенг.  $m$  нинг қиймати эса Лайман серияси учун 1, Бальмер серияси учун 2, Пашен серияси учун 3, Брәкет серияси учун 4, Пфунд серияси учун 5 га тенг. Айрим сериялардаги чизиқларнинг частоталари (7.3) ифодага  $n = m + 1; m + 2; m + 3; \dots$  қийматларни қўйиш натижасида вужудга келтирилади. Масалан, Бальмер серияси учун  $m = 2$ . Шунинг учун  $n = 3; 4; 5; \dots$  қийматларда мос равишда 7.5-расмда тасвирланган  $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, \dots$  чизиқларнинг частоталари ҳосил бўлади.

Демак, атомнинг Резерфорд таклиф этган планетар модели, биринчидан, атомларнинг барқарорлигини, иккинчидан, атомлар спектрларининг чизиқлилигини ва унинг қонуниятларини тушунтиришга ожизлик қилади.

Бу қийинчиликларни енгиш учун даниялик физик Н. Бор классик физикага зид бўлган фаразларни илгары сурди. Бу фаразлар фанда Бор постулатлари номи билан машҳурдир.

Биринчи постулат (тургун ҳолатлар постулати) нинг моҳияти қуйидагидан иборат:

Атомнинг етарлича узоқ вақт барқарор бўладиган маълум тургун ҳолатлари мавжудки, бу ҳолатлардаги атом энергиясининг қийматлари  $W_1, W_2, W_3, \dots, W_n$  дискрет қаторни ташкил этади. Атом ана шу тургун ҳолатларининг бирида бўлиши мумкин, холос. Тургун ҳолатларга тургун орбиталар мос келади. Тургун орбиталар бўйича ҳаракатланаётган электронлар нормал тезланишга эга бўлса ҳам электромагнит тўлқин нурлантормайди.

Иккинчи постулат (орбиталарни квантлаш қондаси) га асосан, тургун ҳолатдаги атомда айланма орбита бўйлаб ҳаракатланаётган электроннинг импульс моменти

$$L_n = m_e v r_n = n \hbar, \quad (7.4)$$

шартни қаноатлантирувчи квантланган қийматларга эга бўлиши лозим. Бунда  $m_e$  — электроннинг массаси,  $v$  — электроннинг орбита бўйлаб ҳаракатидаги чизиқли тезлик,  $r_n$  — орбита радиуси,  $\hbar = \hbar / 2\pi \approx 1,055 \cdot 10^{-34}$  Ж·с.

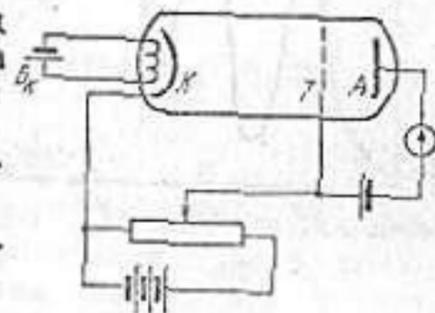
Учинчи постулат (частоталар қондаси) нинг таъкид-

лашича, атом энергияси  $W_n$  бўлган бир тургун ҳолатдан энергияси  $W_m$  бўлган иккинчи тургун ҳолатга ўтганда энергиянинг битта кванти чиқарилади ёки ютилади. Бу квантнинг частотаси қуйидаги

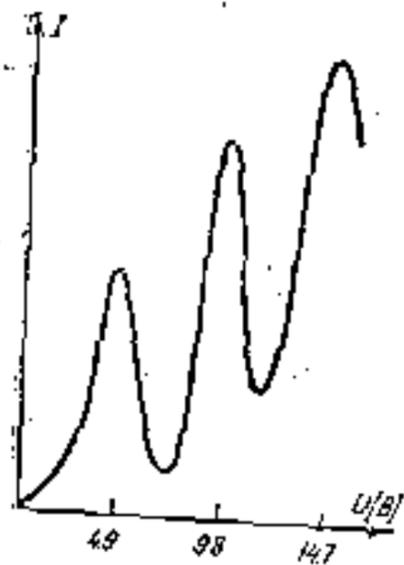
$$\omega = \frac{W_n - W_m}{\hbar} \quad (7.5)$$

муносабат билан аниқланади.  $W_m < W_n$  шарт бажарилса, квант нурлантирилади,  $W_m > W_n$  бўлганда эса квант ютилади.

1914 йилда Франк ва Герц томонидан моҳирона амалга оширилган тажриба атомдаги тургун ҳолатларни, яъни дискрет энергетик сатҳларнинг мавжудлигини тасдиқлади. Бу тажрибанинг схемаси 7.7-расмда тасвирланган. Ҳавоси сўриб олинган идиш ичига симобнинг буглари қамалган. Катод ( $K$ ) қиздирилиши натижасида термоэлектронлар ажралиб чиқади ва улар катод ҳамда тўр ( $T$ ) оралигидаги электр майдон таъсирида тезланилади. Катод ва тўр орасидаги потенциаллар фарқи  $U$  бўлса, тўрдан ўтаётган электроннинг энергияси  $eU$  бўлади. Тўр ва анод ( $A$ ) оралигида тўхтатувчи кучсизгина майдон ҳосил қилинган. Агар электрон катод ва тўр оралигида симоб атоми билан ноэластик тўқнашмаса, у бемалол бу кучсиз майдонни енгиб анодга етиб келади. Аксинча, симоб атоми билан ноэластик тўқнашув туфайли энергиясини йўқотган электрон тўхтатувчи майдонни енга олмайд ва тўрга тушади. Тўрга тушаётган электронлар қанчалик кўп бўлса анод занжирига уланган гальванометр қайд қилаётган ток шунчалик камайиб кетади. Тезлатувчи потенциал  $U$  нинг қиймати ресетат ёрдамида ўзгартирилиши мумкин.  $U$  нинг қийматига боғлиқ равишда анод токнинг ўзгаришини ифодаловчи эгри чизиқ 7.8-расмда тасвирланган. Тезлатувчи потенциални ортиши, яъни электронларнинг кинетик энергиясини ортиши билан, аввал, ток ҳам орта бошлайди (худди электрон лампалардагидек). Лекин бу ўсиш электронлар энергиясининг 4,9 эВ қийматигача давом этади. Шундан сўнг ток кескин камайд. Кейинчалик, ток яна ўса бошлайди, лекин электронлар энергияси 9,8 эВ га етганда, яна ток кескин камайиб кетади.



7.7-расм.



7.8-расм.

Тоқнинг кейинги кескин камайиши электронлар энергиясининг 14,7 эВ қийматида содир бўлади. Тажрибанинг кўрсатишича, тоқ қийматларининг кескин камайиши электроннинг энергияси 4,9 эВ га қаррали бўлган ҳолларда амалга ошяпти. Бундан симоб атомини қуйи энергетик сатҳдан юқори энергетик сатҳга кўтариш учун 4,9 эВ энергия лозим, деган хулосага келамиз. Бошқача айтганда, симоб атомига электрон фақат маълум улуш энергияни (яъни мисолан 4,9 эВ ни) беради. 9,8 ва 14,7 эВ ли электронлар эса мос равиш-

да симобнинг икки ва уч атоми билан тўқнашса, ҳар бир тўқнашувда 4,9 эВ дан энергия бериб, уларни юқори энергетик сатҳга кўтаради. Шу тариқа Франк ва Герц тажрибаси атомнинг турғун ҳолатлари ҳақидаги Бор теориясини исботлади.

Бор ўзининг постулатларига таянган ҳолда водород атомининг назариясини яратди. Шу назариянинг моҳияти билан танишайлик. Водород атоми ядросининг заряди  $+e$ . Ядро атрофида  $r_n$  радиусли орбита бўйлаб  $v$  тезлик билан айланиётган массаси  $m_e$  бўлган электроннинг ҳаракат тенгламаси

$$\frac{m_e v^2}{r_n} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} \quad (7.6)$$

кўринишда ёзилади. Бу электроннинг импульс моменти эса, орбиталарнинг квантлаш қондасига асосан, (7.4) шартни қаноатлантириши керак. (7.4) ва (7.6) ифодаларни биргаликда ечсак, водород атомидagi электрон учун турғун орбиталарнинг радиуслари

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} n^2 \quad (7.7)$$

ифода билан аниқланиши лозимлигини топаёмиз. Бунақа  $n$ -асосий квант сон деб аталади ва у бирдан бошланадиган бутун мусбат сонларга тенг бўла олади, яъни

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

Бу орбиталарга мос келувчи турғун ҳолатларда водород атомининг тўлиқ энергияси электроннинг кинетик энергияси ва электроннинг ядро билан ўзаро таъсир энергияларининг йиғиндисидан иборат:

$$W_n = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} \quad (7.8)$$

Иккинчи томондан, (7.6) ифоданинг иккала томонини  $r_n/2$  га кўпайтурсак, у

$$\frac{m_e v^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n}$$

кўриляшга келади. Бундан фойдаланиб (7.8) ни қуйидагича ёза оламиз:

$$W_n = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} \quad (7.9)$$

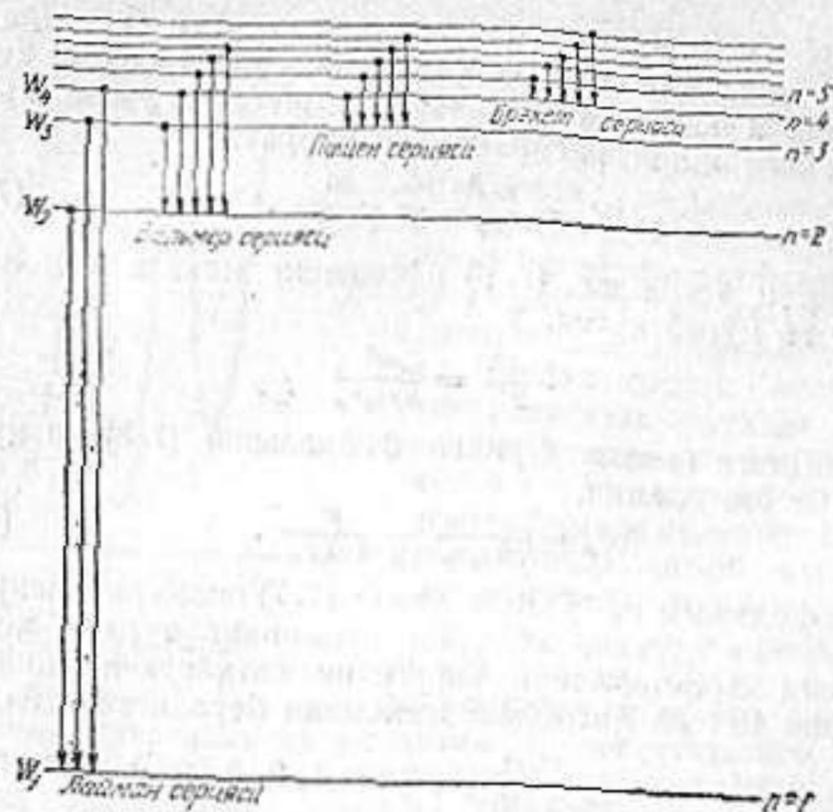
Бу ифодадаги  $r_n$  ўрнига унинг (7.7) билан аниқланувчи қийматини қўйсак, водород атомининг турғун ҳолатларини характерловчи энергетик сатҳларнинг қийматларини СИ да ҳисоблаш имконини берадиган қуйидаги

$$W_n = -\frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (7.10)$$

формулани ҳосил қиламиз. Гаусс бирликлар системасида бу формула анча ихчам кўринишда бўлади:

$$W_n = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2 n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (7.11)$$

Водород атомининг (7.11) ифода ёрдамида ҳисобланган энергетик сатҳлари 7.9-расмда горизонтал чизиқлар шаклида тасвирланган. Албатта, бу чизиқларнинг бирибиридан узоқлиги бирор масштаб бўйича энергияларнинг қийматларига мисалдан равишда ўтказилган. Водород атомининг нормал (уйғотилмаган) ҳолатида электрон энг қуйи энергетик сатҳда, яъни асосий квант соннинг  $n=1$  қийматида мос келувчи сатҳда жойлашган бўлади. Агар атомга танқаридан бирор энергия берилса, электрон  $n=2; 3; 4; \dots$  қийматларга мос бўлган энергетик сатҳларнинг бирортасига кўтарилади. Атомнинг бу ҳолатларини уйғотилган ҳолатлар деб аташ оқат бўлган. Уйғотилган ҳолатдан нормал ҳолатга қайтаётган атом электромагнит нурланishi квантини чиқаради. Агар электрон  $n=4$  билан характерланувчи ҳолатда бўлса, у нормал (яъни  $n=1$ ) ҳолатга бирданига ёки  $n=3; 2$  ҳолатлар орқали ҳам қайтиши мумкин. Лекин ҳар бир ўтишда нурланадиган фотоннинг энергияси бошланғич



7.9- расм.

ва охириги сатҳлар энергияларининг фарқига тенг бўлади. Масалан, Лайман сериясига оид бўлган чизиқлар уйғотилган ҳолатлардан нормал ҳолатга ( $n = 1$ ) ўтишларда нурланадиган электромагнит тўлқинларга мос келади. Бальмер сериясининг чизиқлари эса  $n = 3; 4; 5; \dots$  ҳолатлардан  $n=2$  ҳолатга ўтишларда нурлантириладиган электромагнит тўлқинларни ифодалайди. Шу тариқа Бор назарияси водород спектридаги серияларнинг физик маъносини ойдинлаштирди.

Бундан ташқари Бор назарияси Ридберг доимийсини ҳам ҳисоблаш имконини берди: водород атоми  $n$  ҳолатдан  $m$  ҳолатга ўтишда нурланадиган электромагнит тўлқин частотаси

$$\omega = \frac{W_n - W_m}{\hbar} = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (7.12)$$

бўлади. Бу ифодани умумлашган Бальмер формуласи билан солиштирсак, Ридберг доимийси

$$R = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} \quad (7.13)$$

эканлигини топамиз. Агар (7.13) га кирувчи барча константаларнинг қийматларини қўйсак, вужудга келадиган катталиқ Ридберг доимийсининг тажрибада топилган қийматига ажабланарли даражада мос келади.

Бор назариясининг ютуқларидан яна бири шундан иборатки, уни водородсимон ионлар (яъни ядросининг заряди  $+Ze$ , лекин биттагина электрони бўлган ионлар, масалан:  $\text{He}^+$ ,  $\text{Li}^{++}$ ,  $\text{Be}^{+++}$  ва ҳоказолар)га қўллаш мумкин бўлади.

Лекин Бор назариясининг камчиликлари ҳам аён бўла бошлади. Масалан, спектрал чизиқлар интенсивликларини ҳисоблашда бу назария ожизлик қилди. Бундан ташқари назариянинг энг асосий муваффақиятсизлиги шундан иборат бўлдики, у водороддан кейинги атом—гелий атомининг қонуниятларини мутлақо тушунтира олмади. Бу муваффақиятсизликларга ажабланмаса ҳам бўлади, чунки Бор назарияси ярим классик, ярим квант назария эди-да. Лекин Бор назарияси фан ривожидан катта роль ўйнади. Бу назариянинг энг асосий хислати шундаки, у микродунё ҳодисаларига классик физика қонуниларини қўллаш мумкин эмаслигини кўрсатди. Натижада элементар зарралар (масалан, электрон, протон ва ҳоказо)ни аниқ координата ва тезлик билан характерланувчи кичик механик зарралар деб тасаввур қилиш қанчалик тўғри экан, деган сазол туғила бошлади. Ана шундай вазиятда де-Бройль ўзининг гипотезасини таклиф этган эди.

### 3- §. Де-Бройль тўлқинларининг физик маъноси

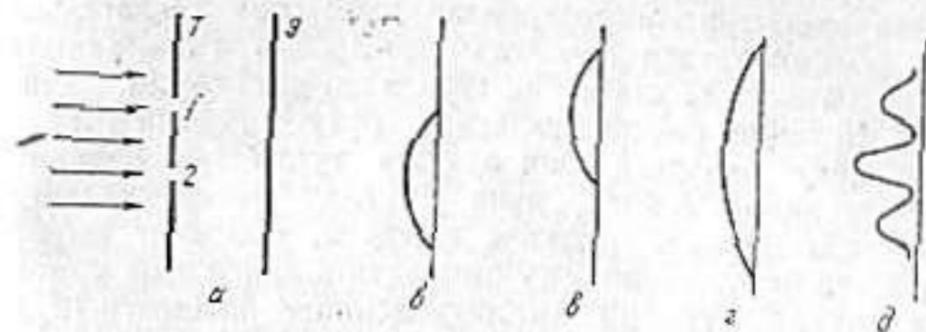
Ёруғлик (умумийроқ ҳолда электромагнит нурланиш) ва ҳаракатланувчи зарра (кўпинча „микрзарра“ термини ишлатилади)лар дуалистик хислатларга эгаллиги ҳақида тажрибаларга асосланиб ишонч ҳосил қилинди. Энди ҳаракатланаётган микрзарраларда намоян бўладиган де-Бройль тўлқинларининг табиати ҳақида мулоҳаза юритайлик. Маълумки, электромагнит нурланиш, хусусан ёруғлик ҳам, тўлқин нуқтан назаридан фазода ўзгарувчан электромагнит майдоннинг тарқалишидир. Де-Бройль тўлқинларининг тарқалиши эса ҳеч қандай электромагнит майдоннинг тарқалиши билан боғлиқ эмас. Ҳатто зарядланган микрзарраларининг фазодаги ҳаракати бирор электромагнит жараён билан боғлиқ бўлиши мумкин-ку, деб фараз қилиб кўрайлик. Ҳақиқатан, тезланишга эга бўлган электроннинг электромагнит тўлқин нурланти-

риши кузатилади. Лекин электрон тўғри чизиқли траектория бўйича текис ҳаракатланаётганда ҳеч қандай электромагнит нурланиш вужудга келмаслиги юқоридаги фаразни инкор этади. Худди шунингдек, де-Бройль тўлқинларини классик физикада маълум бўлган бошқа бирор тўлқинга ўхшатиш асоссиз эканлигини исботлаш мумкин.

Умуман, ҳаракатланаётган микроразрлар билан боғлиқ бўлган де-Бройль тўлқинларини классик тушунчалар асосида тасаввур қилиб бўлмайди. Ҳақиқатан, биз идрок қиладиган дунёда микроразрларга ўхшаган объект мавжуд эмас. Микроразрлар бизнинг сезги органларимизга бевосита таъсир қилмайди. Биз микроразрларни на кўра оламиз, на сеза оламиз. Микроразрлар биз шу вақтгача кўрган бирор объектига ўхшамайди. У бир вақтнинг ўзида ҳам зарра, ҳам тўлқин хусусиятларини мужассамлаштирган махсус табиатли материядир. Унинг табиатини галатилиги шундаки, микроразрлар дуалистик хислатга эга, лекин у бизнинг классик тасаввуримиздаги заррага ҳам, тўлқинга ҳам ўхшамайди.

Масалан, ёруғлик тўлқин ярим шаффоф жисмга тушаётган бўлса, икки муҳит чегарасидан ёруғлик қисман қайтади, қисман синиб иккинчи муҳитга ўтади. Бошқача айтганда, ёруғлик тўлқин қисмларга бўлинапти. Агар бир муҳитдан иккинчи муҳитга электрон тушаётган бўлса, у иккинчи жисмни ташкил этувчи зарралар билан таъсирлашиш туфайли ё бирор бурчакка оғиб ҳаракатини давом эттиради, ё жисм томонидан ютилади. Лекин электроннинг бир қисми ютилиб, бир қисми эса ҳаракатини давом эттирганлигини, яъни уни бўлинганлигини ҳеч қандай тажрибада кузатилмаган. Демак, микроразрнинг ҳаракати билан боғлиқ бўлган тўлқин (яъни де-Бройль тўлқини) классик тушунчадаги тўлқинга ўхшамайди.

Энди қуйидаги ҳаёлий тажриба билан танишайлик. Иккита тасмасимон тирқишли тўсиққа (7.10-а расм) моноэнергетик (яъни энергиялари бир хил бўлган) электронлар оқими тушаётган бўлсин. Экран ўрнига фотопластика жойлаштирайлик. Тирқишлардан бирини беркитсак, электронлар фақат иккинчи тирқиш орқали ўтади. Фотопластикда электронлар кўпроқ тушган соҳалар бошқа соҳаларга нисбатан қорароқ бўлади. Шунинг учун электронлар фақат иккинчи тирқиш орқали ўтган ҳолда фотопластиканинг қорайиши 7.10-б



7.10- расм.

расмдагидек, фақат биринчи тирқиш орқали ўтган ҳолдагисин эса 7.10-в расмдагидек бўлади. 7.10-г расмда бир фотопластиканинг ўзига, аъвал фақат биринчи тирқиш орқали, кейин фақат иккинчи тирқиш орқали электронлар туширилган ҳолда вужудга келадиган манзара тасвирланган. Энди иккала тирқишни ҳам очиқ қолдирган ҳолда фотопластиккага электронлар туширайлик. Бу ҳолдаги манзара олдинги ҳолдагидек бўлиши лозим эди. Ваҳоланки, ҳосил бўладиган манзара худди икки когерент ёруғлик тўлқинларининг интерференцияси туфайли вужудга келадиган манзарага ўхшайди (7.10-д расм). Бу тажрибадан қуйидаги хулосага келамиз: ҳар бир электроннинг ҳаракатига иккала тирқиш ҳам таъсир кўрсатади. Ажабланарли даражадаги бу ғалати хулоса бизни „Ахир электрон бўлимас-ку! Шунинг учун у ё биринчи, ё иккинчи тирқиш орқали ўтиши лозим“ деган фикрга олиб келади. Бундай фикр биз ўрганиб қолган классик тасаввурларнинг оқибатида вужудга келди. Аниқроқ қилиб айтганда, биз микроразрларни ўлчамлари ниҳоят кичик бўлган механик шарча деб тасаввур қилганлигимиз учун шундай фикрга келдик. Аммо ўлчамлари кичиклашган сари микроразрларда янги ғалати хусусиятлар пайдо бўлишини ҳисобга олган ҳолда, яъни микроразрнинг дуалистик хислатларини ҳисобга олган ҳолда фикр юритсак, юқоридаги тажрибалар асосида чиқаришган хулоса ажабланарли эмас, балки мантиқан тўғри эканлигига ишонч ҳосил қиламиз. Шундай қилиб, юқоридаги юритилган мулоҳазалар микроразрларнинг ҳаракати билан боғлиқ бўлган де-Бройль тўлқинларини классик физикадаги бирор тўлқинга ўхшатишдан воз кечиш лозимлигини кўрсатди. Шунинг учун ўхшатиш қидирмасдан де-Бройль тўлқинларининг физик маъносини англашга ҳаракат қилайлик.

1926 йилда М. Борн электромагнит нурланиш ҳамда ҳаракатланаётган микроразрлар дуалистик хислатларининг умумийлигига асосланиб де-Бройль тўлқинининг физик маъносини статистик тарзда изоҳлаб берди. Ҳақиқатан фазонинг бирор нуқтасида ёруғлик тўлқин амплитудасининг квадрати айни нуқтага тушаётган ёруғлик фотонларининг сонига, яъни ёруғлик интенсивлигига пропорционал эди. Бошқача айтганда, фазонинг бирор нуқтасига фотонларнинг тушиш эҳтимоллиги айни нуқтадаги ёруғлик тўлқин амплитудасининг квадрати  $[E_m]^2$  билан аниқланар эди. Бунга қиёс қилиб М. Борн *ҳаракатланаётган микроразр билан боғлиқ бўлган де-Бройль тўлқини амплитудасининг квадрати фазонинг айни нуқтасида микроразрни қайд қилиш эҳтимоллигини характерлайди*, деб тушунтирди. Демак, электронлар дифракцияси содир бўлган тажрибаларда экраннинг дифракцион максимум кузатилган соҳалардаги нуқталарда де-Бройль тўлқини амплитудасининг квадрати максимал қийматга эришади. Аксинча, де-Бройль тўлқини амплитудасининг квадрати минимал қийматларга эга бўлган экраннинг нуқталарида эса дифракцион минимум кузатилади.

#### 4- §. Гейзенбергининг ноаниқликлар муносабати

Ҳаракатланаётган микроразрларда тўлқин хусусиятларининг намоён бўлиши классик механика тушунчаларини микроразрларга қўллашда қандайдир чегаралашлар мавжудлигидан далолат беради. Ҳақиқатан, классик механикада жисм (яъни макроразр) нинг ҳар бир ондаги ҳолати унинг фазодаги аниқ ўрни (яъни жисм огирлик марказининг координатаси) ва импульсининг аниқ қиймати билан характерланади. Классик механикада сабабият принципи амал қилади. Сабабият принципининг маънаси шундан иборатки, жисмнинг бирор ондаги ҳолати маълум бўлганда унинг ихтиёрий кейинги вақтлардаги ҳолатларини олдиндан аниқ айтиб бериш мумкин. Бу фикрни қуйидаги мисол устида яққол тасвирлаш мумкин. *Массаси  $m$  бўлган макроразр  $x_0$  баландликдан огирлик кучи таъсирида эркин тушаётган бўлсин* (7.11- расм). Кузатиш бошланган вақтда ( $t_0=0$ ) макроразрнинг тезлиги нолга тенг ( $v_0=0$ ). Кузатиш бошлангандан ихтиёрий  $t$  вақт ўтгач макроразрнинг ўрнини  $x_t = x_0 - gt^2/2$  формула орқали, импульсини эса  $p =$

$mv = mgt$  формула орқали олдиндан аниқ айтиб бериш мумкин.

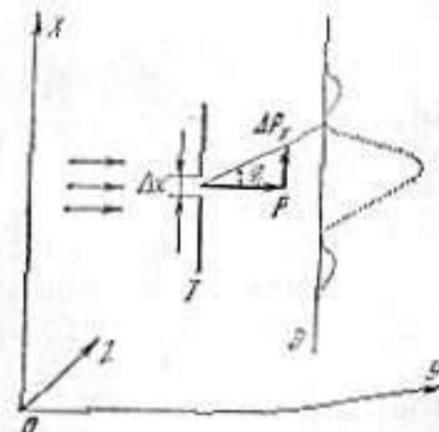
Микроразр мисолида эса аҳвол ўзгача бўлади. Масалан, тўсиқ ( $T$ ) даги кенглиги  $\Delta x$  бўлган тирқишдан моноэнергетик электронлар дастаси  $OY$  ўқиға параллел равишда ўтаётган бўлсин (7.12- расм). Экрани  $\mathcal{E}$  да электронлар фақатгина тирқиш тўғрисидаги соҳагагина эмас, балки дифракция ҳодисасини характерловчи қонуниятларга хос равишда экраннинг барча соҳаларига тушади. Экранига тушаётган электронлар зичлигининг  $OX$  ўқи бўйлаб тақсимооти расмда пунктир чизиқ билан тасвирланган. Расмдан кўринишича, бу эгри чизиқ битта тирқиш туфайли вужудга келадиган параллел нурлардаги дифракцион манзарани эслатади (II боб, 4- § га қ.). Ҳақиқатан, тирқиш тўғрисида биринчи тартибли максимум,  $\varphi_1$  бурчак остида эса биринчи тартибли минимум кузатилади.  $\varphi_1$  бурчак, тирқиш кенглиги  $\Delta x$  ва электрон учун де-Бройль тўлқинининг узунлиги  $\lambda = h/p$  лар орасидаги боғланиш дифракцион минимум шартини [(2.10) ифодага қ.] қаноатлантирувчи қуйидаги ифода билан боғланган:

$$\sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{\Delta x} = \frac{h}{p\Delta x}. \quad (7.14)$$

Кузатилаётган дифракцион манзарага электронни механик зарра деб тасаввур қилиш асосида ёндоштайлик. Механик зарранинг ҳар ондаги ҳолати унинг ўрни (яъни координатаси) ва импульси орқали ифодаланиши лозим. Тирқишдан ўтаётган пайтдаги электроннинг



7.11- расм.



7.12- расм.

координатаси сифатида тирқишнинг координатасини олиш мумкин. Координатани бундай усул билан аниқлаш туфайли вужудга келган ноаниқлик тирқиш кенглиги  $\Delta x$  га тенг. Тирқишдан ўтиш чоғидаги электрон импульси  $p$  бўлсин. Тирқишдан ўтгач, электронларнинг бир қисми бошланғич йўналишдан фарqli йўналишларда тарқалади (шунинг учун ҳам бизга таниш бўлган дифракция ҳодисаси кузатилади). Бошланғич йўналишдан фарқ қилиб (яъни ён томонларга оғиб) тарқалаётган электронлар импульсларининг  $Ox$  ўқи йўналишидаги ташкил этувчилари (яъни  $\Delta p_x$  лар) оғиш бурчагига пропорционал бўлади. Агар фақат биринчи тартибли максимумни вужудга келтирувчи электронлар билан қизиқсак,  $\Delta p_x$  нинг энг катта қиймати қуйидаги

$$\Delta p_x = p \sin \varphi_1 \quad (7.15)$$

ифода орқали аниқланиши мумкин. Бошқача айтганда, биринчи тартибли дифракцион максимумни вужудга келтиришда қатнашаётган электронлар импульсларини аниқ эмас, балки (7.15) ифода билан характерланувчи ноаниқлик билан топиш мумкин. Агар иккинчи дифракцион максимумнинг мавжудлигини ҳисобга олсак,  $\Delta p_x$  нинг максимал қиймати (7.15) ифода асосида топиладиган қийматдан катта бўлади, яъни

$$\Delta p_x \geq p \sin \varphi_1$$

бўлиши керак. (7.14) дан фойдаланиб бу ифодани қуйидагича ўзгартирамиз:

$$\Delta p_x \geq p \frac{h}{p \Delta x} = \frac{h}{\Delta x}, \quad (7.16)$$

ёки

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \geq h. \quad (7.17)$$

Бу муносабат ноаниқликлар муносабатининг математик ифодаси бўлиб, уни қуйидагича ўқиш мумкин: микрозарранинг импульси ва координатасини бир вақтнинг ўзида ихтиёрли аниқлик билан ўлчаш мумкин эмас. Микрозарранинг координатаси аниқроқ (яъни тирқиш кенглиги  $\Delta x$  кичикроқ) бўлса, унинг импульсини камроқ аниқлик билан ўлчаш мумкин бўладики, бунда Планк доимийси барча физик ўлчамларда чегаравий фактор бўлиб хизмат қилади.

Бир неча хусусий ҳолларни қараб чиқайлик. Водород атомида электроннинг координатаси атомнинг ўл-

чами, яъни  $10^{-10}$  м аниқлик билан кўрсатилиши мумкин. Шунинг учун  $\Delta x = 10^{-10}$  м деб, (7.16) ифода асосида электроннинг тезлигидаги ноаниқликни ҳисоблайлик:

$$\Delta v_x = \frac{\Delta p_x}{m_e} \geq \frac{h}{m_e \Delta x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot 10^{-10} \text{ м}} \approx 7 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Иккинчи томондан, классик тасаввурлар асосидаги ҳисоблардан, водород атомидаги электрон  $2 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}$  тезлик билан ҳаракатланиши аён бўлади. Демак, электроннинг тезлигини аниқлашдаги ноаниқлик тезлик қийматидан каттароқ экан. Бундан водород атомидаги электронни механик зарра деб тасаввур қилиб бўлмайди ва, албатта, электрон маълум тезлик билан ҳаракат қилувчи орбита тушунчаси ҳам ўз маъносини йўқотади, деган хулосаларга келамиз. Бошқача айтганда, бу хусусий ҳолда классик тасаввурлардан фойдаланиш мумкин эмас.

Иккинчи мисол билан танишайлик. Элементар зарраларни қайд қилиш учун қўлланадиган қурилмалардан бири—Вильсон камерасида электрон қолдирадиган изининг қалинлиги миллиметрининг ўндан бир улуши чамасида бўлади: яъни  $\Delta x \approx 10^{-4}$  м. У ҳолда электрон тезлигидаги ноаниқлик қуйидагича тенг бўлади:

$$\Delta v_x \geq \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot 10^{-4} \text{ м}} \approx 7 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Агар Вильсон камерасида ҳаракатланаётган электрон тезлиги  $700 \frac{\text{м}}{\text{с}}$  бўлса, тезлигининг ноаниқлиги 1% лар чамасида бўлади, холос. Шунинг учун бу хусусий ҳолда электроннинг ҳаракатини характерловчи траектория тушунчаси маънога эга, албатта.

Бундан юқорида ноаниқликлар муносабати билан фақат  $Ox$  ўқи йўналишидаги тирқиш мисолида танишдик. Бу хулосани  $Oy$  ва  $Oz$  ўқлари учун ҳам умумлаштирсак бўлади, натижада

$$\begin{aligned} \Delta p_x \cdot \Delta x &\geq h, \\ \Delta p_y \cdot \Delta y &\geq h, \\ \Delta p_z \cdot \Delta z &\geq h \end{aligned} \quad (7.18)$$

муносабатларни ёзиш имконига эга бўламиз. Бундан ташқари микрозарранинг энергияси ва вақтнинг ўлчашдаги ноаниқликлар учун қуйидаги муносабат ҳам мавжуд:

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq h. \quad (7.19)$$

(7.18) ва (7.19) муносабатлар 1927 йилда В. Гейзенберг томонидан эълон қилинган ва унинг номи билан *Гейзенбергининг ноаниқликлар муносабатлари* деб юрилади.

Гейзенбергининг ноаниқликлар муносабатлари фалсафий мунозараларни келтириб чиқарган. Ҳатто идеалистик фикрларга асос қилиб олишга уринишлар ҳам бўлган. Бундай фикрлар тарафдорларининг айтишича, зарранинг координатаси ва импульсини бир вақтда аниқ ўлчаш мумкин эмаслиги инсон томонидан дунёни идрок қилишда чегара мавжудлигини кўрсатади. Ваҳоланки, ноаниқликлар муносабатларининг *платий моҳияти* микро-дунёни идрок қилиш имкониятининг чегарасини аниқламайди, балки микрозарралар учун механик зарра моделини қўллаш чегараларини характерлайди. Ноаниқликлар муносабатлари инсон иродасига боғлиқ бўлмаган ўзаро боғланишларни ифодалайди. Шунинг учун ҳам бу муносабатларни табиатнинг объектив қонуни деб қарамоқ лозим.

### 5-§. Шредингер тенгламаси

Харакатланаётган микрозарраларда тўлқин хусусиятлар *намоён бўлганлиги туфайли* микродунё ҳодисаларини тушунтиришда классик физика ожизлик қила бошлайди. Шунинг учун микрообъектларнинг тўлқин хусусиятларини ҳисобга оладиган механика, яъни тўлқин механикасини яратиш зарурияти туғилди. Бу вазифа Шредингер, Гейзенберг, Дирак каби олимлар томонидан амалга оширилди. Бу механикала фақат микрообъектлардагина аниқ кузатиладиган *квант тасаввурлар ўз аксини топганлиги* учун уни, одатда, *квант механикаси* деб ҳам аталади.

Квант механикасида микрозарранинг ҳолати тўлқин функция билан аниқланади. Тўлқин функцияни  $\Psi$  ҳарфи билан белгиланади ва „пси—функцияси“ деб ўқилади. Квант механикасида микрозарранинг ҳолати классик механикадагидек *олдиндан аниқ айтиб берилмайди*, балки микрозарранинг у ёки бу ҳолатини эҳтимоллиги аниқланади. Шунинг учун тўлқин функция деганда координата ва вақтга боғлиқ бўлган шундай математик ифода  $\Psi(x, y, z, t)$  тушунилиши керакки, унинг ёрдамида микрозарраларнинг фазодаги тақсимотини характерлаш мумкин бўлсин. У ҳолда тўлқин функциянинг кўриниши шундай бўлиши лозимки, унинг модулининг

квадрати  $|\Psi|^2$  микрозаррани фазонинг бирлик ҳажмида қайд қилиш эҳтимоллигига тенг бўлсин (худди ёруглик вектори амплитудасининг квадрати  $|E_m|^2$  фотонлар зичлигини характерлаганидек). Демак, фазонинг бирор нуқтаси атрофидаги  $dV$  ҳажмла микрозаррани қайд қилиш эҳтимоллиги  $|\Psi|^2 dV$  га тенг. Худди шунингдек, микрозаррани фазода (яъни фазонинг ҳаеридадир) қайд қилиш—муқаррар воқеа бўлганлиги учун унинг эҳтимоллиги бирга тенг, яъни

$$\int |\Psi|^2 dV = 1 \quad (7.20)$$

бўлади. Бу ифода тўлқин функцияларни нормалаш шarti дейлади. Бундан ташқари тўлқин функциянинг физик маъносидан келиб чиқувчи қуйидаги шартлар ҳам бажарилиши керак:

а)  $\Psi$ -функция чекли бўлиши керак, чунки микрозаррани қайд қилиш эҳтимоллиги бирдан катта бўла олмайди;

б)  $\Psi$ -функция бир қийматли бўлиши керак, чунки микрозаррани фазонинг бирор нуқтасида қайд қилиш эҳтимоллигининг қиймати бир нечта бўлиши мумкин эмас;

в)  $\Psi$ -функция узлуксиз бўлиши керак, чунки микрозаррани қайд қилиш эҳтимоллиги сакрашсимон характерда ўзгармайди.

$\Psi$ -функцияни 1926 йилда Шредингер томонидан таклиф этилган ва унинг номи билан аталадиган қуйидаги тенгламани ечиб топилади:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) + U\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}. \quad (7.21)$$

Бу тенгламада  $m$ —микрозарранинг массаси,  $U$ —микрозарранинг потенциал энергияси,  $\hbar$ —Планк доимийси,  $i = \sqrt{-1}$ —мавҳум бирлик.

(7.21) тенгламада  $\Psi$ -функциядан вақт бўйича олинган ҳосилалар ҳад қатнашаётганлиги учун уни вақт иштирок этган Шредингер тенгламаси деб аталади. Бу тенгламада микрозаррага таъсир этувчи кучлар потенциал функция  $U(x, y, z, t)$  орқали акс эттирилган, яъни микрозарра потенциал энергиясининг қиймати фазонинг турли нуқталаридагина эмас, балки фазонинг айни нуқтасида ҳам вақтнинг турли онларида турличадир. Лекин микродунёда содир бўладиган аксарият ҳодисаларда микрозарранинг потенциал энергияси вақтга ошқор боғлиқ бўлмайди (стационар ҳолатлар учун). Бу ҳолда  $\Psi$ -функция

иккита кўпайгувчига ажралиб, бири фақат координаталарга, иккинчиси фақат вақтга боғлиқ бўлади:

$$\Psi(x, y, z, t) = \varphi(x, y, z) \cdot \varphi(t). \quad (7.22)$$

Натижада бир қатор математик амаллардан сўнг (7.21) тенгламани қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U) \psi = 0 \quad (7.23)$$

Бу тенгламада  $W$  — микроразрарнинг тўлиқ энергияси. (7.23) ифода вақт иштирок этмаган (ёки стационар ҳолат учун) Шредингер тенгламасидир. Бундан кейин муҳокама қилинадиган ҳоллар стационар ҳолатлар бўлгани учун (7.23) ни, оддийгина, Шредингер тенгламаси деб атайдик.

Шуни алоҳида қайд қилайликки, Шредингер тенгламаси, худди Ньютон тенгламаси ( $F = ma$ ) каби илгари маълум бўлган муносабатлардан фойдаланиб чиқарилмайди. У асосий фараз сифатида қабул қилинади. Лекин бу тенгламани микродунё объектларига қўллаш туфайли

вужудга келган хулосалар тажриба натижалари билан жудамос келади. Буни эса тенгламанинг исботи деб қабул қилиш мумкин.

Бу фикрни тасдиқловчи бир неча мисоллар билан танишайлик.

1. 7.13-расмда тасвирланган потенциал ўранинг тубида  $x$  ўқи бўйлаб ҳаракатланаётган  $m$  массали микроразрар учун Шредингер тенгламаси қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U) \psi = 0. \quad (7.24)$$

$x=0$  ва  $x=a$  координаталар билан характерланувчи деворлар микроразрари фақат  $0 \leq x \leq a$  интервалда ҳаракатланишига имкон беради. Бу соҳада микроразрарнинг потенциал энергияси нолга тенг бўлгани учун (7.24) ни

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W \psi = 0 \quad (7.25)$$

кўринишда ёзишимиз мумкин. Агар

$$\frac{2m}{\hbar^2} W = \omega^2 \quad (7.26)$$

белгиландан фойдалансак, (7.25) тенгламани қуйидагича ёза оламиз:

$$\psi'' + \omega^2 \psi = 0. \quad (7.27)$$

Бу тенгламанинг ечими қуйидаги

$$\psi(x) = A \sin(\omega x + \alpha) \quad (7.28)$$

тригонометрик функция билан аниқланади.

Микроразрар потенциал ўрадан ташқарида бўла олмайди. Шунинг учун потенциал ўрадан ташқари соҳаларда  $|\psi|^2$  (демак,  $\psi$  ҳам) нолга тенг. Демак, потенциал ўранинг деворларини характерловчи координаталарда, яъни  $x$  нинг  $0$  ва  $a$  қийматларида ҳам  $\psi$  функциянинг қиймати нолга тенг бўлиши керак. Шунинг учун  $\psi(0) = A \sin \alpha = 0$  ёки бундан  $\alpha = 0$ , деган хулосага келамиз. Худди шунингдек,  $x=a$  ҳол учун  $\psi(a) = A \sin \omega a = 0$  тенгликни ёза оламиз. Бу тенглик  $\omega$  нинг қуйидаги

$$\omega = \frac{\pi}{a} n, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (7.29)$$

қийматларидагина бажарилади. Бу ифодани (7.26) билан таққосласак

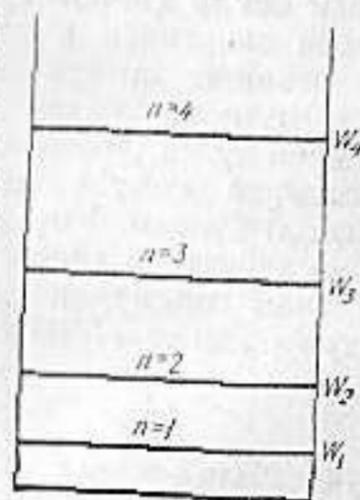
$$\omega^2 = \frac{2m}{\hbar^2} W_n = \frac{\pi^2}{a^2} n^2, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (7.30)$$

муносабатни ҳосил қиламиз. Бундан эса

$$W_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} n^2, \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (7.31)$$

Бу ифодадан қуйидаги хулоса келиб чиқади: потенциал ўрадаги микроразрарнинг энергияси ихтиёрый қийматларга эмас, балки бир қатор дискрет қийматларга эга бўлиши мумкин (7.14-расмга қ.).  $W$  нинг квантланган бу қийматларини энергетик сатҳлар деб, микроразрарнинг энергетик сатҳини аниқловчи  $n$  сон эса квант сон деб аталади.

Шундай қилиб,  $W$  нинг фақат (7.31) ифода билан аниқланувчи қийматларидагина Шре-



1.74-расм.

дингер тенгламаси ечимга эга бўлар экан. Энергиянинг бу қийматларини  $W$  нинг хусусий қайматлари деб, тенгламанинг уларга мос келган ечимларини эса *масал нинг хусусий функциялари* деб аталади.

Энди, (7.31) дан фойдаланиб, қўшни  $W_n$  ва  $W_{n+1}$  энергетик сатҳларнинг бир-биридан „узқлиги“ни топаёлик:

$$\Delta W = W_{n+1} - W_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} (2n + 1). \quad (7.32)$$

Бу ифодадан фойдалансак, кенглиги атом ўлчамига мос келувчи ( $a \sim 10^{-10}$  м) потенциал ўрадаги электрон ( $m_e \sim 10^{-30}$  кг) энергиясининг хусусий қийматлари учун

$$\Delta W \approx \frac{3,14^2 \cdot 1,05^2 \cdot 10^{-38}}{2 \cdot 10^{-20} \cdot 10^{-20}} (2n + 1) \text{ Ж} = 0,34 \cdot 10^2 (2n + 1) \text{ эВ}$$

эканлигини топамиз. Демак, бу ҳолда энергетик сатҳларнинг дискретлиги жуда аниқ сезилади. Лекин макроскопик ўлчамлардаги потенциал ўра учун (масалан,  $a = 10^{-2}$  м бўлган илтишдаги молекула кўриляётган бўлса) натижа ўзгача бўлади. Ҳақиқатан, молекула массасини  $\sim 10^{-26}$  кг деб ҳисобласак, (7.32) ифода асосида

$$\Delta W \approx \frac{3,14^2 \cdot 1,05^2 \cdot 10^{-38}}{2 \cdot 10^{-26} \cdot 10^{-26}} (2n + 1) \text{ Ж} = 0,34 \cdot 10^{-13} (2n + 1) \text{ эВ}$$

эканлигига ишонч ҳосил қиламиз. Бу ҳолда энергетик сатҳлар шунчалик эич жойлашган эканки, уларни квазиузлуксиз (узлуксизга ўхшаш) деб ҳисобласа ҳам бўлади. Шунинг ҳам қайд қилайликки, фақат  $a \rightarrow \infty$  дагина  $\Delta W = 0$  бўлади, яъни энергетик спектр узлуксиз қийматларга эга бўла олади. Потенциал ўранинг кенглиги чекли қийматларга эга бўлган барча ҳолларда эса зарра энергияси квантлашган бўлади, албатта. Лекин энергиянинг дискретлиги турли ҳолларда турлича бўлиши мумкин: баъзи ҳолларда бу дискретлик яққол намоён бўлса (юқорида кўрилган биринчи мисол), баъзи ҳолларда амалда сезилмайдиган даражада (иккинчи мисол) бўлади. Умуман, энергетик сатҳларнинг жойлашув характери тўғрисида мулоҳаза юргизганда,  $n$  квант соннинг таъсирини ҳам ҳисобга олиш керак. Бунинг учун (7.32) ни (7.31) га бўлсак,

$$\frac{\Delta W}{W_n} = \frac{2n+1}{n^2} \quad (7.33)$$

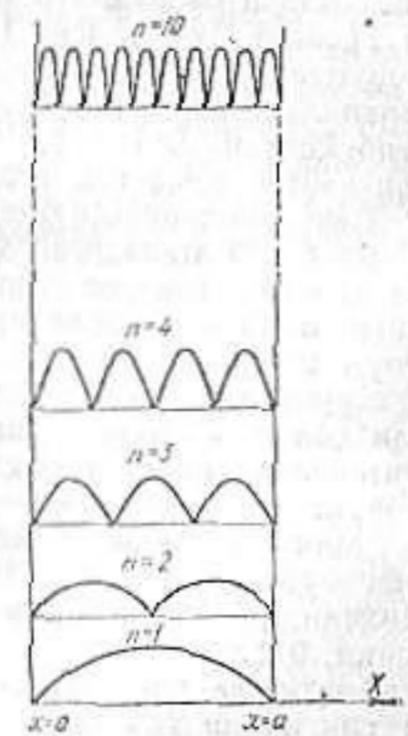
муносабатни ҳосил қиламиз,  $n$  нинг анча катта қийматларида каср суратидаги 1 ни ҳисобга олмаса ҳам бўла-

ди. Натижада  $n$  нинг старлича катта қийматлари учун (7.33) ифода қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\frac{\Delta W}{W_n} \approx \frac{2}{n}.$$

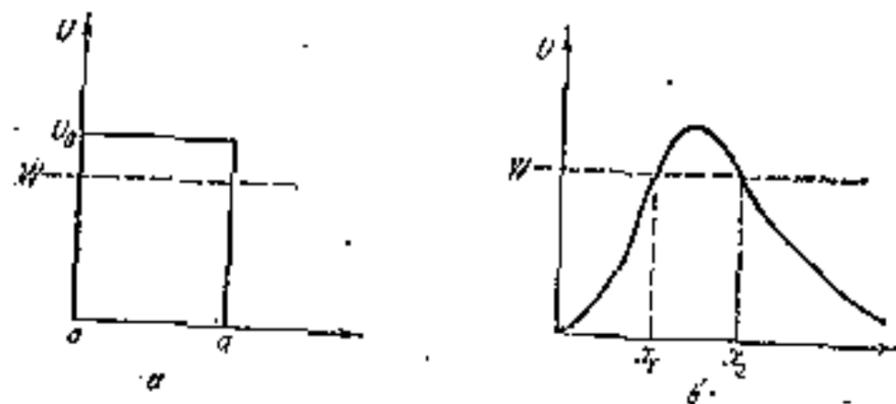
Демак,  $n$  катталашган сари  $\Delta W$  нинг қиймати  $W_n$  га нисбатан кичиклашиб боради. Натижада энергетик сатҳлар бир-бири билан туташадиган даражада яқинлашиб кетади. Бошқача айтганда, квант соннинг катта қийматларида квант механикасининг хулосалари классик физикада олинадиган натижаларга мос келиши керак. Бу қонда бор томондан аниқланган бўлиб, уни *мослик принципи* деб аталади. Мослик принципининг бажарилишига потенциал ўра деворларидан турли оралиқларда микрозарранинг бўлиш эҳтимолликлари ҳақидаги мулоҳазалар устида яна бир марта ишонч ҳосил қилиш мумкин. Ҳақиқатан, классик физикага кўра ўрадаги зарранинг барча ҳолатлари бир хил эҳтимолликда бўлади. Квант механикасида-чи? Бу саволга жавоб бериш учун Шредингер тенгламасининг ечимини, яъни  $n$  квант соннинг бизни қизиқтирувчи қийматлари учун тулқин функцияларни (кўриляётган масаланинг хусусий функцияларини деб таъбирсак ҳам бўлади) топиб,  $|\psi|^2$  нинг графигини қуриш керак.

7.15-расмда  $|\psi|^2$  нинг  $x$  га боғлиқлик графиги  $n$  нинг турли қийматлари учун таъсирланган. Расмдан кўринишича,  $n = 1$  ҳолатда заррани қайд қилиш эҳтимоллиги ўра деворларидан унинг ўртаси томон узқлашганда орттиб боради. Ҳарнинг қоқ ўртасида эҳтимоллик максимумга эришади,  $n = 2$  ҳолатда эса заррани ўра деворларига икки нуқталарда ва ўранинг ўртасида топиб бўлмайдиган, чунки бу нуқталарда  $|\psi|^2 = 0$ . Бу ҳолатда заррани қайд қилиш эҳтимоллиги икки нуқтала максимал қийматга эга бўлади.  $n = 3$  ҳолатда эса заррани қайд қилиш эҳтимоллиги  $x$  координата ошган сари уч марта максимумга эришади ва ҳоказо.  $n$  нинг анча катта



7.15-расм.

қийматларида эҳтимоллик максимумини характерловчи дўнгликлар ҳам ортиб боради. Лекин бу дўнгликларнинг ҳаммаси  $\Delta x = a$  кенгликда жойлашади. Шунинг учун  $n$  каттароқ бўлгани сари дўнгликлар бир-бири билан туташадиган даражада яқин жойлашади, яъни заррани қайи қилиш эҳтимолликлари бир хил бўлган нуқталар сон ортиб боради.



7.16-расм.

2.  $x$  ўқи йўналишида ҳаракатланаётган  $m$  массали микрозарра баланглиги  $U_0$ , кенглиги  $a$  бўлган потенциал тўсиққа дуч келсин (7.16-а расм). Классик физика тушунчаларига асосан, микрозарранинг энергияси тўсиқ баланглигидан катта бўлса (яъни  $W > U_0$ ), у тўсиқдан ўтиб кетади. Аксинча,  $W < U_0$  бўлса, микрозарра тўсиқдан қайтиб орқа томонга учини керак.

Квант механикасида-чи? Квант механикасида туннель эффект деб аталадиган ҳодиса туфайли  $W < U_0$  бўлганда ҳам микрозаррани потенциал тўсиқдан ўтиш эҳтимоллиги нолдан фарқлидир. Бу эффектни тушунтириш учун квант механикасида тўсиқнинг шаффофлиги  $D$  тушунчасидан фойдаланилади. У, оптикага қиёс қилинган ҳолда, тўсиққа тушаётган де-Бройль тўлқинлари интенсивлигининг тўсиқдан ўтаган қисмини характерлайди.

Микрозарранинг классик физикага мутлақо зид бўлган бундай табиати Шредингер тенгламасидан келиб чиқади. Шредингер тенгламасини ечиш шун кўрсатилди,  $0 < x < a$  соҳада ҳам  $\psi$ -функция нолдан фарқли қийматларга эга экан. Бу эса микрозарранинг таъсирини тўсиқ ичида ҳам қайи қилиш эҳтимоллиги мавжудлигидан далолат беради. Шунинг учун ҳам микрозаррани

потенциал тўсиқдан ўтиш эҳтимоллиги нолдан фарқлидир. Биз математик операцияларнинг тафсилоти билан қизиқмай, Шредингер тенгламасини бу ҳол учун ечиш туфайли мавжудга келган натижани баён қиламиз. Кўрилатгани туғри бурчакли потенциал тўсиқ учун шаффофлик коэффициентини

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \int_0^a \sqrt{2m(U_0 - W)} dx} \quad (7.34)$$

ифода билан аниқланади. Потенциал тўсиқ ичтиёрий шаклда (7.16-б расмга қ.) бўлган ҳолда шаффофлик коэффициентини қуйидаги ифода ёрдамида аниқланади:

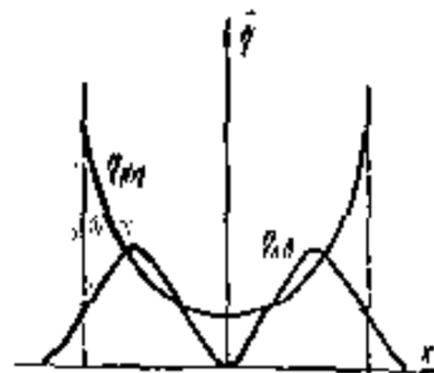
$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U - W)} dx} \quad (7.35)$$

Бунда  $x_1$  ва  $x_2$  лар  $W$  энергияга мос келувчи  $U = U(x)$  функция билан характерланувчи потенциал тўсиқнинг координатлари.

3.  $x$  ўқи бўйлаб кинематик  $F = -kx$  куч таъсиринда ҳарикатланувчи  $m$  массали зарра гармоник осциллятор деб аталади. Классик физикада бундай осциллятор

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

частота билан тебраниб, унинг амплитудаси  $A$  ва энергияси ( $W \sim A^2$ )нинг қийматлари 0 дан  $\infty$  гача интервалда бўлиши мумкин. Классик назарияга асосан, амплитудаси  $A$  бўлган осцилляторнинг  $-A \leq x \leq A$  интервалдаги координаталарга эга бўлиш эҳтимоллиги  $\eta_{кл}$  7.17-расмда параболасimon чизиқ билан таъсирланган. Бу графикдан кўришимизча,  $x$ нинг қиймати  $\pm A$  га яқинлашганда  $\eta_{кл}$ нинг қиймати ниҳоятда ортиб кетади.



7.17-расм.



7.18-расм.

Энди гармоник осцилляторнинг тебранишии квант механикасида кўриб чиқайлик. Бу масала учун Шредингер тенгламаси

$$W_n = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_0, \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (7.36)$$

ифода билан аниқланувчи энергиялардагина ечимга эга бўлишини кўрсатиш мумкин. Демак, гармоник осцилляторнинг энергияси квантланган бўлиб, унинг қийматлари квант сон  $n$  билан аниқланади. 7.18-расмда осциллятор эга бўлиши мумкин бўлган дискрет энергетик сатҳлар тасвирланган. Назарий мулоҳазаларнинг кўрсатишича, электр осциллятор (яъни диполь) электромагнит майдон билан таъсирлашганда қўшни энергетик сатҳларга ўтади: агар фотонни ютса юқори сатҳга, агар фотон чиқарса қуйи сатҳга ўтади. Бу процессларда фотон частотаси осцилляторнинг хусусий частотаси  $\omega_0$  га, энергияси эса осцилляторнинг қўшни энергетик сатҳларининг айирмасига, яъни  $\hbar \omega_0$  га тенг бўлади. Гармоник осцилляторнинг минимал энергияси полдан фарқли бўлиб, унинг қиймати  $\frac{1}{2} \hbar \omega_0$  га тенг. Гармоник осцилляторни, ҳатто, абсолют нолгача совитилганда ҳам ундаи бу энергияни олиб бўлмайди. Минимал энергияга эга бўлган осциллятор тебранади, лекин нурланиш чиқара олмайди.

7.17-расмда синусоидасimon чизиқ билан тасвирланган график, квант назарияга асосан, координатаси  $x$  бўлган нуқтада зарранинг бўлиш эҳтимоллиги  $\psi_{n=1}$  ни ифодалайди. Бу графикни тузиш учун Шредингер тенгламасининг  $n=1$  учун ечимини, яъни тўлқин функцияни топиб, сўнг  $x$  нинг турли қийматлари учун  $|\psi|^2$  аниқланган. Мазкур графикдан кўришиб турибдики, классик нуқтан назардан руҳсат этилган соҳа (яъни  $x$  нинг қийматлари  $-A$  дан  $+A$  гача бўлган соҳа назарда тутил-япти) дан ташқари нуқталарда ҳам зарранинг бўлиш эҳтимоллиги полдан фарқли. Бунинг сабаби зарранинг тўлқин хусусиятга эгаллигидир.

## VIII боб

### АТОМ ТУЗИЛИШИ

#### 1-§. Водород атоми

Водород атомида биттагина электрон мусбат ядро (заряди  $+e$ ) майдонида ҳаракатланади. Бу электроннинг ядродан узаклигини  $r$  деб белгиласак, унинг потенциал энергияси  $U = -e^2/4\pi\epsilon_0 r$  бўлади. Натижада водород атоми учун Шредингер тенгламасини

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{d^2\psi}{dy^2} + \frac{d^2\psi}{dz^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} (W + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}) \psi = 0 \quad (8.1)$$

кўришишда ёза оламиз. Биринчи кўришишда оддийгина кўришган бу масалани (яъни ядро атрофида „айланувчи“ битта электрон ҳолини) ечиш анчагина мураккаб математик амалларни талаб қилади. Шунинг учун математик операциялар билан қизиқмай водород атоми учун Шредингер тенгламасининг ечимини батафсилроқ муҳокама қилиш мақсадга мувофиқроқдир.

Алвало шуни қайд қилиш лозимки, (8.1) тенглама қуйидаги икки ҳолда ечимга эга бўлар экан:

- 1)  $W > 0$  қийматларда,
- 2)  $W < 0$  нинг фақат

$$W = -\frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (8.2)$$

шарти қанъатлантирувчи дискрет қийматларида.

Биринчи ҳолда электрон ядро яқинидан учиб ўтади ва фазонинг барча қисмларида ҳаракатлана олади. Умуман, ядро ва электрондан иборат системани ҳар доим ҳам атом деб ҳисоблаш мумкин эмас. Электроннинг ҳаракати доимо ядрога яқин соҳада содир бўлгандагина, улар атом деб аталувчи системани ташкил қилган бўлади. Демак, Шредингер тенгламасининг  $W > 0$  қийматлардаги ечимлари водород атомини эмас, балки атом бўлиб бирикмаган ядро ва фазодаги электронни акс эттиради.

Иккинчи ҳол, яъни  $W < 0$  нинг дискрет қийматларидаги ечимлар водород атомидаги электронни акс

эттиради. Электрон эга бўла оладиган энергиянинг қийматларини аниқловчи ифода [(8.2) га қ.] Борнинг водород атоми назариясидан келиб чиққан ифода [(7.10) га қ.] нинг ўзгинасидир. Лекин шуни қайд қилмоқ лозимки, Бор назариясида (7.10) ифода постулат (фараз) ларга таянган ҳолда чиқарилган эди. Квант механикасида эса микроразрларнинг ҳаракатини ифодаловчи Шредингер тенгламасидан келтириб чиқарилади. (8.2) ифода билан аниқланувчи қийматлар  $W$  нинг хусусий қийматларидир. Бу хусусий қийматларга мос келувчи хусусий функциялар, яъни (8.1) тенгламанинг ечимлари квант сонлар деб аталадиган учта параметрга эга. Бу квант сонларнинг физик маъноси устида қисқача тўхтаб ўтайлик. Биринчиси асосий квант сон дейилади ва  $n$  ҳарфи билан белгиланади. У электрон эга бўла оладиган энергия қийматларини ифодалайди. (8.2) ифодада қатнашаётган  $n$  ана шу квант сондир. Асосий квант сон бирдан бошланадиган бутун мусбат қийматларга эга бўла олади, яъни:

$$n = 1, 2, 3, \dots \quad (8.3)$$

Иккинчиси—орбитал квант сон,  $l$  ҳарфи билан белгиланади, унинг ёрдамида электрон эга бўла оладиган импульс моментининг дискрет қийматларини қуйидаги

$$L_l = \sqrt{l(l+1)} \hbar \quad (8.4)$$

формула асосида аниқлаш мумкин. Орбитал квант сон 0 дан  $n-1$  гача бутун мусбат қийматларга эга бўла олади, яъни:

$$l = 0, 1, 2, \dots, n-1. \quad (8.5)$$

Ниҳоят, учинчиси—магнит квант сон  $m$  бўлиб, у  $-l$  дан 0 орқали  $+l$  гача бўлган бутун сонли қийматларга эга бўла олади, яъни

$$m = -l, -(l-1), \dots, -1, 0, +1, \dots, +(l-1), +l. \quad (8.6)$$

Магнит квант сон ёрдамида электроннинг импульс momenti вектори  $L$  нинг фазодаги рўхсат этилган йўналишлари аниқланади: ихтиёрий  $z$  йўналишни, масалан, ташқи магнит майдон йўналишини танлаб олайлик. У ҳолда  $L$  векторнинг фазодаги йўналишини унинг  $z$  йўналишга проекцияси  $L_z$  ёрдамида характерлаш мумкин. Электрон импульс моментининг фақат

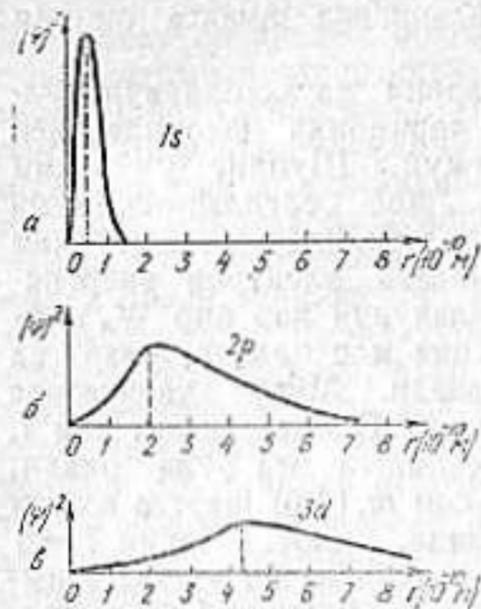
$$L_z = \pm m \hbar \quad (8.7)$$

шарт бажариладиган йўналишларигина амалга ошиши мумкин.

(8.1) тенгламанинг ечимларини характерловчи тўлқин функциялар ифодасининг таркибида юқорида баён этилган учала квант сон мавжуд. Шунинг учун ҳам тўлқин функцияларни  $\psi_{n, l, m}$  деб белгилаймиз, яъни уларнинг индексиде квант сонларнинг учаловини ҳам қатнаштирамиз. Водород атомидаги электрон энергиясининг (8.2) ифода билан аниқланувчи ҳар бир  $W_n$  қийматига бир неча тўлқин функция мос келади, улар  $l$  ва  $m$  квант сонлар билан фарқланади. Мисол тариқасида  $n=2$  ҳоли муҳокама қилайлик. Орбитал квант сон  $l$ , (8.5) шартга асосан, 0 ёки 1 қийматга эга бўла олади.  $l=0$  бўлганда магнит квант сон  $m$ , (8.6) шартга асосан фақат 0 қийматга эга бўла олади, холос. Лекин  $l=1$  бўлганда  $m$  учун  $-1, 0, +1$  қийматларни эгаллаш имконияти бор. Шунинг учун  $n=2$  бўлганда  $l$  ва  $m$  лар, билан фарқланувчи  $\psi_{2,0,0}, \psi_{2,1,-1}, \psi_{2,1,0}, \psi_{2,1,1}$  тўлқин функцияларни ёза оламиз. Бу тўлқин функциялар билан характерланувчи ҳолатлардаги электрон энергиялари айнан бир хил қийматга эга (кўрилатган мисолда бу қийматни (8.2) ифодага  $n=2$  ни қўйиб топиш мумкин). Энергиясен бир хил бўлган бу ҳолатларни айниган ҳолатлар деб, ҳолатлар сонини эса  $W_n$  энергетик сатҳнинг айниш карралиги деб аталади. Юқорида муҳокама қилинган мисолдаги энергетик сатҳнинг айниш карралиги 4 га тенг.

Электрон ҳолатларини белгилашда асосий квант сонни рақам билан, орбитал квант сонни ҳарф билан характерлаш одат тусига кирган.  $l=0$  ҳолатни  $s$  ҳарфи билан,  $l=1$  ҳолатни  $p$  ҳарфи билан,  $l=2$  ҳолатни эса  $d$  ҳарфи билан белгиланади. Масалан,  $n=1, l=0$  ҳолатдаги электронни  $1s$  деб,  $n=2, l=1$  ҳолатдаги электронни эса  $2p$  деб белгиласа бўлади.

Водород атомининг асосий ҳолати  $1s$  ҳолатдир. Бу ҳолатда энергия минимал қийматга [(8.1) га асосан], импульс momenti эса нолга тенг [(8.4) га асосан]. Бор назариясига асосан, асосий ҳолатдаги водород атомида электрон биринчи Бор орбитаси (унинг радиуси  $\sim 0,53 \cdot 10^{-10}$  м эди) бўйлаб ҳаракатланади. Квант механикасида-чи? Квант механикасида "траектория" тушунчаси маънога эга бўлмаганлиги учун "орбита" тушунчаси ҳам ўз маъносини йўқотади. Лекин квант механикаси электроннинг фазони у ёки бу соҳасида қайд қилиш эҳтимолиги тўғрисида ахборот бера олади. 8.1-расмларда мос равишда  $1s, 2p, 3d$  ҳолатлардаги электрон-



8.1-расм.

учун унга ташқаридан энергия берилиши лозим. Бу энергиянинг миқдори атомнинг охириги ва бошланғич ҳолатлардаги энергияларининг фарқига тенг бўлади, албатта. Энергия узатиш йўлларида бири атом томонидан фотонни ютишдир. Фотон ютишга тесқари процесс атомнинг нурланиш чиқаришидир. Табиийки, бу процесс туфайли атом юқорироқ уйғонган ҳолатдан қуйроқ уйғонган ҳолатга ёки асосий ҳолатга ўтади. Лекин ихтиёрий ўтишлар ҳам амалга ошавермас экан. Атомнинг бошланғич ва охириги ҳолатларининг орбитал квант сонлари фақатгина бир бирликка ўзгарадиган, яъни

$$\Delta l = \pm 1$$

бўладиган ўтишларгина амалга ошади. 8.2-расмда водород атоми спектрини квант механикаси тасаввурлари асосида амалга ошириши тасвирланган.

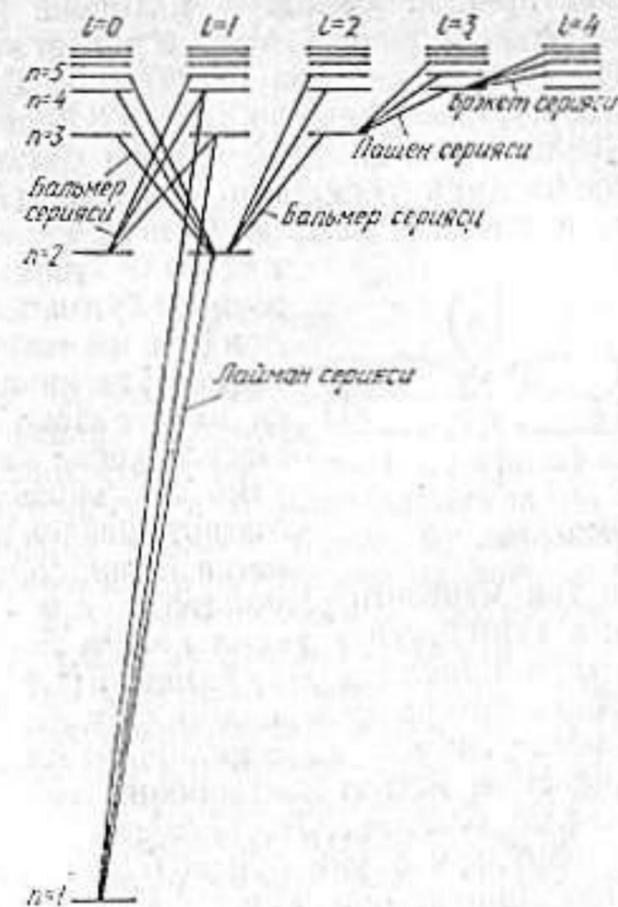
Демак, Шредингер тенгламаси бирорта ҳам қўшимча гипотезага таянмасдан водород атомининг барча хусусиятларини тушунтира олади.

## 2-§. Штерн ва Герлах тажрибаси

$s$  ҳолат ( $l=0$  назарда тутилади) дан бошқа барча ҳолатлар ( $l \neq 0$  бўлганда) даги электронларнинг ядро майдонидаги ҳаракати туфайли вужудга келадиган импульс моментлари [(8.4) ифодага асосан] нолдан фарқ-

ларни ядродан  $r$  масофадаги нуқталарда қайд қилиш эҳтимоллигининг зичлигини тасвирловчи графиклар келтирилган. Расмлардан кўринишича, энг катта эҳтимоллик билан электронни қайд қилиш мумкин бўлган нуқталарнинг геометрик ўрилари Бор орбиталарига мос келади.

$1s$  дан бошқа ҳолатлар уйғонган ҳолатлар дефилади. Атомни асосий ҳолатдан уйғонган ҳолатга ёки қуйроқ уйғонган ҳолатдан юқорироқ уйғонган ҳолатга ўтказиш



8.2-расм.

ли бўлади. У ҳолда  $L$  векторга тесқари йўналган магнит момент вектори  $p_m$  ҳам нолдан фарқли:

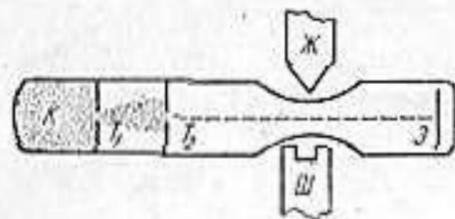
$$p_m = \frac{e}{2m_e} L = \frac{e}{2m_e} \hbar \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)} \quad (8.8)$$

Бу ифодадаги

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,2741 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2 \quad (8.9)$$

Бор магнетони деб аталади, у электрон ва электронлар системасининг магнит моментини ўлчашда табиий бирлик ҳисобланади. Атомнинг импульс momenti  $L_{\text{ат}}$  (ёки магнит momenti  $p_{\text{маг}}$ ) ни эса атом таркибидаги айрим электронларнинг импульс momentлари (магнит momentлари) нинг вектор йиғиндисини сифатида аниқланади, яъни  $L_{\text{ат}} = \sum L_i$  ва  $p_{\text{маг}} = \sum p_{mi} L_{\text{ат}}$ . Штерн ва Герлах томонидан ажойиб тарзда амалга оширилган тажрибада магнит

момент векторининг фазодаги ихтиёрий йўналишлари эмас, балки баъзи (бошқача айтганда рухсат этилган) йўналишларигина амалга ошиши исботланди. Бу тажрибада қўлланилган қурилма схематик тарзда 8.3-расмда тасвирланган. Қиздириладиган  $K$  камерадан бугланиб чиққан атомлар тасмасimon тирқишли тўсиқлар ( $T_1$  ва  $T_2$ ) дан ўтгач, даста шаклига келади. Сўнгга атомлар дастаси



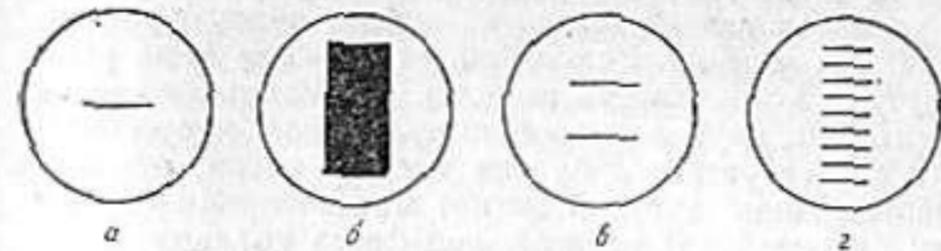
8.3-расм.

ниҳоят даражада бир жинсли бўлмаган магнит майдон (бундай майдон электромагнит ўзагининг қутбларига махсус шакл бериш натижасида ҳосил қилинади) дан ўтиб Э экранга тушади. Магнит майдон таъсир қилмаган (яъни электромагнит галтаклари ток манбаига уланмаган) ҳолда атомлар дастаси экранга тушиб, унда ҳосил қилган доғнинг шакли тўсиқдаги тирқишнинг шаклига ўхшайди (8.4-а расмга қ.). Магнит майдон таъсир қилганда-чи? Бу ҳолда вужудга келадиган манзарани муҳокама қилишдан олдин тажрибада қўлланилаётган магнит майдоннинг токли контурга таъсирини эслаб олайлик. Тажрибадаги магнит майдон индукция чизиқлари  $z$  ўқи бўйлаб (Ш дан Ж га қараб) йўналган. Майдоннинг бир жинслимаслиги ҳам шу йўналишда вужудга келтирилади, унинг қиймати  $\frac{\partial V}{\partial z}$  деб белгилайлик. У ҳолда магнит momenti  $p_m$  бўлган токли контурга бу майдон томонидан таъсир этувчи куч

$$F_z = p_m \frac{\partial V}{\partial z} \cos \alpha \quad (8.10)$$

бўлади. Бу ифодада  $\alpha$  бурчак  $p_m$  нинг майдонга нисбатан ҳолатини аниқлайди. Бошқача қилиб айтганда,  $\alpha$  бурчак — майдон градиенти  $\frac{\partial V}{\partial z}$  ва  $p_m$  орасидаги бурчак. В ортиб борадиган томон  $\frac{\partial V}{\partial z}$  нинг йўналиши сифатида қабул қилинади. Тажрибада  $\frac{\partial V}{\partial z}$  нинг йўналиши  $z$  нинг йўналиши билан бир хилдир. (8.10) ифодага асосан, токли контурга таъсир этувчи куч  $\alpha$  бурчак ўткир бўлганда  $z$  ўқи бўйлаб,  $\alpha$  бурчак ўтмас бўлганда эса  $z$  ўқига тескари йўналишда таъсир қилади.

Демак, бир жинсли бўлмаган магнит майдонда ҳаратланаётган атомларга таъсир этувчи куч атом магнит



8.4-расм.

моментининг йўналишига боғлиқ. Бу куч таъсирида атомлар экраннинг юқорироқ ( $\alpha$  — ўткир бурчак бўлганда) ёки пастроқ ( $\alpha$  — ўтмас бурчак бўлганда) қисмларига тушади. Шунинг учун атомлар дастасида  $p_m$  нинг барча йўналишлари мавжуд бўлса, бу атомлар экранга тушиши натижасида вужудга келган доғнинг шакли 8.4-б расмдагидек бўлиши лозим эди. Тажрибаларда бундай натижалар мутлақо кузатилмади. Баъзи ҳолларда, масалан, симоб ёки марганец атомларининг дасталари билан ўтказилган тажрибаларда, экрандаги доғ худди ҳеч қандай майдон таъсир қилмагандагидек шаклга (8.4-а расмга қ.) эга бўлади. Бошқа ҳолларда эса атомлар дастаси компоненталарга ажралди, натижада экранда бир неча ўзаро параллел чизиқча шаклидаги доғлар ҳосил бўлди. Хусусан, натрий ёки симоб атомларининг дасталари экранда вужудга келтирилган манзара 8.4-в расмда, темир атомларининг дастаси қўлланилган тажрибада кузатилган манзара эса 8.4-г расмда тасвирланган. Бу манзаралардан атомларни огдирувчи  $F_z$  куч тўғрисида ахборот олиш мумкин. Натижада магнит майдоннинг биржинслимаслигини характерловчи  $\frac{\partial V}{\partial z}$  нинг маълум қиймати асосинда (8.10) ифодадан фойдаланиб  $p_m$  нинг  $z$  ўқига (яъни В йўналишига) проекцияси  $p_{mz} = p_m \cos \alpha$  ни ҳисоблаб топиш мумкин.

Шундай қилиб, Штерна ва Герлах тажрибаси фазовий квантланиш мавжудлигини, ҳамда электронлар ва атомлар магнит моментларининг қийматлари дискрет характерга эгаллигини исботлади.

### 3-§. Электрон спини

Асосий ҳолатдаги водород атомининг электрони учун  $l = 0$ . (8.4) га асосан, унинг импульс моментини нолга тенг. Бундан, водород атомларининг дастаси билан

тажриба ўтказилган тақдирда бир жиғли бўлмаган майдон унга ҳеч қандай таъсир қилмайди, деган хулосага келишимиз мумкин. Вақолаки, тажрибада даста икки симметрик компонентага ажралди. Бу номувофиқликни тушунтириш учун электрон импульсининг хусусий моменти  $L_{sz}$  ва унга мос бўлган хусусий магнит моменти  $\mu_z$  (зарраларнинг хусусий магнит моментларини  $\mu$  ҳарфи билан белгилаймиз) мавжуд, деб фараз қилишга тўғри келади. Бу фикр 1925 йилда С. Гоудсмит ва Г. Уленбеклар томонидан атом физикасидаги бир қатор қийинчиликларни бартараф қилиш учун илгари сурилган. Импульсининг хусусий моментини *спин* деб, хусусий магнит моментни эса *спин магнит момент* деб аташ одат бўлган. „Спин“ инглизча сўз бўлиб „айланмоқ“ деган маънони англатади. Бу терминини ишлатилишига сабаб шундаки, дастлаб, электронни ўз ўқи атрофида айланивчи зарядланган шарча деб тасаввур қилинган. Импульсининг хусусий моменти ва хусусий магнит момент ана шу ҳаракат туфайли мавжуд, деб ҳисобланган. Лекин бу тасаввур нотўғридиги, кейинчалик аниқланди. Аммо термин истеъмолда қолаверди. Замонавий тушунчаларга асосан, *спин* ва *спин магнит момент* худди заряд ва масса каби электронни характерловчи асосий катталиклардир. Электрон спинининг қиймати

$$L_{sz} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar \quad (8.11)$$

га тенг. Спиннинг танилаб олинган йўналиш  $z$  га (масалан ташқи магнит майдон йўналишига) проекцияси фақат квантланган қийматларга эга бўла олади, бу қийматлар қуйидаги формула билан аниқланади:

$$L_{sz} = s \hbar \quad (8.12)$$

бунда  $s$  — спин квант сон. У  $n, l, m$  квант сонлардан фарқланиб каср қийматларга, яъни

$$s = -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \quad (8.13)$$

қийматларга эга бўлиши мумкин. Электроннинг спин магнит моментининг проекцияси ва  $L_{sz}$  қуйидаги муносабат билан боғланган:

$$\mu_{sz} = -\frac{e}{mc} L_{sz} = -s \frac{e\hbar}{mc} = \mp \frac{e\hbar}{2mc} = \mp \mu_B \quad (8.14)$$

Демак, электрон спин магнит моментининг ташқи магнит майдон йўналишига проекцияси фақат иккита

қийматга эга бўла олади, унинг абсолют миқдори Бор магнетонига тенг. Водород атомлари (шунингдек даврий жадвал биринчи группа элементлари атомларининг ҳам) дастасини бир жиғли бўлмаган магнит майдонда икки компонентага ажралишининг сабаби шу тарзда тушунтирилади.

#### 4-§. Паули принципи

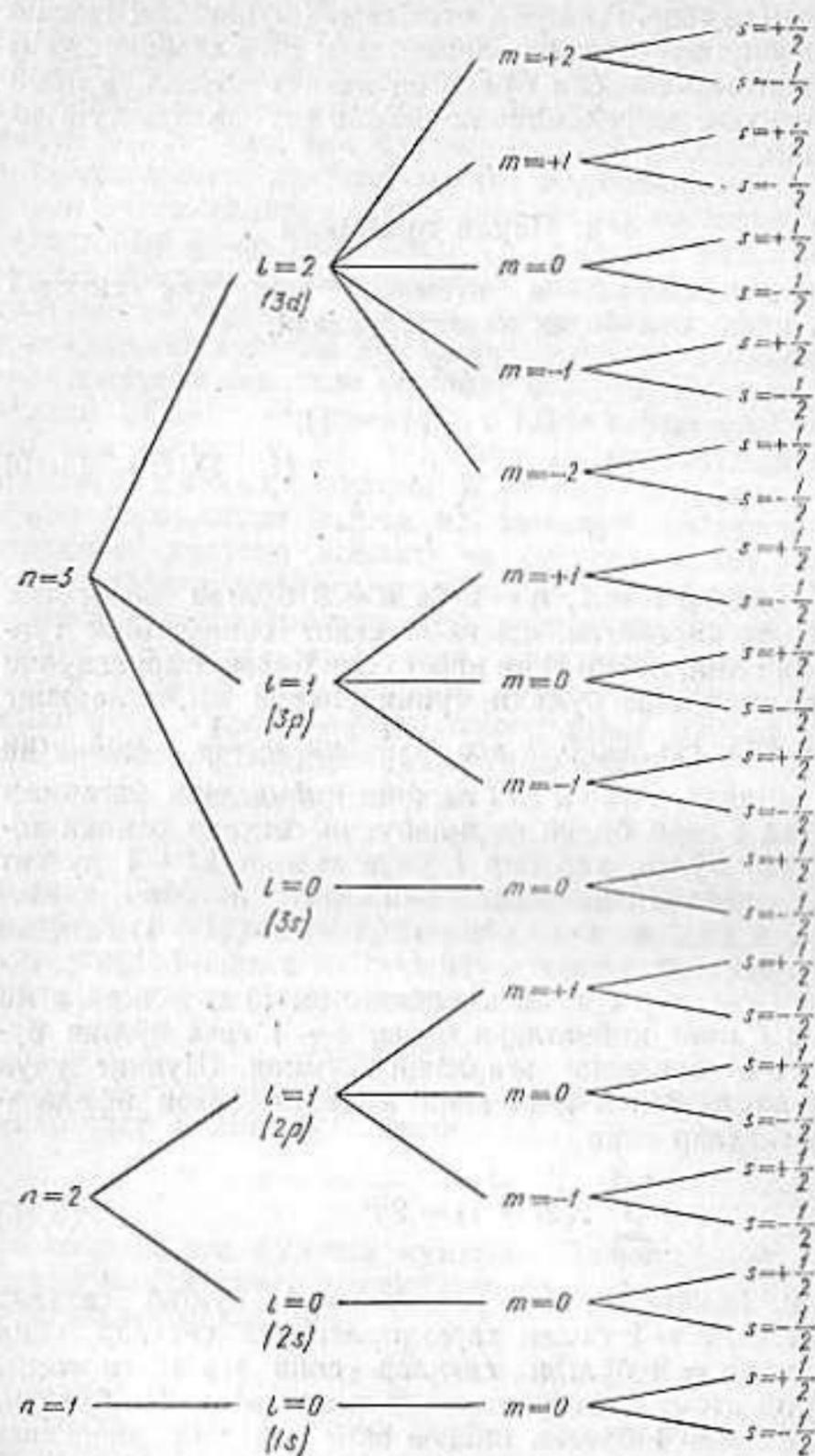
Квант механикасида атомдаги энергетик сатҳлар тўртта квант сон билан характерланади:

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \dots \\ l &= 0, 1, \dots, (n-1); \\ m &= -l, -(l-1), \dots, 0, \dots, (l-1), l; \\ s &= -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (8.15)$$

8.5-расмда  $n=1$ ,  $n=2$  ва  $n=3$  бўлган энергетик сатҳлар тасвирланган.  $n, l$  ва  $m$  квант сонларининг тўплами бир хил, лекин спин квант сони билан фарқланувчи сатҳлар иккиталик бўлади, чунки уларда  $n, l, m$  ларнинг қийматлари сақланиб,  $s$  эса  $-\frac{1}{2}$  ёки  $+\frac{1}{2}$  қийматни қабул қилади. Агар  $n$  ва  $l$  ларнинг қийматлари ўзгармасдан  $m$  ва  $s$  лари билан фарқланувчи сатҳлар сонини топиш керак бўлса, ҳар бир  $l$  учун  $m$  нинг  $2l+1$  руҳсат этилган қиймати мавжудлигини ҳисобга олиш керак. Демак,  $n$  ва  $l$  ларнинг айни тўплами  $2 \cdot (2l+1)$  сатҳлар иборат. Ниҳоят, айни  $n$  учун  $l, m$  ва  $s$  лари билан фарқланувчи сатҳлар сонини тошайлик. (8.15) га асосан, айни  $n$  учун  $l$  нинг қийматлари 0 дан  $n-1$  гача бўлган бутун мусбат сонларни шаллаши мумкин. Шунинг учун асосий квант сон  $n$  нинг айни қиймати билан ифодаланувчи сатҳлар сони

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2 \quad (8.16)$$

бўлади. Ҳақиқатан, 8.5-расмда  $n=1$  бўлган сатҳлар сони 2 га,  $n=2$  билан характерланувчи сатҳлар сони эса 8 га,  $n=3$  бўлган сатҳлар сони эса 18 га тенг. Водород атомда энергетик сатҳлар айниган бўлади. Масалан,  $n=1$  бўлган иккита сатҳ бир хил энергияга эга ёки  $n=2$  бўлган самкиета сатҳнинг ҳаммаси айнан



8.5-расм.

бир хил энергия билан характерланади. Лекин кўп электронли атомларда ўзаро таъсир туфайли айланиш йўқолади ва атомдаги энергетик сатҳлар барча квант сонларга боглиқ бўлади.

Энди, кўп электронли атомда электронларнинг энергетик сатҳлар бўйича тақсимооти қандай? — деган саволга жавоб қидирайлик. Бу саволга жавоб беришда қуйидаги икки принципга амал қилиш керак. Биринчи принципнинг моҳияти шундаки, *нормал (уйғонмаган) ҳолатдаги атомда электронлар ўзлари учун мумкин бўлган энг қуйи энергетик сатҳ (яъни энергияси минимал бўлган сатҳ) ларда жойлашишлари керак.*

Иккинчи принцип, уни кашф қилган олим шарафига Паули принципи деб юритилади. Умуман, Паули принципи квант механикасининг асосий принципларидан бўлиб, унинг тўлиқ квантомеханик таърифини бериш учун зарраларнинг бирхиллик (бир-бирига айнан ўхшашлик) принципи билан таъкидлаш лозим.

Маълумки, классик механикада хусусиятлари айнан бир хил бўлган зарралар ҳам ўзларининг индивидуаллиги (яъни алоҳидалиги) ни йўқотмайди. Бошқача қилиб айтганда, бирор система таркибидаги зарраларни бошланғич моментда „худди номерлагандек“ белгилаб олайлик. У ҳолда зарраларнинг траектория бўйича ҳаракатини кузатиш натижасида вақтнинг турли онларида у ёки бу зарранинг вазияти тўғрисида маълумотга эга бўламиз.

Квантомеханик тавсифда эса заррани у ёки бу соҳада қайд қилиш эҳтимоллиги аниқланади. Демак, бу ҳолда бир хил зарраларни „номерлари бўйича“ ажрата олиш имконияти бўлмайди, албатта. Зарраларни бир-биридан фарқ қилиб бўлмаганлиги учун ҳам уларни ўрни алмашиб қолгани билан эҳтимоллик ўзгармайди. Умуман, квант механикасида кўп сонли зарраларни тавсиф қилишда Ферми-Дирак ҳамда Бозе-Эйнштейн статистикаларидан фойдаланилади. Спинларининг ташқи магнит майдон йўналишига проекцияси  $L_{sz}$  нинг қиймати 0 ёки  $\hbar$  га бутун қаррали бўлган зарралар Бозе-Эйнштейн статистикасига бўйсунали, зарраларнинг ўзларини эса *бозонлар* деб аталади.  $L_{sz}$  нинг қиймати  $\hbar$  га яримли бутун қаррали бўлган зарралар Ферми-Дирак статистикасига бўйсунали, бундай зарралар *фермионлар* деб аталади. Фақат электронларгина эмас, балки позитрон, протон, нейтронлар ҳам фермионлар ҳисобланади. Барча фермионлар учун Паули принципи ўринли бўлиб, у қуйидагича таърифланади: бир хил фермионлардан

ташкил топган системада айнан бир ҳолатда бир вақтнинг ўзида биттадан ортиқ фермион бўлиши мумкин эмас. Паули принципини атомдаги электронларга татбиқ қилган ҳолда қуйидагича таърифласа ҳам бўлади. *Атомдаги  $n, l, m, s$  квант сонлар тўплами билан характерланувчи ихтиёрӣ энергетик сатҳда биттадан ортиқ электрон бўлиши мумкин эмас.*

### 5-§. Д. И. Менделеевнинг элементлар даврий системаси

Олдинги параграфда баён қилинган маълумотлар асосида элементлар даврий системасини талқин этайлик. Биринчи элемент—водороддан бошлайлик. Унинг биттагина электрони бор. Шунинг учун Паули принципига асосан, бу электрон 8.5-расмда тасвирланган ихтиёрӣ энергетик сатҳда жойлашиши мумкин эди. Лекин минимал энергия принципига асосан бу электрон  $n = 1, l = 0, m = 0, s = -\frac{1}{2}$  квант сонлар билан характерланувчи энергетик сатҳни эгаллайди. Гелий атомида иккита электрон бор. Бу электронларнинг бири водород атомининг электрони эга бўлган квант сонлар тўплами билан характерланади. Иккинчи электрон эса навбатдаги энергетик сатҳни аниқловчи квант сонлар тўплами, яъни  $n = 1, l = 0, m = 0, s = +\frac{1}{2}$  га эга бўлади. Литий уч электронга эга бўлиб, улардан иккитаси юқорида баён этилган квант сонлар тўпламлари билан аниқланади. Учинчи электрон навбатдаги энергетик сатҳни эгаллайди. Бу сатҳ (8.5-расмга қ.) билан  $n = 2$  га мос бўлган сатҳлар группаси бошланади.  $n = 2$  бўлган сатҳлар группасидаги биринчи сатҳни литий атомининг электрони, охириги сатҳни эса неоннинг электрони эгаллайди. Умуман, асосий квант сон  $n$  нинг қийматлари бир хил бўлган электронлар қобиқни ташкил қилади. Одатда, қобиқларни латин ҳарфлари билан белгиланади. Масалан,  $n = 1$  бўлса  $K$ -қобиқ;  $n = 2$  бўлса  $L$ -қобиқ;  $n = 3$  ни  $M$ -қобиқ;  $n = 4$  ни  $N$ -қобиқ ва ҳоказо. Мулоҳазаларни шу тарзда давом эттириб, навбатдаги элементлар атомларидаги охириги электронлар ҳолатларини аниқловчи квант сонлар тўпламлари ҳақида маълумотлар олаверамиз. Бу маълумотлар 1-жадвалда келтирилган. Жадвалдан

кўринишича, сатҳларнинг электронлар билан шиғол этилишида квант сонларнинг қийматларига мослаб қурилган энергетик сатҳлар кетма-кетлиги (8.5-расм) амалга ошяпти. Лекин бу тартиб енгил атомлар (калийгача бўлган атомлар) учун амалга ошади. Агар бу тартиб давом этганда эди, калийнинг охириги электронини характерловчи квант сонлар тўплами  $n = 3, l = 2, m = -2, s = -\frac{1}{2}$  бўлиши лозим эди. Ваҳоланки, амалда  $n = 4, l = 0, m = 0, s = -\frac{1}{2}$  квант сонлар

1-жадвал

Элемент	Тартиб номери	Охириги электроннинг квант сонлари				Қобиқлардаги электронлар сони			
		$n$	$l$	$m$	$s$	$K$	$L$	$M$	$N$
H	1	1	0	0	$-\frac{1}{2}$	1			
He	2	1	0	0	$+\frac{1}{2}$	2			
Li	3	2	0	0	$-\frac{1}{2}$	2	1		
Be	4	2	0	0	$+\frac{1}{2}$	2	2		
B	5	2	1	-1	$-\frac{1}{2}$	2	3		
C	6	2	1	-1	$+\frac{1}{2}$	2	4		
N	7	2	1	0	$-\frac{1}{2}$	2	5		
O	8	2	1	0	$+\frac{1}{2}$	2	6		
F	9	2	1	+1	$-\frac{1}{2}$	2	7		
Ne	10	2	1	+1	$+\frac{1}{2}$	2	8		
Na	11	3	0	0	$-\frac{1}{2}$	2	8	1	
Mg	12	3	0	0	$+\frac{1}{2}$	2	8	2	

Al	13	3	1	-1	$-\frac{1}{2}$	2	8	3	
Si	14	3	1	-1	$+\frac{1}{2}$	2	8	4	
P	15	3	1	0	$-\frac{1}{2}$	2	8	5	
S	16	3	1	0	$+\frac{1}{2}$	2	8	6	
Cl	17	3	1	+1	$-\frac{1}{2}$	2	8	7	
Ar	18	3	1	+1	$+\frac{1}{2}$	2	8	8	
<hr/>									
K	19	4	0	0	$-\frac{1}{2}$	2	8	8	1
Ca	20	4	0	0	$+\frac{1}{2}$	2	8	8	2

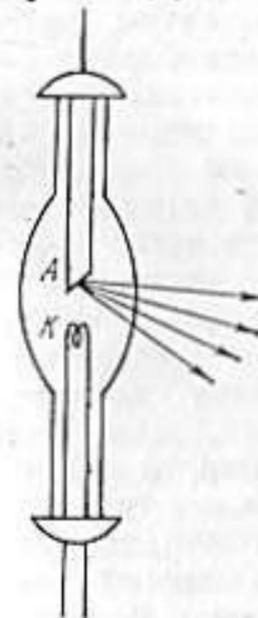
тўплами билан аниқланувчи энергетик сарҳ аталланади. Бунинг сабаби кўп электронли атомларда, баъзан электронларнинг ўзаро таъсирлашуви туфайли  $n$  каттароқ,  $l$  эса кичикроқ бўлган ҳолатнинг энергияси  $n$  кичикроқ,  $l$  эса каттароқ бўлган ҳолатнинг энергиясидан камроқ бўлишида экан.

1-жадвалдан элементларнинг даврийлиги ҳам кўришиб турибди. Масалан,  $n$  нинг қийматлари бир хил бўлган ҳар бир группа химиявий жиҳатдан актив бўлган элементдан бошланиб инерт газ билан тугалланади. Бу группалар даврий жадвалдаги қаторларни ташкил этади.

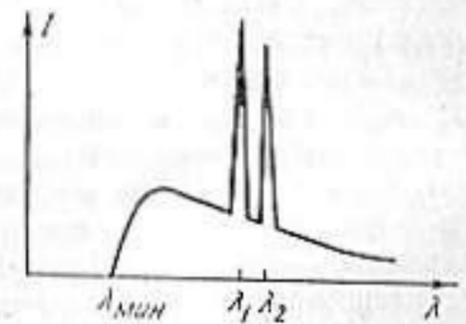
Умуман, элементлар химиявий хусусиятларининг даврийлигини ўхшаш элементлар атомларининг четки қобикларидаги электрон конфигурациянинг такрорланиши билан тушунтириш мумкин. Масалан, Si ва C га эътибор беринг. Уларнинг химиявий хусусиятлари бири-бирига ниҳоят ўхшаш. Шунинг учун бу элементлар атомларидаги охириги электронларни ифодаловчи учта квант сон ( $n$  дан ташқариси) ҳам айнан бир хил.

## 6-§. Рентген спектрлари

1895 йилда В. Рентген томонидан кашф этилган ва унинг номи билан аталадиган нурларнинг тўлқин узунликлари  $(0,01 \div 800) \cdot 10^{-10}$  м га тенг. Рентген нурларни 8.6-расмда схематик тарзда тасвирланган рентген трубкасида ҳосил қилинади. Махсус трансформаторга уланадиган вольфрам сим катод ( $K$ ) вазифасини ўтайди. Катод ва анод ( $A$ ) орасида вужудга келтириладиган электр майдон қизиган катоддан ажралиб чиқаётган термоэлектронларни тезлатади. Етарлича катта кинетик энергияга эришган электронлар анод материалининг ичига кириб бориш жараёнида тормозланади. Бундай рентген трубкасида ҳосил қилинган рентген нурларининг спектрал таркиби электронлар энергияси ва анод материалига боғлиқ. 8.7-расмда рентген нурланиш спектрининг типик шакли тасвирланган. Спектр икки қисмдан ташкил топган. Биринчи қисми бир неча монохроматик нурларнинг (улар  $\lambda_1, \lambda_2, \dots$  тўлқин узунликларга мос бўлган ўткир учли максимумлар шаклида тасвирланган) тўпламидан иборат бўлиб, уни характеристик рентген нурлари спектри дейилади. Иккинчи қисми эса қисқа тўлқин узунликлар соҳасида  $\lambda_{мин}$  қиймат билан чегараланган тугаш спектрдир. *Тугаш спектр электронларнинг кескин тормозланиши туфайли ҳосил бўлади.* Бу процесснинг моҳияти қуйидагидан иборат: ҳаракатдаги электрон атрофида электр ва магнит майдонлар (чунки ҳаракатланувчи электрон токка эквивалент) мавжуд. Электроннинг тормозланиши деганда унинг атрофидаги майдоннинг ўзгариши тушунилади. Магнит ёки электр майдоннинг ўз-



8.6- расм.



8.7- расм.

гарии эса электромагнит тўлқин нурланишига сабабчи бўлади. У ҳолда бу спектрнинг туташ бўлиши ва  $\lambda_{\text{мин}}$  қиймат билан чегараланиши сабаби нимада? — деган савол туғилади. Тезлатувчи майдон таъсирида электрон  $W_1 = eU$  (бунда  $U$  — катод ва анод орасидаги потенциаллар фарқи) энергияга эришган бўлсин. Бу электрон анод материалда тормозланиб тўхтаган бўлсин. Энергиянинг  $W_2$  қисми анод материалнинг ички энергиясини орттиради, яъни анод материални қиздиришга сарф бўлади. Қолган қисми эса рентген нурланишининг кванти сифатида ажралиб чиқади. Демак,  $W_1 - W_2 = h\nu = hc/\lambda$ . Бу ифодадаги  $\nu$  — рентген квантининг частотаси,  $\lambda$  эса тўлқин узунлиги.  $W_2$  нинг қиймати  $W_1$  дан 0 гача интервалда ўзгариши мумкин.  $W_3 = W_1$  бўлганда электрон энергияси фақат анодни қиздиришга сарфланади. Аксинча,  $W_2 = 0$  бўлганда эса электрон энергияси бутунлай квант энергиясига айланади. Демак, туташ рентген спектрининг чегараси  $\lambda_{\text{мин}}$  ни топиш учун электроннинг  $eU$  энергиясини рентген квантининг максимал энергияси  $h\nu_{\text{макс}} = hc/\lambda_{\text{мин}}$  га тенглаштириш керак:

$$eU = \frac{hc}{\lambda_{\text{мин}}}$$

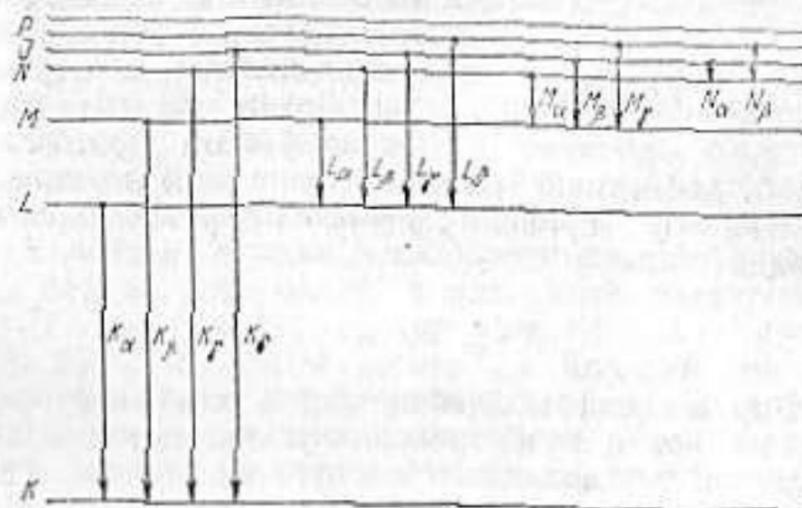
Бундан

$$\lambda_{\text{мин}} = \frac{hc}{eU} \quad (8.17)$$

Бу ифодадан кўриниб турибдики, туташ рентген спектрининг чегараси анод материалга боғлиқ эмас. Энди, *характеристик рентген нурларининг* табиати билан танишайлик. Анодда тормозланаётган электронларнинг бир қисми анод материали атомларининг ичига кириб, бу атомларнинг  $K, L, M, \dots$  қобикларидаги бирор электронни уриб чиқариши мумкин. Масалан,  $K$ -қобикдаги бир электрон атомни ташлаб чиқиб кетганлиги туфайли унинг ўрни „бўш“ қолади. Бу „бўш“ ўринга  $L$  ёки  $M$ -қобикдаги электрон ўтиши мумкин. Бунда характеристик рентген спектрининг  $K$ -сериялари ҳосил бўлади. Маълумки,  $K$ -қобикдаги электрон атом билан мустаҳкам боғланган,  $L$ -қобикдаги электрон эса заифроқ,  $M$ -қобикдагиси ундан ҳам заифроқ боғланган. Шунинг учун  $L \rightarrow K$  ўтишда вужудга келадиган характеристик рентген нурланиши квантининг энергияси  $K$  ва  $L$  қобиклардаги электронларнинг боғланиш энергиялари фарқига тенг бўлади. Харак-

теристик рентген спектрининг  $K, L, M$  ва  $N$  серияларини вужудга келиши схематик тарзда 88-расмда тасвирланган. Г.Мозли турли элементлар атомлари чиқарадиган характеристик рентген нурларининг частоталарини текшириш натижасида қуйидаги боғланиш ўринли эканлигини аниқлади:

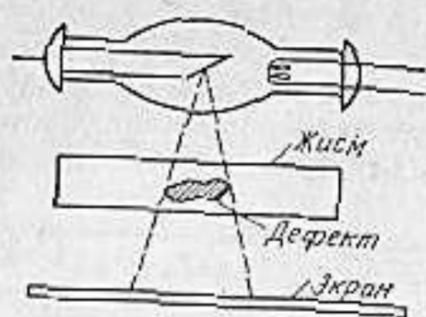
$$\sqrt{\nu} = a(Z - b), \quad (8.18)$$



88-расм.

бунда  $\nu$  — характеристик рентген нурларининг частотаси,  $Z$  — атомнинг тартиб номери,  $a$  — айни серия чизиқлари учун доимий миқдор,  $b$  — экранлаш доимийси.  $b$  нинг маъноси шундан иборатки, масалан,  $K$ -қобикдаги „бўш“ ўринга узоқроқдаги қобикдан ўтаётган электрон учун ядро таъсири ( $K$ -қобикдаги битта электроннинг экранловчи ҳиссаси туфайли) камаяди.

Рентген нурларининг ажойиб хусусиятларидан бири шундаки, улар ёруғлик нурлари учун ношаффоф бўлган жисмлардан ўта олади. Аниқроғи, рентген нурлари оқимининг бир қисми жисмда ютилади, қолган қисми эса жисмдан ўтиб кетади. Жисмнинг зичлиги ва қалинлиги қанчалик кичик бўлса, у рентген нурларининг шунча камроқ улушини ютиб қолади. Демак, зичлиги камроқ жисмлар рентген нурлари учун шаффофроқ ҳисобланади. Унинг бу хусусиятидан медицина, металлургия, машинасозлик ва техниканинг бошқа соҳаларида кең фойдаланилади. Масалан, 8.9-расмда схематик тарзда тасвирланган қурилмада жисм ичидаги дефект-



8.9-расм.

қўйиб, дефектнинг расмини олиш ҳам мумкин. Баён этилган бу принцип *рентгендефектоскопия* деб аталади.

ни аниқлаш мумкин. Агар бу дефектнинг зичлиги жисм бошқа соҳаларининг зичлигидан кичикроқ бўлса, рентген нурлари бу дефектдан ўтиш жараёнида камроқ юталади. Шунинг учун экранда бу дефектнинг шакли ёрқинроқ бўлади. Аксинча, дефектнинг зичлиги каттароқ бўлса, экрандаги унинг шакли қоронғироқ бўлади. Лозим бўлган ҳолларда экран ўрнига фотопластинка

### 7-§. Молекулалар

Бир жинсли модданинг барча химиявий хусусиятларини ўзида мужассамлаштирган энг кичик зарраси молекула деб аталади. Молекулалар бир хил ёхуд ҳар хил элементларнинг атомларидан ташкил топган бўлади. Масалан, водород ( $H_2$ ), кислород ( $O_2$ ), азот ( $N_2$ ) бир хил атомлардан тузилган молекулалардир. Ош тузи молекуласи ( $NaCl$ ) эса ҳар хил атомлардан ташкил топган молекулага мисол бўла олади. Молекула барқарор система. Бу эса молекулани ташкил этувчи атомлар ўзаро таъсирлашувчи кучлар билан боғланганлигидан далолат беради. Бу боғланишларнинг моҳияти билан танишайлик.

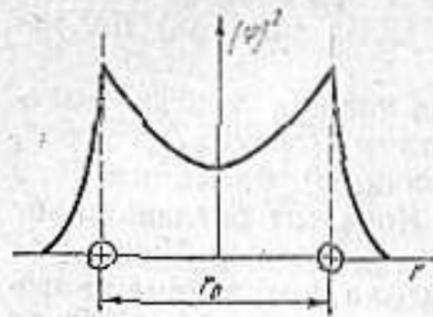
Ишқорий металл атомидаги валент электрон ядро билан жуда заиф боғланган. Галлоид атомида эса электрон қобикнинг тўлиши учун битта электрон етишмайди. Шунинг учун металл атомидаги валент электрон галлоид атомга ўтади. Натижада металл атоми мусбат зарядланган ионга, галлоид атоми эса манфий зарядланган ионга айланади. Бу қарама-қарши зарядли ионлар, Кулон қонунига асосан, ўзаро тортишади. Кулон кучи таъсирида ионлар бир-бирига яқинлашади. Лекин уларнинг яқинлашувига кичик масофаларда намоён бўладиган ўзаро итаришув кучлари тўсқинлик қилади. Масофанинг бирор қийматида бу икки куч тенглашади, яъни металл ва галлоид атомларидан ташкил топган барқарор система вужудга келади. Баён этилган боғла-

ниш ион боғланиш, баъзан эса гетерополяр (грекча „гетеро“, яъни „турли“ деган сўздан олинган) боғланиш дейилади.

Бир хил элемент атомларидан ташкил топган молекуладаги боғланишни гомополяр (грекча „гомео“, яъни „бир хил“ деган сўздан олинган) боғланиш ёки ковалент боғланиш дейилади. Ковалент боғланишнинг табиати квант механикасида тавсиф этилади. Унинг моҳиятини водород молекуласи мисолида муҳокама қилайлик. Аввал, бир-биридан изоляцияланган (яъни ўзаро таъсирлашмайдиган даражада узоқликда жойлашган) иккита водород атомини тасаввур қилайлик. Биринчи атомдаги электронни ҳам, иккинчи атомдаги электронни ҳам ядрода бирор масофа узоқликда бўлишининг эҳтимоллиги (яъни тўлқин функциянинг квадрати) айнан бир хил бўлади. Энг оддий ҳолда, яъни электрон  $z$  ҳолатда ( $l = 0$ ) бўлганда эҳтимоллик сферик-симметрик характерга эга (8.1-а расмга қ.). Бошқача айтганда, „электрон булут“ бирор радиусли сфералар иборат. Энди, хаёлан иккала атоми бир-бири билан таъсирлашадиган масофага яқинлаштирайлик. Натижада иккала атомнинг „электрон булутлари“ туташа бошлайди. Буни қўйидагича тушуниш керак: изоляцияланган атомларда электронлар фақат ўз ядролари атрофида ҳаракатланади. Атомлар бир-бирига яқинлашганда эса биринчи атом электронини иккинчи атом ядроси атрофида, худди шунингдек, иккинчи атом электронини биринчи атом ядроси атрофида қайд қилиш эҳтимоллиги полдан фарқли бўлади. Атомлар янада яқинлашганда уларнинг „электрон булутлари“ шунчалик туташиб кетадики (8.10-расм), бу ҳолда биринчи атомнинг электрони ёхуд иккинчи атомнинг электрони деган сўзлар ўз маъносини йўқотади.

Бунда квант механикасидаги бир хил зарраларни фарқ қилиб бўлмаслик принципини ҳам ҳисобга олиш керак. Чунки иккала атомдаги электронлар бир-биридан фарқланмайди: иккала электроннинг заряди ҳам, массаси ҳам, спини ҳам бир хил.

Бундай ҳолатда иккита атомдан иборат системадаги ҳар бир электрон бир вақтнинг ўзида иккала атомга ҳам тегишли бўлади. Бу эса Паули принципига зид эмас, чунки бир ҳолатда қарама-қарши спинли икки электрон бўлиши мумкин. Иккала электроннинг умумийлашуви туфайли ядролар оралигида „электрон булут“ зичлигининг ортиши (8.10-расмга қ.) ядроларни



8.10- расм.

каби молекуляр нурланиш ҳам молекуланинг бир стационар энергетик сатҳдан ундан қуйроқ сатҳга ўтишида вужудга келади. Лекин молекула стационар ҳолатининг энергияси бир қатор факторларга боғлиқ. Масалан, икки атомдан ташкил топган молекуланинг энергияси уч қисмдан ташкил топади: 1) молекула электрон қобилигининг энергияси  $W_{эл}$ ; 2) молекула таркибдаги атомлар ядроларининг (уларни бирлаштирувчи тўғри чизик бўйлаб) тебраниш энергияси  $W_{тебр}$ ; 3) молекуланинг бирор ўқ атрофида айланиш энергияси  $W_{айл}$ . Молекуланинг бу учала энергия туфайли вужудга кела-



8.11- расм.

диган энергетик сатҳлари 8.11-расмда акс эттирилган; молекуланинг электрон сатҳлари жуда қалин чизиклар билан тасвирланган. Молекуланинг тебранма энергияси электрон булут энергиясини орттирадиган қўшимча катталиқ деб қаралиши мумкин. Расмда тебранма сатҳлар ўртача қалинликдаги чизиклар билан тасвирланган. Молекуланинг айланиши эса ҳар бир тебранма энергетик сатҳни бир неча бир-бирига яқин жойлашган сатҳларга (расмда ингичка чизиклар шаклида тасвирланган) ажралишига сабаб бўлади, бу сатҳларни айланма сатҳлар деб аталади. Молекула бир энергетик ҳолатдан иккинчи энергетик ҳолатга ўтганда энергиянинг учала қисми ҳам бир вақтнинг ўзида ўзгариши мумкин. Бу ўтишда нурланган квант частотаси

бир-бирига максимал яқинлаштиришга ҳаракат қилади. Улар орасидаги масофанинг бирор  $r_0$  қийматида икки атомли барқарор молекула мавжуд бўлади. Ковалент боғланишнинг вужудга келиш манзараси ана шундай.

Энди, молекулалар нурланиш спектрининг вужудга келиши билан танишайлик. Худди атом нурланиши

Молекуляр спектрлар молекулалар тузилишини аниқлашда ва химиявий анализларда кенг қўлланилади. Молекулалар хоссаларини ўрганишнинг муҳим усулларидан бири ёруғликнинг комбинацион сочилиш ҳодисасидан фойдаланишдир. Бу ҳодиса қуйидагидан иборат: жисмга частотаси  $\nu_0$  бўлган монохроматик нурланиш тушаётган бўлсин. Бу нурланишни жисм молекулаларида сочилиши туфайли вужудга келган спектрда  $\nu_0$  частотали чизикдан ташқари унинг икки ёнида симметрик равишда жойлашган янги чизиклар ҳам кузатилади (8.12-расм). Бу чизикларнинг частоталари  $\nu_1$  сочувчи жисм молекулаларининг тузилишига боғлиқ, яъни  $\nu_1$  нинг қийматлари тушувчи нурланиш частотаси  $\nu_0$  ва жисм молекулаларининг тебранма ёки айланма ўтишларида вужудга келадиган нурланишлар частоталари  $\nu_1$  нинг комбинацияларидан иборат бўлади, яъни

$$\nu_1 = \nu_0 \pm \nu'_1 \quad (8.20)$$

Комбинацион сочилиш ҳодисасини тушунириш учун тушаётган нурланиш фотони билан сочувчи молекуланинг ўзаро таъсирини қараб чиқайлик. Кўп ҳолларда таъсирланиш эластик тўқнашувдан иборат бўлади. Шунинг учун сочилиш спектрида энергияси ўзгармаган фотонларга тегишли бўлган  $\nu_0$  частотали чизик (уни

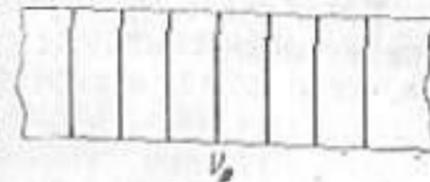
$$\omega = \frac{\Delta W_{эл}}{\hbar} + \frac{\Delta W_{тебр}}{\hbar} + \frac{\Delta W_{айл}}{\hbar} \quad (8.19)$$

ифода билан аниқланиши лозим. Назария ва тажрибанинг кўрсатишича, (8.19) ифодадаги қўшилувчи ҳадларнинг қийматлари қуйидаги

$$\Delta W_{эл} \gg \Delta W_{тебр} \gg \Delta W_{айл}$$

тенгсизлик билан характерланар экан. (8.19) ифодага асосан, молекуляр спектр айрим чизиклардан иборат. Лекин айланма сатҳлар ниҳоят зич жойлашганлиги учун молекуляр спектрдаги чизиклар ҳам бир-бирига жуда яқин бўлади. Шунинг учун ажрата олиш қобилияти ўртача бўлган оптик асбобларда бу чизиклар туташиб кетгандек йўллар (полоса) шаклида кўрилади. Бу эса молекуляр спектрларни йўл-йўл спектр деб аталишига сабаб бўлган.

8.12-расм. Комбинацион сочилиш ҳодисасини тушунириш учун тушаётган нурланиш фотони билан сочувчи молекуланинг ўзаро таъсирини қараб чиқайлик. Кўп ҳолларда таъсирланиш эластик тўқнашувдан иборат бўлади. Шунинг учун сочилиш спектрида энергияси ўзгармаган фотонларга тегишли бўлган  $\nu_0$  частотали чизик (уни



8.12- расм.

асосий чизиқ деб аталади) кузатилади. Лекин фотонлар қисман энергиясини йўқотиб сочилган ҳоллар ҳам мавжуд. Бу ҳолда асосий чизиқ атрофидаги сателлит чизиқлар вужудга келади. Масалан, нолинчи тебранма сатҳдаги молекула билан фотоннинг тўқнашишида фотон энергиясининг бир қисми ( $h\nu_1$ ) молекулаи нолинчи тебранма сатҳдан биринчи тебранма сатҳга кўтаришга сарфланади (чунки  $\Delta W_{\text{тебр}} = h\nu_1$ ). Шунинг учун сочилган фотон энергияси  $h\nu_2 = h\nu_0 - h\nu_1$  бўлади. Бундай фотонларга спектрнинг кичик частоталар томонидаги сателлит чизиқ мос келади. Бу чизиқ қизил сателлит дейилади. Спектрнинг катта частоталар томонидаги сателлит чизиқни бинафша сателлит дейилади. Бинафша сателлитни вужудга келиши учун тушаётган фотон уйғонган ҳолатдаги (масалан, биринчи тебранма сатҳдаги) молекула билан тўқнашади. Бу ҳолда фотоннинг сочилиши билан бир вақтда молекуланинг нолинчи тебранма сатҳга ўтиши содир бўлади. Бу ўтиш энергиясини фотон ўзига қўшиб олади, натижада унинг энергияси  $h\nu_3 = h\nu_0 + h\nu_1$  бўлади. Комбинацион сочилиш ҳодисаси кўп атомли мураккаб молекулалардаги тебранма ва айланма энергетик сатҳларни, молекулаларнинг тузилишини ўрганишда кенг қўлланилади. Масалан, нефть маҳсулотлари (бензин, ёғлар)нинг таркиби ана шундай аниқланади.

### 8-§. Люминесценцион нурланиш

Баъзи жисмлар ёруғлик, ультрабинафша ёки рентген нурлари таъсирида шуълаланади, бошқача айтганда, бу жисмлар нурланиш чиқаради. Бу нурланишнинг спектри жисмга тушаётган нурларнинг спектридан фарқ қилади. Бундай нурланиш люминесценция деб аталади. Баён этилган ҳодиса нурлар таъсирида вужудга келганлиги туфайли уни фотолюминесценция деб ҳам аталади. Нурлардан бошқа таъсирлар ҳам люминесценцияни вужудга келтириши мумкин:

1) жисм электронлар ёхуд бошқа зарралар билан бомбардимон қилинганда ҳосил бўладиган нурланиш (масалан, телевизор экранининг нурланиши) катодолюминесценция дейилади;

2) жисмдан электр ток ўтганда электролюминесценция кузатилади;

3) химиявий реакциялар туфайли вужудга келадиган нурланиш (масалан, фосфорнинг оксидланишида-

ги нурланиши) хемиллюминесценция номи билан юритилади. Демак, люминесценция ҳодисаси рўй бериши туфайли турли хил энергиялар ёруғлик энергияга айланади. Люминесценцион нурланиш чиқарадиган жисмлар илҳоят кўп: 1) баъзи элементларнинг буғлари ва газлар; 2) баъзи жисмларнинг тузлари ва уларнинг эритмалари; 3) бензол, нафталин, антрацен каби органик жисмлар; 4) таркибига металл ионлари аралашган баъзи неорганик жисмлар. Бу жисмларнинг ҳаммаси ягонэ ном билан люминофорлар деб аталади.

Люминесценцион нурланиш, иссиқлик нурланишдан фарқли равишда, мувозанатсиз нурланишдир. Бу нурланишнинг вужудга келиши қуйидагича: бирор турдаги энергия таъсирида люминофорнинг бир қанча атом ёки молекулалари уйғонган ҳолатга ўтади. Уларни асосий ёки қуйроқ уйғонган ҳолатга қайтишида эса люминесценцион нурланиш вужудга келади. Бу нурланиш қанча вақт давом этди, деган савол турғилиши мумкин. Нурланишнинг давом этиш муддати уйғонган ҳолатнинг яшаш вақти билан аниқланиши лозим, албатта. Ҳақиқатан, тажрибаларда люминесценцияни вужудга келтирувчи сабаб таъсири тўхтаганда сўнг нурланиш маълум муддат давом этганлиги кузатилади. Ҳар хил люминофорлар учун бу муддат  $10^{-10}$ с дан бир неча соатларгача бўлган вақтлар интервалини ташкил қилади. Шартли равишда сўниш вақти ( $10^{-9}$ – $10^{-8}$ )с бўлган люминесценцияни флуоресценция деб, бундан узоқроқ вақт давом этган люминесценцияни эса фосфоресценция дейилади.

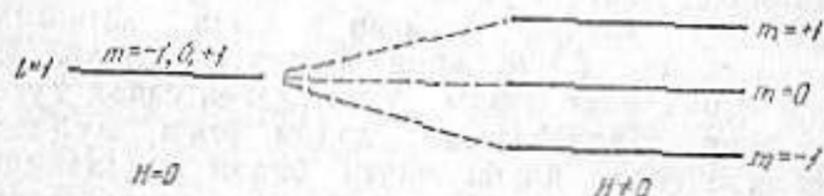
Юқориди баён этилганидек, люминесценциянинг турлари кўп. Биз фотолюминесценция устиди тўхталиб ўтамиз. Фотолюминесценция учун Стокс қондаси ўринли: люминесценцион нурланишнинг тўлақин узунлиги уйғонувчи ёруғликнинг тўлақин узунлигидан каттироқ бўлади. Квант оптикисда Стокс қондасини оддийгина тушунтириш мумкин. Агар жисм энергияси  $h\nu_0$  бўлган фотонни ютса, бу энергия қисман  $h\nu$  энергияли люминесценцион нурланиш фотони тарзида қайтарилди, қолган қисми эса жисмнинг ичида содир бўлувчи турли хил жараҳиларда бошқа бир тур энергияларга айланади. Демак,  $h\nu < h\nu_0$ , яъни  $\nu < \nu_0$ . Бу тенгсизлиқни тўлақин узунликлар орқали ифодаласак ( $\lambda = c/\nu$  га асосан),  $\lambda > \lambda_0$  ҳосил бўлади. Бу Стокс қондасининг ифодасидир.

Люминесценцион нурланиш спектри люминофорнинг

химиявий таркибига ва унинг молекуляр тузилишига боғлиқ. Бу эса люминесценцион нурланишдан фойдаланиб люминофорлик вазифасини ўтаётган жисмни ўрганиш имконини беради. Бундан ташқари люминесценция газ-ёруглик лампаларда, театрда, техникада ҳам қўлланилади.

### 9 - §. Парамагнит резонанс

Магнит моментлари полдан фарqli бўлган атом ёхуд молекулалар (парамагнит модданинг атом ва молекулалари) нинг энергетик сатҳлари ташқи магнит майдон таъсирида бир неча сатҳчаларга ажралади. Зееман ажрალიши деб юртиладиған бу ҳол 8.13-

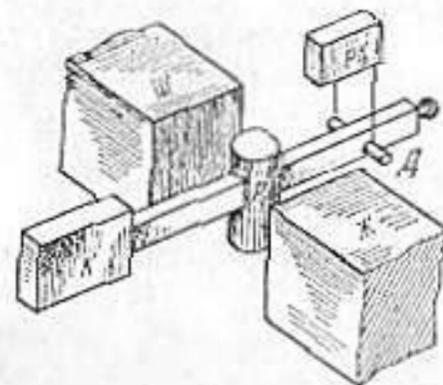


8.13- расм.

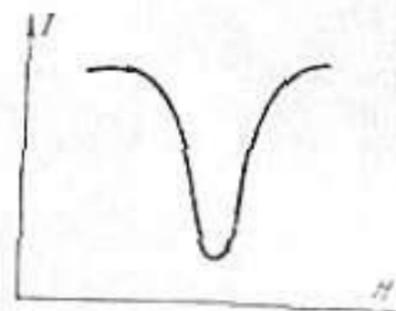
расмда тасвирланган. Ташқи магнит майдон таъсир қилмаганда ( $H = 0$ )  $l = 0$ , лекин  $m$  нинг қийматлари  $-1, 0$  ва  $+1$  бўлган учала энергетик сатҳларининг қийматлари айнан бир хил, яъни  $m$  бўйича айниш қарралиги 3 га тенг. Лекин ташқи магнит майдон таъсирида ( $H \neq 0$ ) бу уч сатҳчалар ажралади, яъни магнит квант сон  $m$  бўйича айниш йўқолади. Агар атом юқорироқдаги сатҳча билан характерланувчи ҳолатдан қуйироқ сатҳча билан характерланувчи ҳолатга ўтса, маъкур энергетик сатҳчалар қийматларининг фарқи билан аниқланувчи энергияли нурланиш чиқарилиши лозим. Аксинча, қуйироқ энергетик сатҳча билан аниқланувчи ҳолатдаги атом ташқи электромагнит нурланиш таъсирида юқорироқ сатҳча билан характерланувчи ҳолатга ўтади. Бундай процесс амалга ошиши учун нурланиш квантининг энергияси энергетик сатҳчалар фарқига тенг бўлиши лозим, албатта. Бу ютилишни **парамагнит резонанс** ҳодисаси деб аталади.

Парамагнит резонансни кузатиш қурилмаси электромагнит ва радиоаппаратурадан иборат (8.14-расм). Текшириладиган жисм электромагнит қутблари (расмда

Ш ва Ж деб белгиланган) орасидаги  $P$  резонатор ичига жойлаштирилади. Клистронли генератор ( $K$ ) ёрдамида ҳосил қилинадиган нурланиш парамагнит жисмга тушади. Жисмдан ўтган нурланиш  $D$  детектор ва  $RQ$  радиоқурилма ёрдамида қайд қилинади. Тажрибаларни, одатда, монохроматик нурланиш ёрдамида амалга оширилади, яъни клистронли генератор чиқара-



8.14- расм.



8.15- расм.

ётган нурланиш частотаси ўзгармас сақланади. Магнит майдон эса аста-секин ўзгартириб борилади. Магнит майдоннинг бирор резонанс қийматида парамагнит жисмининг нурланиш ютиши кескин ортиб кетади. Натижада парамагнит моддани ўтиб детекторга етиб келаётган нурланиш интенсивлиги кескин камаяди (8.15-расм).

Парамагнит резонанс ҳодисаси 1944 йилда совет олими В.К. Завойский томонидан кашф этилган. Модданинг магнит хусусиятлари унинг структураси билан узвий боғлиқ бўлганлиги учун парамагнит резонанс усули физика ва химиянинг турли соҳаларидаги илмий текширишларда кенг қўлланилмоқда. Парамагнит резонансининг кашф этилиши олимлар қўлига модда тузилишини ўрганишда самарали текшириш қуролини берди.

### 10 - §. Мажбурий нурланиш. Лазерлар

Квант система (масалан, атом ёки молекула) нинг энергетик ҳолатлари  $W_1$  ва  $W_2$  билан характерланган

( $W_1 < W_2$  бўлсин). Агар бу системага энергияси  $h\nu = W_2 - W_1$  бўлган нурлаш тушса, у ютилади ва система  $W_2$  энергияли уйғонган ҳолатга ўтади. Уйғонган ҳолатда атом ёки молекула маълум муддат яшайди, сўнг бирданига асосий ёки қуйроқ уйғонган ҳолатга ўтади. Бу муддат система (атом ёхуд молекула) уйғонган ҳолатининг яшаш доимийлиги, баъзан эса системани уйғонган ҳолатда бўлиш вақти дейилади. Агар ўтиш ташқи таъсирсиз, яъни ўз-ўзидан содир бўлса вужудга келган нурлашнинг спонтан нурлаш деб аталади. Агар спонтан нурлаш бирор жисм таркибидagi  $N$  та атом томонидан чиқарилаётган бўлса, бу атомларнинг нурлашлари бир-бири билан „мувофиқлашмаган“ бўлади. Бомқача гўтганда, жисмдаги бир атомнинг ўрни ва нурлаш вақти бошқа атомнинг ўрни ва нурлаш вақтига боғлиқ эмас. Турли атомлардан чиқарилаётган нурлашларнинг тебраниш текисликлари, фазолари, йўналишлари турлича, аниқроғи эҳтимолий характерга эга бўлади. Шунинг учун спонтан нурлаш когерент бўлмайди.

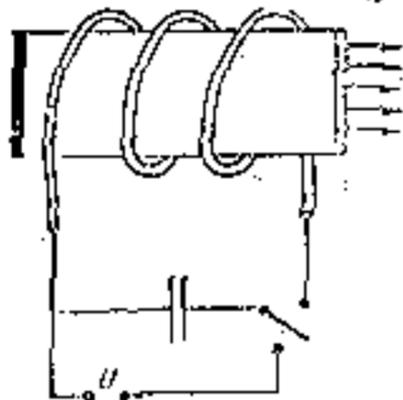
Спонтан нурлашнинг системани юқори энергетик ҳолатдан қуйроқ энергетик ҳолатга ўтишининг мумкин бўлган ягона механизми эмас. Система қуйроқ энергетик ҳолатга бирор ташқи таъсир туфайли мажбуран ўтиши мумкин. Бундай ўтишда вужудга келадиган нурлашнинг мажбурий нурлаш ёки индукцияланган (раббатлангирмаган) нурлаш деб аталади. Ташқи таъсир системани қўшни зарралар билан тўқнашувни ёки таъсирланувни натижаеи сифатида намоеи бўлиши мумкин. Лекин аксарият ҳолларда мажбурий нурлашнинг шу нурлашнинг частотасига айнан тенг бўлган частотали электромагнит тўлқини (фотон) таъсирда содир бўлади. Частотаси бошқачароқ бўлган фотонлар системанинг хусусий тебранишлари билан резонансашмайди, натижада уларнинг индукцияловчи таъсири анча кучсиз бўлади. Атом (ёки молекула) мажбурий нурлашнинг фотон манзараси қуйдагича: уйғонган ҳолатдаги (энергияси  $W_2$ ) атом яқинидан учиб ўтаётган фотон (унинг энергияси  $h\nu = W_2 - W_1$ ) атом уйғонган ҳолатининг яшаш доимийлигини қисқартиради ва уш қуйроқ ҳолатга (энергияси  $W_1$ ) ўтишга мажбур қилади, яъни атом фотон чиқаради. Бу фотон атомни мажбурий ўтишга раббатлангирган фотонга айнан ўхшайди. Натижада иккита бир хил фотон бир йўналишда учишни давом эттиради. Бу фотонлар ўз йўлларда

учраган уйғонган ҳолатдаги янги атомларни мажбурий нурлашнинг раббатлангирмаганлар ва ҳоказо. Шу тариқа борган сори қуюнсимон қўнайиб борадиган фотонлар оқини вужудга келлади.

Мажбурий нурлашнинг мажбур этувчи нурлаш билан когерент нурлади. Демак, қуюнсимон жараёнда бирчи атомлар чиқариётган мажбурий нурлашларнинг частоталари, фазолари, тарқалиш йўналишлари ва қутбланиш текисликлари яъни бир хил бўлади. Бу эса жисмдан ўтаётган нурлашнинг қучайишига сабабчи бўлади.

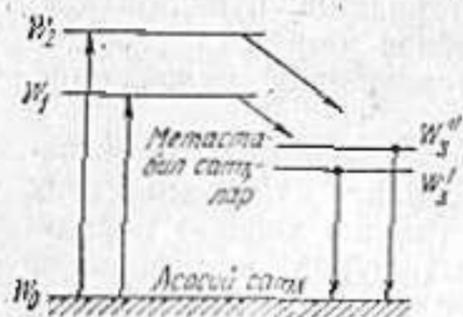
Лекин фотонлар оқинини (яъни нурлашнинг интенсивлигини) қучайишига фотонларнинг қўши энергетик сатҳдаги атомлар томонидан ютилиши халақит беради. Экинчиден, қўрсатишимизча, мажбурий нурлашнинг ютилиши жараёндарининг эҳтимолийлиги бир хил. Шунинг учун нурлашнинг актлари (ҳодиселари) сови юқори сатҳдаги атомлар сови  $N_2$  билан, ютилиши актлари сови эса қўши сатҳдаги атомлар сови  $N_1$  билан шиклланади. Демак, мажбурий нурлашнинг ҳодиселари ютилиши ҳодиселари билан устуи келиши учун жисмда юқори сатҳдаги атомлар сови қўши сатҳдаги атомлар совида шикли қўи ( $N_2 > N_1$ ) бўлиши лозим. Бу шарт бажарилса, мажбурий нурлашнинг оқини қуюнсимон ортиб боради.

Н. П. Барон, А. И. Прохоров, Ч. Тезис юқорида баён этилган шарт бажариладиган усулларни амалга ошириб лазер (ёки мазер) деб аталадиган қурilmалар ихтиро қилдилар. Лазер деган ном инглизча Light (Microwave) Amplification, by Stimulated Emission of Radiation, яъни „бўртмак (ёки микроўлақин) ни индукцияланган нурлашнинг ёрдамида қучайтириши“ деган сўзларнинг бош харфларидан олинган. Лазерлар билан танишганини ёқутдан лазернинг ишлаш принципини муҳожима қилиш устали олин боради. Ёқутдан лазернинг тузилиши схематик тарзда 8.16-расмда тасвирланган. Лазернинг ишлаш жисми“ ёқутдир. Ёқут алюминий оксиди  $Al_2O_3$  номини ортилади, лекин унда  $\sim 0,005\%$  хром (Cr) аралашма сифатида қатнашади. Хромнинг энергетик сатҳлари 8.17-расмда тасвирланган. Ёқут цилиндр шаклида олин-



8.16-расм.

ган бўлиб, унинг асослари ниҳоят даражада силлиқланган. Асослар кумуш билан шундай қопланганки, чап томондагиси (8.16-расмга қ.) тўла қайтарувчанлик хусусиятига эга, ўнг томондагиси эса қисман шаффоф. Цилиндрсимон ёқут кристалли спиралсимон лампа ўраб олган. Бу лампанинг нурланиши ёқут таркибидagi хром ионларини  $W_1$  ва  $W_2$  энергетик сатҳларга



8.17-расм.

кўтарари (8.17-расмга қ.). Бу уйғонган сатҳларнинг яшаш давомийлиги анча кичик ( $\sim 10^{-7}$ с). Улардан  $W_3$  ва  $W_3'$  сатҳларга ўтиш содир бўлади. Бир-бирига яқин жойлашган бу сатҳларнинг яшаш давомийлиги анчагина катта,  $\tau \approx 5 \cdot 10^{-3}$ с. Бундай сатҳлар метастабил сатҳлар деб аталади. Метастабил сатҳларда хром ионлари йиғила боради, натижада  $W_3$  ва  $W_3'$  сатҳлардаги ионлар сони  $W_0$  даги ионлар сонидан ортиб кетади. Метастабил сатҳлардаги ионларнинг бир оз бўлсада, спонтан нурланиши (тўлқин узунликлари 0,6927 ва 0,6943 мкм бўлиб, улар  $W_3 \rightarrow W_0$  ва  $W_3' \rightarrow W_0$  га мос) ҳам содир бўлади. Бу фотонларнинг йўналиши турлича. Ёқут кристаллининг ўқи билан катта бурчак ҳосил қилган фотонлар (бу фотонлар вужудга келтирган мажбурий нурланишлар ҳам) кристалдан тезда чиқиб кетади. Кристалл ўқи бўйлаб ҳаракатланаётган фотонлар эса қайтарувчан асослардан кўп марта қайтади, бу ҳаракат давомида кўп сонли мажбурий нурланишлар вужудга келади. Натижада фотонларнинг кучли оқими кристаллининг қисман шаффоф ўнг томондаги асоси орқали ташқарига чиқади. Шундан сўнг ташқи маъбадан яна энергия олинади ва баён этилган кетма-кетликда яна жараёнлар қайтарилаверади.

Юқоридаги мисолда метастабил сатҳда йиғилган энергия мажбурий нурланиш сифтида шу жисмнинг ўзидаги спонтан нурланиш таъсирида ажралиб чиқди. Бошқача қилиб айтганда, лазер генераторлик вазифасини бажарди. Шунинг учун бу ҳолда лазерни *квант генератор* деб ҳам аталади. Агар метастабил сатҳдаги ионларнинг мажбурий нурланиши ташқи таъсир (уни, одатда, кириш сигнали дейилади) туфайли вужудга

келса, лазер кириш сигнални кучайтирган бўлади. Шунинг учун бу ҳолда лазерни *квант кучайтиргич* деб аталади.

Умуман, лазерларнинг ишлаш принципини тўрт тактли ички ёниш двигателига қиёс қилиш мумкин.

1-такт. Ёругликнинг ташқи маъбадан жисм атомларини уйғонган ҳолатга ўтказилади (сўриш тактига мос келади).

2-такт. Кўпчилик атомларнинг метастабил ҳолатга ўтиши (сиқилиш тактига мос келади).

3-такт. Ҳар бир фотон тезкорлик билан мажбурий нурланишларни вужудга келтиради (портлашсимон ёниш тактига мос келади).

4-такт. Кристалл асослари орасида ҳаракатланаётган фотонлар метастабил ҳолатлардаги атомларни қисқа вақт ичида мажбуран нурлантиради. Натижада ёруглик нури кучли импульс тарзида кристалдан ташқарига чиқади (сиқиб чиқариш тактига мос келади).

Лазерлар ёрдамда олинadиган нурлар юқори даражада когерент, дастаси эса ниҳоятда ингичка бўлганлиги учун улар фан ва техниканинг турли соҳаларида: узоқ масофалардаги радиоалоқада, кичик ҳажмларда жуда юқори температуралар ҳосил қилишда, медицинада жуда возик хирургик операцияларни бажаришда ва ҳоказоларда кенг қўлланилмоқда.

## IX боб

### ЯДРО ФИЗИКАСИ

#### 1-§. Атом ядросининг таркиби ва асосий характеристикалари

Атомнинг ядро модели таклиф этилгандан сўнг, тахминан саккиз йиллар чамасида ядросининг таркиби ҳақида назарий мунозаралар давом этди, холос. Лекин 1919 йилда Резерфорд азот ядроларини альфа-зарралар билан бомбардировка қилишганда улардан водород ядролари ажралиб чиқилишини кузатди. Резерфорд ажралиб чиққан бу зарраларни *протон* (грекча *πρωτος* — «биринчи» деган сўздан олинган) деб атади. Яна бир элементар зарра — *нейтрон* 1932 йилда Резерфордининг шогирди Чедвик аниқлади. Шундан сўнг 1932 йилда совет физиги Д. Д. Иваненко ва немис олими Вернер Гейзен-