

О. АҲМАДЖОНОВ

ФИЗИКА КУРСИ ОПТИКА, АТОМ ВА ЯДРО ФИЗИКАСИ

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

ТОШКЕНТ—„ЎҚИТУВЧИ“—1983

Тақризчилар: физика-математика фанлари кандидатлари, доцентлар—*Абдужимилов Ш., Абдуллаев Ф.А., Исхоков F., Мирзажонов Т.А., Мухтасимов Ф.Н., Собиров С.С.*

ЎзССР ФА нинг мухбири-аъзоси, профессор Р. Б. Бекжонов жамоатчилик асосида таҳрир қилган

Ушбу дарслик СССР Олий ва ўрта маҳсус таълим министрлигининг олий таълим бўйича ўқув-методик бошқармаси тасдиқлаган ўқув программаси асосида ёзилган. Дарсликда оптика, атом ва ядро физикиасига оид материаллар баён этилган бўлиб, у муаллифнинг ЎзССР телевидениеси орқали сиртдан таълим олаётган студентлар учун ва Абу Райҳон Беруний номидаги Тошкент политехника институти аудиторияларида ўқиган лекцияларида синовдан ўтган.

Дарсликда Халқаро система бирликлари ва уларниң таърифи, системадан ташқари ва фойдаланилмаётган бирликларниң СИ бирликлари билан муносабати ҳақидаги материаллар илова тарзида берилган.

Дарслик олий ўқув юртларининг инженер-техник ихтиоси бўйича ўқувчи студентлари учун мўлжалланган бўлиб, ундан педагогика институтларизинг студентлари ва физика ўқитувчилари ҳам фойдаланишлари мумкин.

© „Ўқитувчи“ нашриёти, Т., 1983 й.

A $\frac{1704040000-206}{353(04)-84}$ 151 —84

СҮЗ 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 таклиф этади: физиканинг ҳар бир бўлимида шундай тушунчалар, терминлар ишлатиладики, уларни физиклар ёки шу соҳага яқин касб әгалари ўз-ўзидан равshan бўлган (яъни оптика изоҳнинг ҳожати бўлмаган) элементар сўзлардек қабул қилишади. Лекин ҳудди шу элементар тушунчаларга етарлича изоҳ берилмаслиги студентлар томонидан ҳодиса ва қонуниятларнинг физик моҳиятини тушуниб етмасликнинг 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 маҳсус таълим министрлигининг олий таълим бўйича ўқув-методик бошқармаси тасдиқлаган ўқув программаси асосида ёзилган. Ўқув материалиини баён қилишда бирликларнинг Халқаро системаси (СИ) дан фойдала-

нилган. Лекин СТ СЭВ 1052—78 га асосан фойдаланилмайдиган бир қатор бирликлар билан СИ бирликлари орасидаги муносабат ҳам келтирилганки, бу муносабатлар 1981 йилгача нашр этилган китобларда қўлланилган бирликлардан СИ бирликларига ўтиш имконини беради.

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

Фикримча, мазкур китоб, худди муаллифнинг аввалини китобидек, фақат олий ўқув юртларининг студентлари учунгина эмас, балки физика асослари ихчамроқ ҳажмда ўқитиладиган педагогика институтиларининг студентлари ва ўқитувчилар учун ҳам фойдали бўлади.

Маҳсус муҳаррир Р. Б. Бекжонов

МУАЛЛИФДАН

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

Ўқув материалини семестрлар бўйича тақсимлаш ва уларни баён этиш кетма-кетлиги ЎзССР Олий ва ўрта маҳсус таълим министрлиги илмий-методик советининг Қарорига асосан республика олий техника ўқув юртлари „Физика“ кафедралари учун базавий кафедра деб ҳисобланадиган Тошкент Политехника институти „Физика“ кафедрасининг тавсияларига амал қилинган ҳолда тузилган. Мазкур китобдаги ўқув материалини физика ўқитиладиган охирги 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 китобустидаги ишларнинг барча босқичларида ўзининг қимматли фикр ва мулоҳазалари билан яқиндан ёрдам берган Ўзбекистонда хизмат кўрсатган фан арбоби, ЎзССР ФА нинг муҳбир-аъзоси, Абу Райхон Беруний номидаги Давлат мукофотининг лауреаги Р. Б. Бекжоновга чуқур миннатдорчилик билдиришни муаллиф ўзининг бурчи деб ҳисоблайди. Шунингдек, китоб қўллэзмаси билан танишиб ўзларининг танқидий мулоҳазалари билан дарслик сифатини яхшилашга қўшган ҳиссалари учун Тошкент Политехника институти „Физика“ кафедрасининг мудири Д. М. Миркомиловга ва шу кафедра доцентлари Х. А. Ризаев,

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

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

Дарслик ҳақидаги барча таклиф ва мулоҳазалариниң гизни қуидаги адресга юборишингизни сўраймиз:
700129, Тошкент, Навоий қўчаси, 30. „Ўқитувчи“ нашриёти, физика-математика адабиёти редакцияси.

I б о б

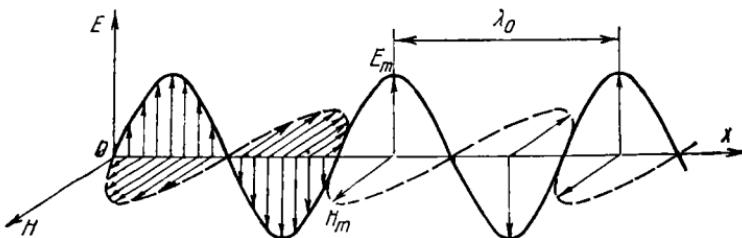
ЁРУҒЛИК ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ

1-§. Ёруғлик түлқин

Электромагнит түлқин назариясига асосан, фазонинг иختиёрий нуқтасида электр майдоннинг ҳар қандай ўзгариши қўшини нуқталарда ўзгарувчан магнит майдонни вужудга келтиради. Бу майдон эса, ўз навбатида, ўзгарувчан электр майдонни пайдо қиласди ва ҳоказо. Бу ўзгаришлар фазонинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига узатилади, натижада электромагнит түлқиннинг ҳар томонга тарқалиши содир бўлади. Электромагнит түлқин тарқалаётганда фазонинг ҳар бир нуқтасида электр ва магнит майдонлар даврий равишда (масалан, ω частота билан) ўзгариб туради. Бу ўзгаришлар \mathbf{E} ва \mathbf{H} векторларнинг тебранишлари сифатида ифодаланади:

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

Бунда \mathbf{E}_m ва \mathbf{H}_m — мос равишада электр ва магнит майдон кучланганлиги векторларининг максимал (амплитуда) қийматлари, $\omega t + \varphi_0 = \varphi$ — тебраниш фазаси, φ_0 — бошланғич фаза, ν — 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 *Ox* йўналиш бўйича тарқалаётган тўлқин тасвирланган. Электромагнит тўлқин **Е** ва **Н** векторларнинг фазода тебранишидан иборатdir. Лекин соддалаштириш мақсадида биз бундан кейинги мулҳазаларимизда фақат **E** векторнинг тебранишлари тўғрида гапирамиз, **H** векторни эса деярли эсга олмаймиз. САММО **E** векторга перпендикуляр йўналишда **H** вектор ҳам тебранаётганлигини унутмаслик керак Агар тўлқиннинг турли нуқталаридаги **E** векторлар фақат бир текисликда ётса, бунлай тўлқинни ясси электромагнит тўлқин деб, бу текисликни эса *тебраниши текислиги* деб атаемиз. 1.1-расмда тасвирланган тўлқин ясси электромагнит тўлқинидир.

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

Хозирги 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, инсан 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

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

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

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

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

Ёруғлик нурларининг йўналишига перпендикуляр қилиб хаёлан S юзни жойлаштирайлик. Бу юз орқали бирлик вақтда ўтаётган ёруғлик түлқинларнинг энергияси *ёруғлик оқими* (Φ) деб аталади ва Ж^* с ёки Вт ҳисобида ўлчанади. Бирлик вақт ичida юз бирлиги орқали ўтаётган ёруғлик оқими, яъни

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

ёруғлик оқимининг зичлиги ёки *ёруғлик интенсивлиги* дейилади.

Ёруғлик интенсивлиги $\text{Вт}/\text{м}^2$ ҳисобида ўлчанади. Ёруғлик интенсивлиги ёруғлик тарқалаётган мұхитнинг синдириш кўрсаткичи n га ва ёруғлик түлқин амплитудасининг квадратига пропорционал:

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

2-§. Ёруғлик интерференциясининг моҳияти

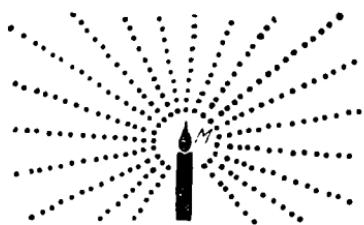
Ёруғликнинг электромагнит түлқин назариясини XIX асрнинг иккинчи ярмида Максвелл яратган. Лекин бу давргача ҳам ёруғлик табиаги түғрисида иккита гипотеза мавжуд эди:

1. Ньютон илгари сурған *корпускулар гипотезага* асосан, ёруғлик жуда кичик зарралар (корпускулалар) оқимидан ибёраг. Корпускулалар ёруғлик манбазидан нур деб аталувчи түғри чизиқлар бўйлаб оқиб чиқади (1.2-расм).

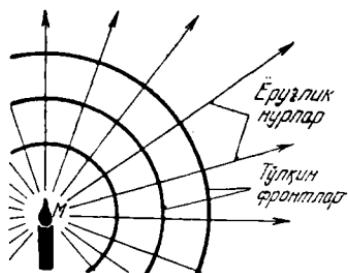
2. *Тўлқин гипотезанни* эса Гюйгенс яратди. 1.3-расмда тўлқин гипотезага асосан, M манбадан ёруғликнинг нурланиши тасвирланган. Манбадан тарқалаётган тўғри

чизиқлар нурлар деб аталади. Бу нурлар түлкін фронтлари деб аталадыған сферик сиртларга перпендикулярдир. Манбадан узоқлашилган сари түлкін фронти яссироқ бўлаверади.

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



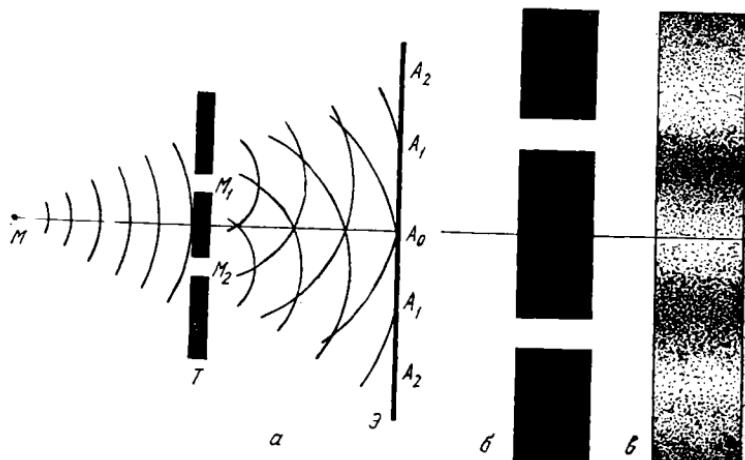
1.2- расм.



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 тирқишлилар. Улар



1.4- расм.

бир-биридан $1 \div 2$ мм узоқликда жойлашган. Ньютоннинг корпускуляр гипотезасига асосан, M_1 ва M_2 тирқишилардан ўтган корпускулалар туфайли Э экранда тирқишиларнинг шаклига монанд равиша икки ёруғ соҳа вужудга келиши лозим эди (расмнинг б қисмига қ.). Ваҳоланки, экранда бир неча ёруғ ва қоронфи соҳалар кузатилади (расмнинг в қисмига қ.). Қизифи шундаки, M_1 ва M_2 тирқишилар ўрта нуқтасининг қаршиисида 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 қоронфи соҳаларнинг вужудга келишини қўйидагича 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 қиласлий. Бунинг учун (1.1) ифодадан фойдаланиб, M_1 ва M_2 лардан чиқаётган ёруғлик тўлқинларни мос равиша

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

тенгламалар билан ифодалайлик. Ҳар қандай электромагнит тўлқиннинг, хусусан, ёруғлик тўлқиннинг электр ва магнит майдон кучланганликлари ҳам майдонлар суперпозицияси принципига бўйсунади. 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 ω частота билан тебранади. Натижавий тўлқин амплитудаси (E_m) қўшилувчи тўлқинлар амплитудалари билан қўйидагича 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, қўйидаги хусусий ҳоллар амалга ошиши мумкин.

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

$\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 1$ бўлади. Шунинг учун натижавий ёруғлик тўлқиннинг амплитудаси

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

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

2. Фазалар фарқи π га тоқ каррали ($\Delta\varphi = (2k - 1)\pi$; $k = 0, 1, 2, \dots$), яъни қўшилаётган 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 хуласага 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.

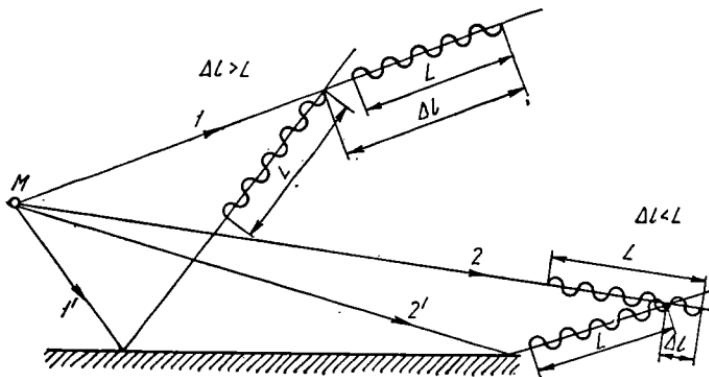
Қўшилувчи тёбранишлар амплитудалари тенг, яъни $E_{1m} = E_{2m}$ бўлган хусусий ҳолда, экраннинг A_1 соҳаларида қўшилувчи ёруғлик тўлқинлар бир-бирини буту плай йўқстади, натижада қоронгилик кузатилади. A_0 , A_2 соҳалајда эса натижаний ёруғлик тўлқиннинг амплитудаси 2 марта, интенсивлиги эса 4 марта сшади.

3-§. Когерентлик

Юнг тажрибасида M_1 ва M_2 тирқишлиардан чиқаётган ёруғлик тўлқинларнинг устма-уст тушиши натижасида ёруғлик интерференцияси рўй беради. Бошқача қилиб айтганда, M_1 ва M_2 тирқишлиар ёруғлик манбалари вазифасини ўтайди. У ҳолда қўйидаги савол туғилади: хонада икки электр лампа ёруғлик тарқатиб турган бўлса, хонанинг ёритилган соҳаларидаги ёруғлик интенсивлиги айрим лампалар туфайли вужудга келувчи интенсивликлар йигиндисига тенг бўлади, яъни ёруғлик интенсивлигининг максимум ва минимумлари кузатилмайди. Бунинг сабаби нимада?

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

когерент түлқинлар дейилади. Когерент ёруғлик түлқинлар устма-уст тушгандағина турғун интерференцион манзара күзатылади. Табиий ёруғлик манбалари (хусусан, ёниб турған электр лампочкаси ҳам) эса когерент бўлмаган түлқинлар 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 чиқарған нурланиш (яъни электромагнит түлқин) бир қатор дўнглик ва ботиқликлардан иборат бўлади. Уни *түлқинлар тизмаси* деб атайдик. Түлқинлар тизмасининг узунлигини (1.5-расмда L деб белгиланган) топиш учун ёруғлик түлқиннинг тезлиги c ни атомнинг нурланиш вақти $\tau \approx 10^{-8}$ с га қўпайтирамиз:

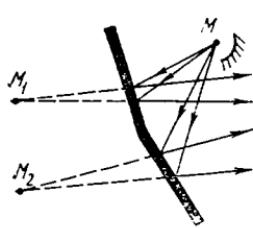
$$L = c \cdot \tau \approx 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}} \cdot 10^{-8} \text{ с} \approx 3 \text{ м.} \quad (1.9)$$

Ёруғлик манбаидаги атомлар хаотик равишида „чакнаб“ ва „ўчиб“ туради. Шунинг учун турли атомлар томонидан чиқарилган түлқин тизмаларининг частоталари, амплитудалари ва бошланғич фазалари турлича бўлади. Ҳатто ёруғлик фильтр ёрдамида икки табиий ёруғлик манбаидаги бир хил атомлар чиқарадиган бир хил частотали (яъни монохроматик) түлқинларни ажратиб олганимизда ҳам, улардаги алоҳида тизмаларининг фазалар фарқи ўзгариб туради. Шунинг учун бундай

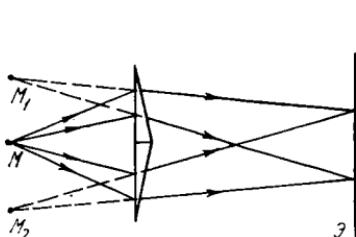
монохроматик ёруғлик түлқинларнинг устма-уст тушиши натижасида вужудга келадиган интерференцион манзара жуда қисқа вақт сақланиб туради. Сўнг навбатдаги түлқинлар тизмаси туфайли янги интерференцион манзара вужудга келади. Лекин бу манзарадаги максимум ва минимумларнинг жойлашуви олдинги түлқинлар тизмаси туфайли вужудга келган интерференцион манзарадагидан фарқ қиласди. Шу тариқа интерференцион манзаралар жуда тез ўзгариб туради. Инсон кўзи эса секунднинг ўнли улушларига тенг вақт ичидаги ўзгаришларни сезишга қодир, холос. Бу вақт ичидаги 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 принципи шундан иборатки, бир манбадан чиқаётган ёруғлик нурланиш икки қисмга ажратилади, сўнг улар интерференциялашиши учун учраширилади (1.5-расмга қ.) Бу түлқинлар ажралиш жойидан учрашиш жойигача турли йўлларни босиб ўтади. 1.5-расмда икки ҳол тасвирланган: а) 1 нур қисқароқ, 1' эса узунроқ йўлни босиб ўтади. Бу иккала нурларнинг Δl йўл фарқи түлқин тизмасининг L узунлигидан катта. Натижада бир атом томонидан нурлантирилган, аммо турлича узунликдаги йўлларни босиб ўтаётган ёруғлик түлқинлар интерференциялашмайди, чунки 1' түлқин тизмасининг боши учрашиш нуқтасига етиб келганда, қисқароқ йўл босаётган 1 түлқин тизмасининг охiri учрашиш нуқтасидан ўтиб кетган бўлади. б) 2 ва 2' түлқин тизмасининг Δl йўл фарқи түлқин тизмасининг L узунлигидан кичик бўлганлиги учун улар интерференциялашади. Аммо 2 түлқин тизмасининг бир қисми (Δl га тенг қисми) учрашиш нуқтасидан ўтиб бўлганда, 2' түлқин тизмасининг боши учрашиш нуқтасига етиб келади. Натижада 2 ва 2' лар оид-бири билан тўлиқ эмас, балки қисман учрашади.

Шунинг учун Δl катталашган сари интерференцион манзара сусайиб боради. Интерференцион қурилмалардаги йўл фарқи тўлқин тизмасининг узунлигидан жуда кичик бўлади. Шу сабабли бу нурларда интерференцион манзара деярли сусаймайди.



1.6- расм.



1.7- расм.

Одатда, тўлқин тизмасининг L узунлиги *когерентлик масофаси*, атомнинг нур чиқариб туриш вақти τ эса *когерентлик вақти* деб аталади.

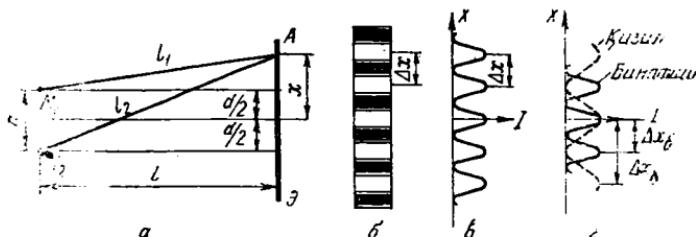
Шу принцип, яъни табий ёруғлик манбайдан чиқаётган нурнинг ўзини ўзи билан интерференциялаштириш принципи асосида ёруғликнинг бир қатор интерференция усуллари амалга оширилган.

Юқорида муҳокама қилинган Юнг тажрибасида M_1 ва M_2 тирқишлиар икки когерент манбалардек хизмат қиласди.

Когерент манбаларни ҳосил қилишда энг кўп қўлланиладиган усул Френель кўзгуларидан фойдаланишdir (1.6-расм). Иккита яssi кўзгу бир-бирига 180° га яқин бурчак остида ёндоштирилади. M манбадан чиқаётган ёруғлик нурлари кўзгулардан қайтиб шундай йўналадики, бу йўналишларни тескари томонга давом эттирасак (расмдаги пунктир чизиқлар), улар кўзгулар орқасидаги M_1 ва M_2 нуқталарда учрашади. Бу нуқталар M манбанинг кўзгулардаги тасвиirlаридир. Демак, кўзгулардан қайтиб Э экранга тушаётган ёруғлик нурлари худди M_1 ва M_2 мавҳум когерент манбалардан чиқаётгандек бўлади. Улар экранда турғун интерференцион манзарани ҳосил қиласди. Френель бипризмасидан фойдаланиш ҳам когерент ёруғлик нурларини ҳосил қилиш имконини беради (1.7-расм). Бу ҳолда мавҳум когерент манбалар (M_1 ва M_2 лар) табий ёруғлик манбай M дан чиқаётган нурларнинг бипризмада синиши туфайли вужудга келади.

4- §. Интерференцион манзарани ҳисоблаш

Икки реал ёхуд мавхум когерент ёруғлик манбалари чизма төкислигіда бир-биридан d масофа узокликда жайлашған бўлсин (1.8-а расм.). Манбаларга параллел қилиб улардан l масофа узокликда ($l \gg d$) Э скранда жайлаштирайлик. Эскранда ихтиёрий A нуқтани



1.8-расм.

танлаб слайлик. Бу нуқтанинг манбалардан узоклигини мос равишда l_1 ва l_2 деб, эскранниң марказий чизигидан узоклигини x деб белгилайлик. Бу нуқтага когерент M_1 ға M_2 манбалардан өтиб келаётган ёруғлик түлкінлар учун йўл фарқини ҳиссблайлик. Расмдан кўринишича l_1 ға l_2 лар тўғри бурчакли учбуручакларнинг гипотенузалари. Шунинг учун қуидагиларни 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 Сир-биридан айирсак,

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

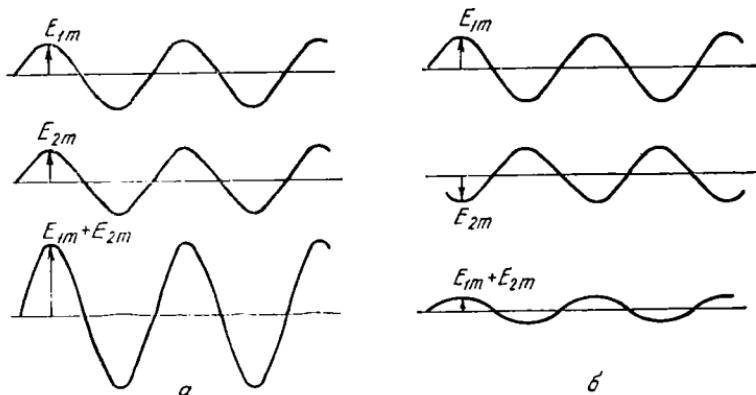
Агар $l_2 - l_1 = \delta$ белгилаш киритсак, юқоридаги ифода-

$$\delta = \frac{2xd}{l_2 + l_1} \tag{1.10}$$

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

$$\delta \approx \frac{2xd}{2l} = x \frac{d}{l} \tag{1.11}$$

күринишга келади. Агар δ нинг қиймати ёруғлик түлкіннинг ярим узунлиги ($\lambda_0/2$) га жуфт каррали бўлса, A нуқтага когерент манбалардан етиб келаётган түлкін тизмалари бир хил фазаларда бўлади. Бир хил фазадаги тебранишларнинг қўшилиши натижасида вужудга келган натижавий тебраниш амплитудаси қўшилувчи тебранишларнинг йигиндисига тенг бўлади.



1.9- расм.

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

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

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

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

сивликнинг максимуми, бу максимумдан икки томонга қараб (x ўқи бўйича) навбатма-навбат қоронғи ва ёруғ соҳалар кузатилади. Шуни ҳам қайд қиласайликки, юқорида баён этилган интерференцион манзаралар чизиқли манбалар (масалан, энсизгина ўзаро параллел тирқишлар) учун ўринли. 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 чизигидан 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 айрсак, интерференцион манзарадаги икки қўшни максимумлар орасидаги масофа

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

бўлади. Бундан, Δx катталик ёруғликнинг тўлқин узунлигига ва тажриба параметрларини ифодаловчи l/d нисбатга боғлиқ, деган холосага келамиз. Шунинг учун тажрибада монохроматик ёруғлик эмас, балки оқ ёруғликтан фойдаланилса, оқ ёруғлик таркибидағи 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-§. Юпқа пластинкалардаги интерференция

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

кислиқ ясси ёруғлик түлқиннинг фронтидир. Бу текисликка етиб келган вақтда 1 ва 2 нурларнинг фазалар фарқи

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

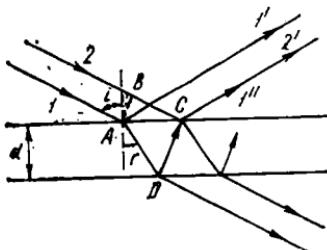
ва йўллар фарқи

$$\delta = 0$$

бўлади. А нуқтага тушаётган

1 нур қисман қайтади (расмда 1' деб белгиланган), қисман синиб AD йўналишда давом этади. Синган нур пластинканинг остики текислигига етиб боргач, қисман синиб пластинкадан ҳавога чиқади. Бошқа қисми эса DC йўналишда 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 түлқиннинг 2 нури ҳам тушади. 2 нурнинг пластинка устки текислигидан қайтган қисми (расмда 2' деб белгиланган) ва 1'' нур интерференциялашади, чунки пластинканинг устки ва остики текисликларидан қайтган бу нурлар ўзаро когерентдир. Агар пластинка λ_0 тўлқин узунликлини монохроматик нурлар билан ёритилаётган бўлса, C нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги 1 ва 2 нурлар учрашгунча босиб ўтган йўлларининг фарқига боғлиқ бўлади. 1 нур ADC йўлни, 2 нур эса BC йўлни босиб ўтади. Лекин йўллар фарқи бу икки йўлнинг геометрик айримасига тенг деб бўлмайди. Бунинг сабаби шундаки, 1 нур синдириш кўрсаткичи n бўлган пластинка ичидаги, 2 нур эса вакуумдаги йўлларни 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 тўлқин синдириш кўрсаткичи n бўлган муҳитда вакуумдагига нисбатан n марта кичик тезлик билан ($v = \frac{c}{n}$) тарқалади. Шунинг учун вакуумда ёруғлик тўлқин бирор чекли вақт давомида муҳитдагига нисбатан n марта узунроқ йўлни босиб ўта олади. Бу йўл узунлигини оптик йўл узунлиги деб аташ одат бўлган. Бошқача қилиб айтганда, оптик йўл



1.10-расм.

узунлиги – синдириш күрсаткичи n бўлган муҳитда ёруғлик тўлқин бирор масофани босиб ўтиши учун кетган вақт давомида ёруғлик вакуумда қандай йўлни босиб ўтиши мумкинлигини кўрсатувчи катталиkdir.

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

Натижало 1 ва 2 нурларнинг C нуқтадаги оптик йўллар фарқи

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

бўлади. Тригонометрик формуласалар 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, δ нинг қиймати нурларнинг тушиш бурчаги i , пластинка моддасининг синдириш кўрсаткичи n ва қалинлиги d га боғлиқ. Қуйидаги ҳолларни кўрайлик.

1. Ясси-параллел пластинкага тушаётган баъча нурлар учун $i = \text{const}$ бўлсин, яъни пластинкага λ_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

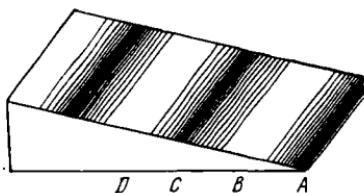
$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k + 1)\frac{\lambda_0}{2}, \quad (k=0, 1, 2, \dots) \quad (1.19)$$

шарт бажарилганда кузатиласи. Пластинка ясси-параллел, яъни пластинканинг баъча қисмларининг қалинлиги бир хил бўлганлиги учун пластинканинг баъча соҳаларида δ нинг қиймати бир хил бўлади. Шунинг учун

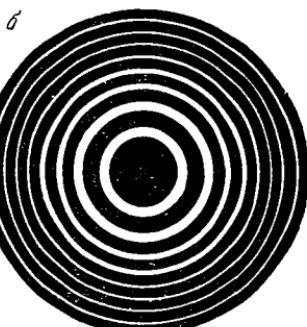
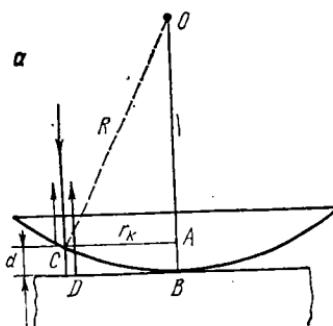
(1.18) шарт бажарилган тақдирда пластинка юзининг барча қисми λ_0 түлқин узунликлиги нурнинг рангига бўялгандек кўринади. (1.19) шарт бажарилганда эса пластинканинг юзи қоронги бўлади.

2. Нурлар параллел, яъни $i = \text{const}$, лекин d ўзгарувчан бўлсин. Бу ҳенли қўйидаги тажрибада амалга ошириш мумкин. Бир-бирининг устига қўйилган иккى ясси-параллел пластинкаларнинг оғалиғига бир томондан юпқа шиша бўлакчасини қистириб ўйсак, бу иккى пластинка сралиғидаги ҳажм понасимон ҳаводан исборат бўлади (1.11-расм). Бу ҳаво псна қалинлиги аста-секин ўзгарниб борувчи пластинкадир. Факат бу пластинканинг модласи ҳаводан иборат. Ҳаво понанинг A соҳасида қалинлик жуда кичик. Шунинг учун понанинг шиша пластинкалар билан чегарадеш усеки ва сстки катламларидан майтаётган нурларнинг йўллар фарқи $\delta = \frac{\lambda_0}{2}$ га жуда яқин бўлади.

Понанинг қалинроқ соҳаси томон силжиганимизда шундай B соҳага етиб келамизки, бу ерда $\delta = 2 \frac{\lambda_0}{2}$ бўлади. Янада қалинроқ соҳалар томон юрганимизда $\delta = 3 \frac{\lambda_0}{2}$ бўлган C соҳа, $\delta = 4 \frac{\lambda_0}{2}$ бўлган D соҳа ра ҳоказоларга дуч келамиз, шунинг учун λ_0 түлқин узунликлиги монохроматик параллел нурлар билан ёритилаётган понанинг сиртида 1.11-расмда тасвирлангандек навбатма-навбат келувчи қоронги ва ёруғ йўл-йўл соҳалар (полосалар) намоён бўлади.



1.11-расм.



1.12-расм.

Ясси шиша пластинкага радиуси R бўлган ясси-қавариқ линза қўйилган бўлсин. 1.12-а расмда бу системинг кесими тасвирланган. Линза билан шиша пластинка оралиғида ҳаво қатлами ҳосил бўлади. Линза билан пластинканинг туташ нуқтаси B дан узоқлашилган 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 қатлами ичига кириб боради. Нурнинг бу иккинчи қисми D нуқтадан қайтгач (тушиш бурчаги нолга тенг бўлгани 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 қавариқ 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 иборатdir) ҳаво қатламини чегараловчи сиртлардан қайтувчи нурларнинг йўллар фарқи бир хил бўлади. Шунинг учун B нуқта атрофидаги қоронғи ва ёруғ концентрик ҳалқалар кузатилиди (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 ҳадни кичикилиги туфайли ҳисобга олмасдан

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

ифодани ҳосил қиласиз. 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,

$$\delta = \frac{r_k^{\frac{3}{2}}}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = 2k \frac{\lambda_0}{2} \quad (1.21)$$

тенглик бажарилганда ёруғ ҳалқалар,

$$\delta = \frac{r_k^{\frac{3}{2}}}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (1.22)$$

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

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

ифода орқали, қоронғи ҳалқаларнинг радиуслари эса

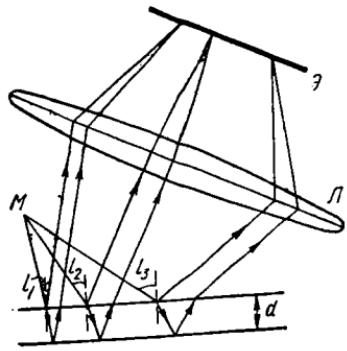
$$(r_k)_{\min} = \sqrt{k \lambda_0 R} \quad (1.24)$$

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.

Шуни ҳам қайд қиласыккі, агар тажрибаларда монохроматик нур әмас, балки оқ ёруғликдан фойдаланылса, интерференцион манзаралар ранг-баранг бўялган бўлади.

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

3. Пластинка қалинлиги ўзгармас, яъни $d=\text{const}$ бўлсин, лекин нурларнинг тушиш бурчаклари ҳар хил. Бу ҳолни қўйидаги 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 усткиси ва остки сиртларидан қайтиб, L линзанинг фокал текислингига жойлашган Э экранда учрашади ва интерференциялашади. Агар тажрибада монохроматик нурлардан



1.13- расм.

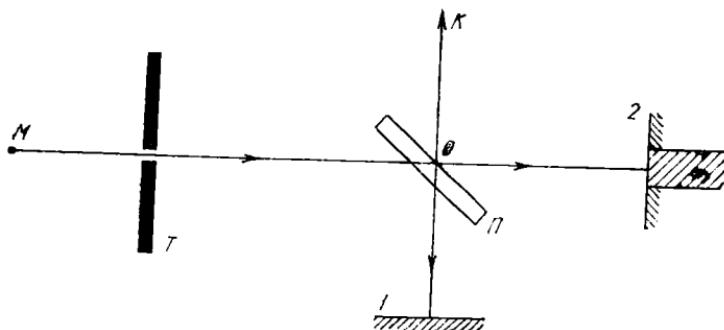
фойдаланилса, ёруғлик интерференциясининг натижаси фақат тушиш бурчаги i га боғлиқ, холос. Бу ҳолда интерференцион манзара нағбатлашувчи эгри чизик шаклидаги йўл-йўл ёруғ ва қоронғи полосалардан иборат бўлади. Ҳар бир полоса нурлар тушиш бурчагининг бирор қийматига мос келади. Шунинг учун бу полосаларни **бирдай қиялик полосалари** деб аталади.

Пластинкага оқ ёруғлик тушаётган бўлса, экранда рангбаранг 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 тўлқиннинг ёки бир ёруғлик тўлқин икки қисмининг интерференциялашиши ҳақида мулоҳазалар юритдик. Ёруғлик интерференциясидан фойдаланиб ёруғлик тўлқиннинг 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 шаффроф P пластинкага тушсин (1.14-расм). Ёруғлик тўлқин пластинкадан қисман қайтади, қисман ўтади. Қайтган ва ўтган нурлар ўзаро перпендикуляр равишда жойлашган I ва 2 кўзгулардан орқага қайтади. I 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.

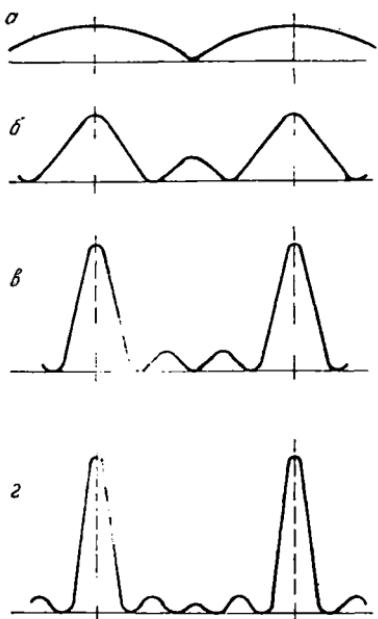


1.14- расм.

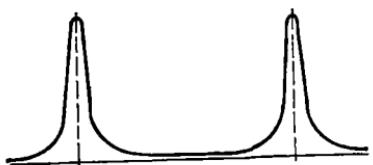
Күзгудардан бирини (1.14-расмда 2 күзгу) деформацияси ўрганилаётган жисемга ёпишириб қўяйлик. Деформация туфайли жисем (унга биритирилган кўзгу ҳам) $\lambda_0/2$ масофага пластинка томон силжисин. У ҳолда иккинчи кўзгуга тушиб, ундан L томон қайтаётган нур $2\lambda_0/2$ қадар камроқ йўл юради. Бу эса, ўз навбатида, интерференциялашаётган тўлқинлар йўллар фарқининг ўзгаришига сабаб бўлади. Натижада экрандаги интерференцион манзара олдингисига нисбатан бир тўлиқ полоса қадар силжийди. Шу тариқа интерференцион манзаранинг силжиши жисем деформациясининг катталиги тўғрисида ахборот беради.

Бу мисолда фақат бир техник вазифани бажариш учун мосланган 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 вужудга келадиган манзаранинг бир камчилиги мавжуд: экрандаги ёритилгачлик максимумдан минимум томон аста ўзгариб боради. Бошқача қилиб айтганда, максимумлар ёйилганроқ бўлиб, умумий фонда унчалик аниқ ажралиб турмайди (1.15-*a* расмга к.). 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.



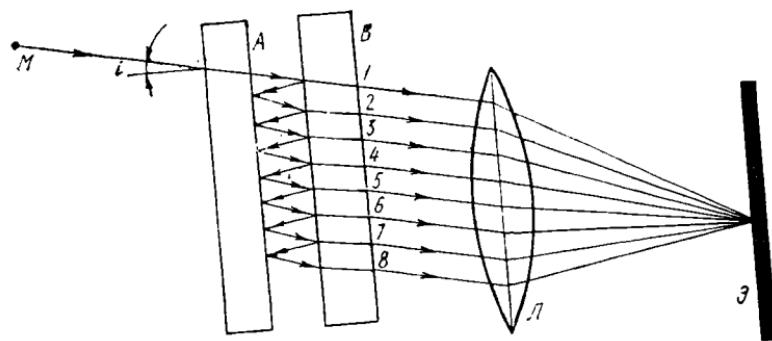
1.16- расм.

мумлар ва интенсивлиги нолга тенг бўйича камайиб борувчи кўп нурларнинг интерференцияси йўқолади.

Амплитудалари геометрик прогрессия бўйича камайиб борувчи 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 монокроматик нурлар тушаётган бўлсин.

Интерференцион манзараларда мұжассамлашган ёруғлик энергия интерференциялашаётган тўлқинлар сони N га пропорционал, максимумлардаги энергия эга N^2 га пропорционал равишида ортиб боради. Энергиянинг сақланиш қонунiga асосан, N ортган сари интерференцион манзаранинг максимумлардан бўлак қисмлари қоронфироқ бўлади ва манзаранинг кўпроқ қисмини эгаллайди. Шунинг учун кўп нурли интерференцияда икки нурли интерференцияга нисбатан максимумлар энсиизроқ ва ёрқинроқ бўлади.

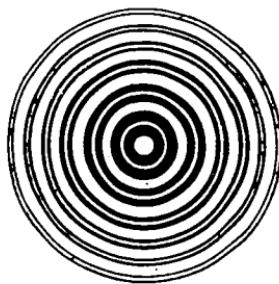
Қўшилувчи тебранишлар амплитудалари геометрик прогрессия бўйича камайиб борган ҳолларда ҳам вужудга келадиган интерференцион манзара тенг амплитудали тебранишлар қўшилганида ҳосил бўладиган интерференцион манзарага ўхшаш бўлади (1.16-расм). Лекин қўшилувчи тўлқинлар сони етарлича кўп бўлган ҳолда интерференцион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



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. B 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 йигилади.

Фабри—Перо эталонида интерференцион манзара ҳалқасимон шаклга эга бўлади. Агар эталонга тушаётган нурланиш икки турли тўлқин узунликли ёруғикдан 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.



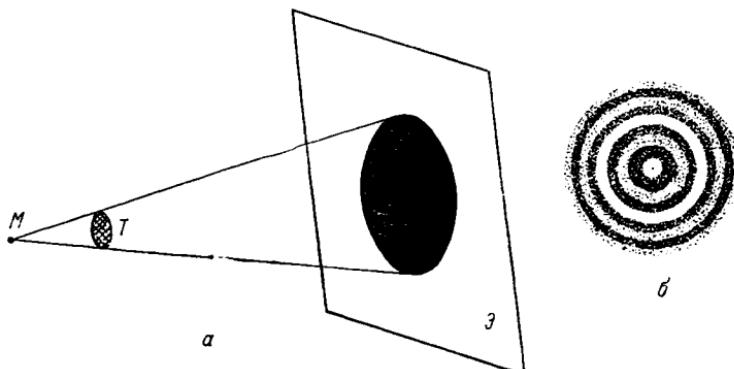
1.18- расм.

II боб

ЁРУҒЛИК ДИФРАКЦИЯСИ

1-§. Ёруғлик дифракцияси. Гюйгенс—Френель принципи

Ёруғлик дифракцияси деб аталадиган ҳодисада ёруғлик нурлари шаффоғмас тўсиқлардан эгилиб ўтиб гео-



2.1-расм.

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

Масалан, нуқтавий монохроматик ёруғлик манбай *M* дан тарқалаётган ёруғлик нурларининг йўлига шаффофмас жисмлан ясалган диск шаклидаги *T* тўсиқ жойлаштирилган бўлсин (2.1-*a* расм). Геометрик оптика қонунларига асосан, Э экранда *T* тўсиқнинг сояси— доига шаклидаги қоронфи соя кузатилиши лозим. Тажрибада, ҳақиқатан, шундай манзара кузатилади. Лекин тўсиқдан экрангача бўлган масофа тўсиқ ўлчамларидан бир неча минг марта катта бўлган ҳолда экраннинг тўсиқ қархисидаги соҳасида қоронғилик эмас, балки кетма-кет жойлашган ёруғ ва қоронғи концентрик ҳалқачалар (2.1-*b* 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 иккиласми тўлқинларнинг манбалари деб ҳиссблаш мумкин.* Френель эса *Гюйгенс принципини такомиллаштириб, бу иккиласми тўлқинларнинг манбаларини когерент манбалар деб ва фазонинг ижтиёрий нуқтасидаги төбранишини бу нуқтага етиб келган иккиласми когерент тўлқинлар интэрференциялашишининг натижаси деб қараш лозим, деган фикрни илгари сурди.* Френель ўзи такомиллаштирган принцип (бу принципни *Гюйгенс–Френель принципи* деб аташ одат бўлган) ёрдамида ёруғлик дифракциясига оид бир қатор ҳодисаларни

тушунтириди. Түлкін фронтидаги нұқталар, яғни иккіламчи когерент манбалар сони ниҳоятда күп бүлгани учун иккиламчи түлкінларнинг фазонинг ихтиёрий нұқтасидаги интерференциясини ҳисоблаш умумий ҳолда анча қайин масала. Аммо Френель томонидан таклиф этилган түлкін фронтини зоналарга ажратиш усулидан фойдаланиш өткізбек болады. Аммо Френель томонидан таклиф этилган түлкін фронтини зоналарга ажратиш усулидан фойдаланиш өткізбек болады.

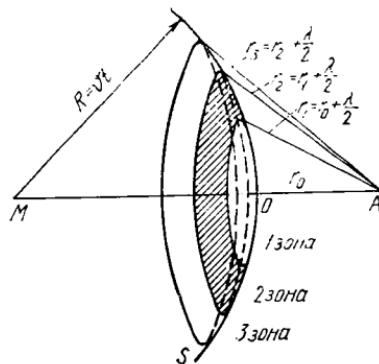
2-§. Френель зоналари

Нұқтавий мснохро матик ёруғлик манбаи M дан ёруғлик нурлари (уларнинг муҳитдеги түлкін узунлигини λ , тезлигини v дәб белгилаймиз) бир жинсли муҳитда тарқаластырылған бўлсин. Чекли t вақтдан сўнг ёруғликнинг түлкін фронти радиуси $R = vt$ бўлган сферик сиртдан иборат бўлади. 2.2-

расмда шу сферик сиртнинг бир қисми S сиртни топайлик. Бу сиртдаги барча нұқталар — иккиламчи когерент түлкінлар манбайдыр. Фазонинг ихтиёрий A нұқтасидаги ёруғлик түлкіннинг амплитудасини топайлик. Бунинг учун S сиртнинг барча нұқталаридан A нұқтага етиб келаётган иккиламчи когерент түлкінларнинг йиғиндисини топиш керак. Бу масалани

Френеллининг зоналар усулидан фойдаланиб ҳал қиласыз. M ва A нұқталарни түғри чизиқ билан бирлаشتырайлик. Бу түғри чизиқ S сиртни O нұқтада кесиб ўтади. O нұқта S сиртдаги барча нұқталар ичиде A нұқтага энг яқин жойлашган. OA ни r_0 орқали белгилайлик. Марказлари A нұқтада жойлашган, радиуслари эса мос равишда

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



2.2- расм.

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 холосага келамиз. Аммо Френель зоналарининг номерлари ортган сари зоналардан A нуқтагача бўлган масофалар ҳам чизиқли қонун 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 қиласди. Шунинг учун қўшни зоналар A нуқтада уйғотадиган тебранишларнинг фазалари π га фарқ қиласди, яъни қарама-қарши фазада бўлади.

Барча зоналар туфайли A нуқтада вужудга келаётган натижавий ёруғлик тўлқиннинг амплитудаси E_m ни топиш учун айрим зоналар A нуқтада вужудга келтираётган тўлқинларнинг 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 ёзилиши керак. Бу ифодани қуйидаги шаклда ҳам ёзиш мумкин:

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

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

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 қўйидаги кўринишга келади:

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

Демак, барча Френель зоналари туфайли A нуқтада уйғотиладиган натижазий 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 қиласа бўлади. Ҳисобларнинг кўrsatiшича, $\lambda = 0,5$ мкм, $R = r_0 = 0,1$ м ҳол учун биринчи Френель зонасининг радиуси тахминан 0,00016 м бўлади. Шундай қилиб, бу ҳолда етаёлича катта аниқлик билан ёруғлик тўғри чизиқ бўйлаб тарқалади, деб ҳисоблаш мумкин.

3- §. Френель дифракцияси

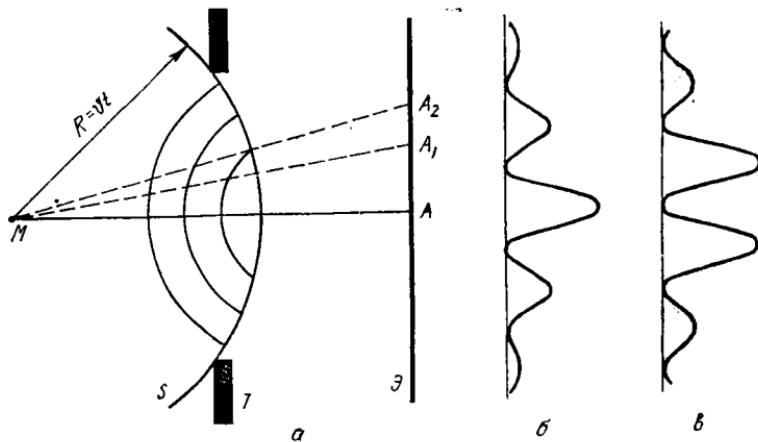
Дифракцион ҳодисалар икки синфга бўлинади. Тўсиқ-қа тушаётган ёруғлик тўлқиннинг фронти сферадан иборат бўлган ва кузатиш нуқтаси чекли масофада жойлашган ҳолдаги дифракцион ҳодисаларни биринчи марта Френель ўрганган. Шунинг учун бу синфга оид ҳодисалар *Френель дифракцияси* деб аталади. Тўсиқ-қа тушаётган 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.

I. Доиравий тешикдан ҳосил бўладиган дифракция. Нуқтавий монокроматик ёруғлик манбай (M) дан тарқалаётган ёруғлик нурларининг йўлига доира шаклидаги тешиги бўлган шаффоф T тўсиқ жойлаштирайлик (2.3-а расм). Э экранни тўсиқка параллел қилиб жойлаштирасак, M манбадан ва доиравий тешикнинг марказидан ўтувчи чизиқ экранни A нуқтада ке-

сади. A ни күзатиши нүктаси сифатида танлаб, тұсындағы етиб келган түлкін Френель зоналарини ажратайлық. Тұсындағы тешик зоналардан k тасини очық қолдиғади. Еу зоналардан A нүктеге етиб келаётган ёруғлик түлкінлар амплитудаларининг йигиндиси ((2.3) ифодага асосан) шу нүктедеги натижавий тебра-ниш амплитудасини ифодалайды, яғни:

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



2.3- расм.

Бу ифседадаги охирги ҳаднинг мусбат ишораси k тоқ бўлган ҳол учун, манфий ишораси эса k жуфт бўлган ҳол учун ўринлилар. Тұсындағы досиравий тешик тоқ сонли Френель зоналарини очық қелдирган ҳол учун (2.6) ифодани қўйидаги кўришида ёзиш мумкин:

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

Аксинча, тұсындағы тешик жуфт сонли Френель зоналарини очық қелдигадиган ҳол учун (2.6) ифода қўйидаги кўришишга келади:

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

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

Лекин икки қүшни зоналар (масалан, $k-1$ ва k -Френель зоналари) туфайли A нүктада үйғотилаётган тебраниш амплитудалари $E_{(k-1)m}$ ва E_{km} бир-биридан кам фарқ қылғанлыгы учун $\frac{E_{(k-1)m}}{2} - E_{km} \approx -\frac{E_{km}}{2}$ деб олиш мумкин. Натижада k жуфт бўлган ҳол учун

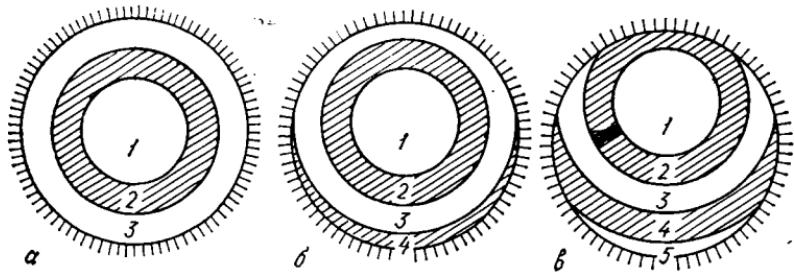
$$E_m = \frac{E_{1m}}{2} - \frac{E_{km}}{2}. \quad (27^6)$$

k нинг кичик қийматларида (масалан, $3 \div 5$ га тенг бўлганда) E_{km} ва E_{1m} лар бир-бирига яқин сонлар ($E_{km} \approx E_{1m}$) бўлади. Шунинг учун k тоқ бўлганда A нүктада ёруғлик интенсивигининг 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 тирқиши

очиқ қолдирган Френель зоналарининг сони катта бўлганда, $E_{km} < E_{1m}$ бўлади Шунинг учун A нүктадаги ёруғлик тўлқиннинг натижавий амплитудаси k тоқ бўлганда $E_m = \frac{E_{1m}}{2} + \frac{E_{km}}{2} \approx \frac{E_{1m}}{2}$, k жуфт бўлганда

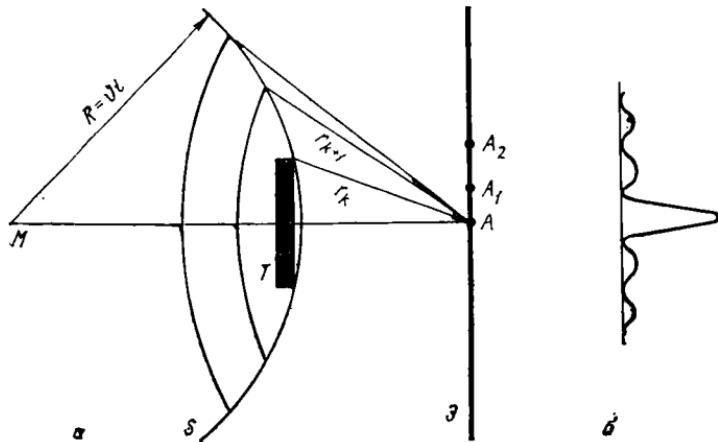
хам $E_m = \frac{E_{1m}}{2} - \frac{E_{km}}{2} \approx \frac{E_{1m}}{2}$ бўлади. Бошқача айтганда, бу ҳолда ёруғлик худди шаффоформас тўсиқ бўлмаган ҳолдагидек тарқалади. Юқорида юритилган мулоҳозалар фақат A нуқта учун ўринли эканлигини алоҳида қайд қиласйлик. Ҳақиқатан, Э экрандаги чексиз кўн нүқталар ичизан фақат A нүқтани M билан бирлаштирувчи тўғри чизиқ текширилаётган тўсиқдаги доиравий тешик учун симметрия ўқи бўлиб хизмат қиласи. Бу ҳолда тўсиқдаги доиравий тешик очиқ қолдигандаган Френель зоналарининг манзараси 2.4-а расмда тасвирланган. Лекин экраннинг A_1 нүқтаси учун тўсиқдаги доиравий тешик очиқ қолдигандаган 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 A нүқтадан янада узоқроқлаги нүқта учун эса тешик очиқ қолдигандаган зоналарининг манзараси янада бошқача бўлали (2.4-в расмга қ.). Бу эса экраннинг A нүқтадан турлича узоқликлариги A_1, A_2, \dots нүқталарида ёргуллик интенсивигининг 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) тасвириланган.

2. Доиравий дискдан ҳосил бўладиган дифракция. Нуқтавий монохроматик ёруғлик манбаи M дан тарқалётган нурлар йўлига доиравий диск шаклидаги шаффофмас тўсиқни жойлаштирайлик (2.5- a расм). Э экранни эса тўсиқка 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 фронтидаги Френель зоналаридан k тасини беркитади. Шунинг учун A нуқтадаги ёруғлик тўлқиннинг амплитудаси $k+1$ ва ундан катта номерли Френель зоналаридан



2.5- расм.

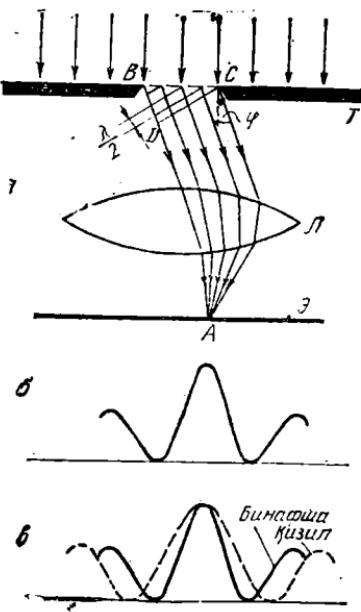
келаётган түлқинлар амплитудаларининг йиғиндисига тенг бўлади, яъни

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

k унчалик катта бўлмаган ҳоллар учун E_{1m} ва $E_{(k+1)m}$ бир-биридан кам фарқ қиласди. Шу сабабли A нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги худди манба ва экран оралиғида ҳеч қандай тўсиқ бўлмаган ҳолдагидек бўлади. Лекин A нуқтадан бирор масофа узоқликдаги A_1 нуқтани кузатиш нуқтаси сифатида танлассак, 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 беркитиди. Натижада экраннинг A нуқтадан турлича узоқликдаги нуқталарнида ёруғлик интенсивликлари 2.5-б расмда тасвирланганидек бўлади. Дифракцион манзара эса навбатлашувчи ёруғ ва қоронги ҳалқалар кўринишида бўлиб, k нинг тоқ қийматларидан ҳам, жуфт қийматларидан ҳам манзаранинг маркази (яъни A нуқта) ёруғ бўлади. Экранда A нуқтадан узоқлашиб геометрик соя соҳасидан чиқилганда дифракцион манзара сезилмайдиган даражада хидалашган бўлади. Бунинг сабаби бу соҳада дифракцион манзаранинг устига кучли ёруғликнинг тушишидир.

4-§. Фраунгофер дифракцияси

Параллел нурлар тушаётган T тўсиқда узун лиги кенглиги ($BC = a$) дан анча катта бўлган тирқиши мавжуд (2.6-а расм). Тирқишининг орқасига йиғувчи L линзани, линзанинг фокал текислигига эса Э экранни жойлаштирайлик. Текширилаётган ҳолда тўсиққа тушаётган монохроматик ясси ёруғлик тўлқиннинг фронти, тирқиши текислиги ва экран текислиги ўзаро параллелдир. Тирқишига етиб келган тўлқин сиртигининг барча нуқталаридаги тебранишлар бир хил фазада содир бўлади. Бироқ бошланғич йўналиш билан бирор фурчак ҳосил қилиб тарқалаётган иккиламчи тўлқинлар экраннинг A нуқтасига (линза йиғувчи бўлганлиги учун кузатиш



нинг охирларидан CD га BC билан учрашгунча давом эттиресяк, тирқишидеги BC түлкін фронгини бир хил кенгілікдеги тасмачаларга ажратған бўламиз. Ёйма-ён жойлашган икки тасмачанинг мос нуқталаридан ташланган йўналиш бўйича (яъни ϕ бурчак остида) A нуқтага етиб келаётган нурларнинг йўллар фарқи $\lambda/2$ га teng бўлади. Шунинг учун бу тасмачаларни Френель зоналари деб қарашимииз мумкин. Тирқишига тўғри келган Френель зоналарини топиш учун

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

нисбатни аниқлаш керак, албатта. Бундан a ва λ ўзгармас бўлганда Френель зоналарининг сони кузатиш бурчаги ϕ га боғлиқ, яъни кузатиш бурчаги қанчалик катта бўлса, тирқишида шунчалик кўпроқ Френель зоналари жойлашади, деган холосага келамиз. Кузатиш бурчаги ϕ нинг басъи қийматларида тирқишига мос келувчи Френель зоналарининг сони бутун жуфт сонларга teng бўлади, яъни

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

Ф нинг бу шартни қансатлаштирувчи қийматларига мос

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

келувчи экран нүкталарыда иккиламчи түлқинлар бир-бирини сүндериши натижасида (чунки құшни Френель зоналаридан келаётган түлқинлар қарама-қарши фазада бўлади) қоронгилик, яъни ёруғлик интенсивлигининг минимумлари кузатилади.

Аксинча, φ нинг бъязи қийматларыда тирқишга мос келувчи Френель зоналарининг сони бутун тоқ сонларга тенг бўлиши мумкин, яъни

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

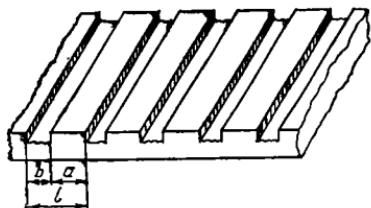
Бу шартни қансатлатирувчи φ нинг қийматларига мос келувчи экран нүкталарыда иккиламчи түлқинларнинг таъсири фақат битта Френель зонасининг таъсиридек бўлади. Шунинг учун өу нүкталарда ёруғлик интенсивлигининг максимумлари кузатилади.

Монохроматик ёруғлик қўлланилган ҳолда ёруғлик интенсивлигининг экран бўйлаб ўзгариши 2.6-б расмда тасвиранланган. Тирқишининг тўғрисида марказий максимум, унга симметрик равишда икки томонда бошқа максимумлар жойлашади. Одатда максимумларга номерлар берилади. 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 тажрибала монохроматик ёруғлик эмас, балки оқ ёруғлик қўлланилса, турли рангдаги ёруғликларнинг дифракцион максимумлари тарқалиб кетиши туфайли дифракцион манзара ранг-баранг бўялган бўлади. Тўлқин узунлиги λ кичикроқ бўлган ёруғлик учун дифракцион максимум ҳам кичикроқ бурчак остида кузатилади. 2.6-в расмда бинафша ва қизил нурлар учун ёруғлик интенсивлигининг экран бўйлаб ўзгариши тасвиранланган. Экраннинг марказига барча рангдаги ёруғликлар келади. Шунинг учун экраннаги марказий (ёки нолинчи) максимумнинг ўртаси оқ, четлари эса қизғишроқ 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 6 узоқликда жойлашган бир хил а кенгликдаги тирқишилар тўпламидан иборат оптик асбоб тушунилади.



2.7- расм.

Одатда дифракцион панжарани қўйидаги усулда ясалади: шаффофф 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 шаффоффас бўлади. Ариқчалар оралиғидаги қисмлар (кенглиги a га teng бўлган шаффофф тасмачалар) ёруғлик нурлари учун тирқишилар вазифасини бажаради. Қўшни тирқишиларнинг мос нуқталари орасидаги масофа

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

дифракцион панжаранинг доимийси ёки даври деб аталади.

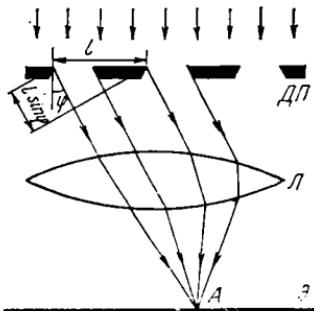
Дифракцион панжара гага ($ДП$) яssi монохроматик тўлқин нормал тушаётган бўлсин (2.8- расм). Дифракцион панжарадаги ҳар бир алоҳида тирқиши туфайли вужудга келадиган манзара олдинги гараграфда баён этилганидек бўлади. Панжара таркибида икки ёки ундан ортиқ тирқишилар туфайли вужудга келадиган дифракцион манзарани тошиш учун эса фақат алоҳида тирқишидан чиқаётган нурларнинг экраннинг муайян нуқтасида ўзаро интерференциясинигина эмас, балки айни нуқтага турли тирқишилардан келаётган нурларнинг интерференциясини ҳам ҳисобга олиш керак.

Кузатиш бурчаги ϕ нинг бир неча қийматлари учун мулоҳазалар юргизайлик.

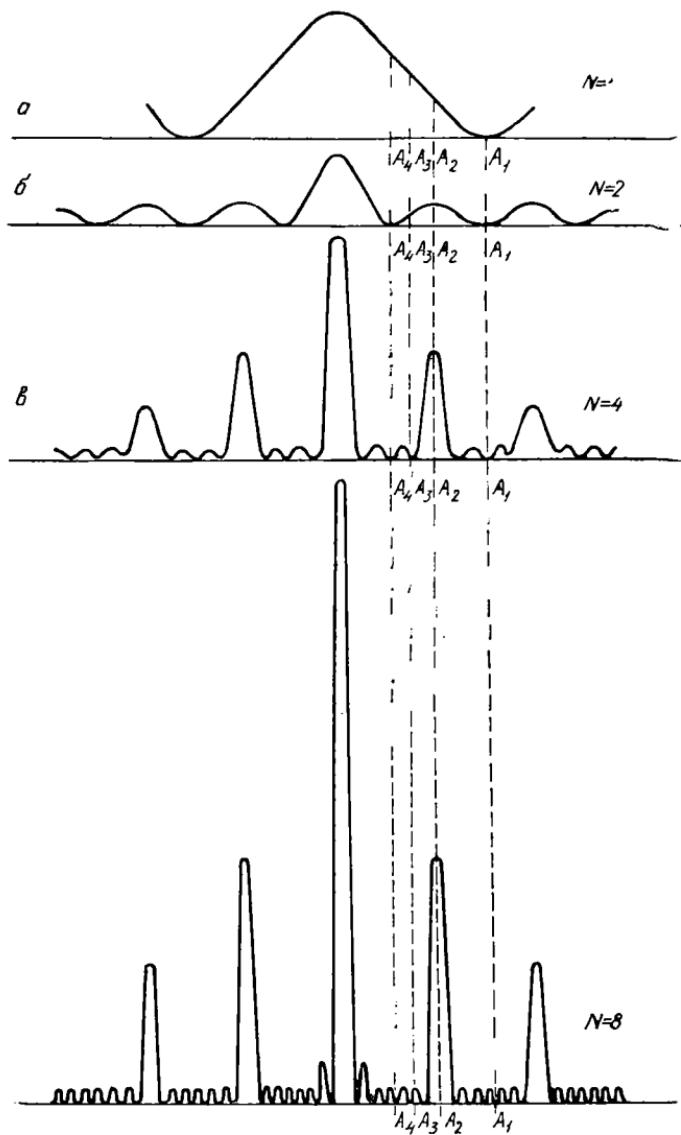
1. Кузатиш бурчагининг қиймати (2.10) шартни, яъни

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

ни қаноатлантиурсин. Бу ҳолда ҳар бир алоҳида тирқишидан ϕ бурчак остида чиқаётган нурлар экраннинг



2.8- расм.



2.9- расм.

A_1 нүктасида интерференциялашиши натижасида қорон-ғилик (ёруғлик интенсивигининг минимуми) кузатылади (2.9-*a* расмга қ.). Тирқишиләр сони икки ёки ундаң ортиқ бўлганда ҳам экраннинг A_1 нүктасида ёруғлик

кузатилмайди, 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 тирқишидан 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 тирқиши бир эмас, балки иккита бўлсанчи? Бу ҳолда қуйидаги имкониятлар амалга ошиши мумкин (2.9-б расм):

а) ф бурчакнинг шундай қийматлари мавжудки, натижада иккала тирқишининг мос нуқталаридан келаётган нурлар (2.8-расмдаги 1 ва 2 тирқишининг 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 тирқишининг мос нуқталаридан келаётган нурлар A_2 нуқтада интерференциялашиши натижасида ёруғлик интенсивлигининг максимуми кузатилади. Бу максимумлар *асосий максимумлар* деб аталади. k нинг қиймати эса *асосий максимумлар* тартибини ифодалайди;

б) кузатиш бурчаги ф нинг баъзи қийматларидан иккала тирқишининг 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 тирқишининг 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 ф нинг шундай қийматлари ҳам мавжудки, бунда иккала тирқишининг 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, ёруғликнинг максимумини ҳам, минимумини

ҳам бермайди. Балки бу нүқтадаги ёруғлик бирор оралиқ интенсивликка әга бўлади.

Энди тирқишилар сони икки эмас, балки кўпроқ, масалан, тўртта ёки саккизта бўлган ҳолларни кўрайлик. Бу ҳолларга мос бўлган ёруғлик интенсивлигигининг тақсимотлари $2.9 \cdot e$, г расмларда тасвирланган. Асосий минимумлар ва асосий максимумлар экрандаги ўз ўринларини ўзгартирмайди. Максимумлар энсизироқ ва ёруғроқ, максимумлар оралиғи әса қоронфироқ бўлади. Агар тирқишилар сони N га тенг бўлса, дифракцион манзарадаги икки қўшни асосий максимум оралиғида $N - 1$ қўшимча минимум вужудга келади. Қўшимча минимумлар оралиғида әса қўшимча максимумлар мавжуд бўлиб, улар экранда фон деб аталадиган кучсизгина ёруғликни вужудга келтиради.

Дифракцион панжарарадаги алоҳида i - тирқиши асосий максимум йўналишида жўнататёган ёруғлик тўлқиннинг амплитудаси E_{im} бўлсин. Экраннинг асосий максимум вужудга келадиган нүқтасига барча тирқишилардан тебришилар бир хил фазада етиб келади. Шунинг учун натижавий тебраниш амплитудаси

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

бўлади, чунки алоҳида тирқишилардан 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 тифайли вужудга келадиган манзарадаги асосий максимумларнинг интенсивликлари панжарарадаги тирқишилар сони N нинг квадратига пропорционал бўлади.

Агар дифракцион панжара оқ ёруғлик билан ёритилса-чи? Оқ ёруғликни тури тўлқин узунликли бир қатор монохроматик ёруғлик тўлқинларнинг суперпозицияси деб қараш мумкин. Бу монохроматик тўлқинлар дифракцион панжарарадан ўтаётганда ўзларининг мустақилликларини сақлайдилар. (2.13) шартга асосан асосий максимумлар ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғлиқ. Бундан фақат нолинчи тартибли ($k = 0$) асосий максимумлар истиснодир. Ҳақиқатан, $k = 0$ бўлганда λ нинг ҳар қандай қийматлари учун асосий максимум $\varphi = 0$ бурчак остида кузатилади, яъни оқ ёруғлик таркибидағи барча монохроматик тўлқинларининг нолинчи асо-

сий максимумлари устма-уст тушади. Шунинг учун дифракцион манзаранинг марказидаги ($\phi = 0$) асосий максимум оқ бўлади. Лекин биринчи, иккинчи ва ҳо-казо 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 ёруғликнига ($\lambda_{\text{бинафша}} = 0,40 \text{ мкм}$) қараганда каттароқ бурчак остида кузатилади. Умуман, монохроматик ёруғликка тегишли бўлган асосий максимумнинг экрандаги тасвири дифракцион панжаранинг тирқишиларига параллел бўлган жуда энсиз чизик шаклида намоён бўлади. Панжарарадан 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—унифицированная характеристика—унифицированная характеристика олиш қобилиятидир. Ажрата олиш қобилияти, деганда дифракцион панжаранинг тўлқин узунликлари бир-бирига яқин бўлган нурларни ажратиш хусусияти тушунилади. Масалан, панжарарага тушаётган ёруғлик икки монохроматик нурнинг йиғиндисидан иборат бўлсин. Бу нурларнинг тўлқин узунликлари бир-биридан δ га фарқ қиласин, яъни биринчи нурнинг тўлқин узунлигини λ деб белгиласак, иккинчисиники $\lambda + \delta$ бўлади. Дифракцион панжаранинг k -тартибли спектрида иккинчи нурнинг асосий максимуми биринчи нурнига нисбатан каттароқ бурчак остида кузатилади. Экранда эса бу нурларнинг асосий максимумлари ёнма-ён жойлашган икки спектрал чизик тарзида намоён бўлади. Лекин спектрал чизиқнинг кенглиги кичик бўлса ҳам, барibir чекли қийматга эга. Шунинг учун иккала нур тўлқин узунликларининг фарқи δ жуда кичик бўлса, иккала чизик бир-бирига ниҳоят яқин жойлашадики, на-тижада улар ягона чизик тарзида қабул қилинади. Бошқача айтганда, иккала чизиқни ажрим қилиб бўлмайди. 2.10-расмда δ нинг турлича қийматлари учун k -тартибли спектрдаги икки қўшни чизиқлар (яъни асосий максимумлар) тасвирланган. Бунда λ тўлқин узунликли нур асосий максимумнинг интенсивлиги нуқта-

вий чизиқлар билан, $\lambda + \delta\lambda$ түлкін узунликли нурники эса штрих чизиқлар билан тасвирланған. Үзлуксиз чизиқ иккала максимумнинг йиғинди интенсивлигini билдиради. Расмдан күренишича, $\delta\lambda$ кичиклашиб, максимумлар яқинашынан сари узлуксиз әгри чизиқнинг чуқурлик соҳаси борган сари камайиб, ниҳоят, бутунлай йүқолиб кетади (2.10-*в* расмга қ.).

Бу икки максимумни бирбиридан ажрам бўлиш чегараси сифатида Релей қуидаги фикрни таклиф қилған: агар йиғинди әгри чизиқ минимумнинг ординатаси максимумлар ординаталарининг 0,8 қисмига teng бўлса, манзара ажрам бўлиши мумкин.

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

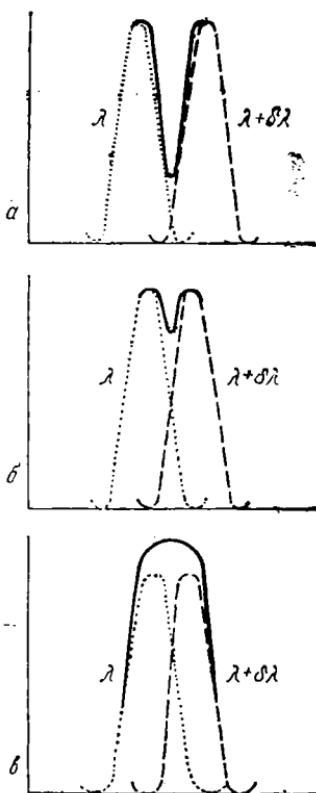
Умуман, оптик асбоб ажратада оладиган икки спектрал чизиқ түлкін узунликларининг фарқи $\delta\lambda$ ни ажратиш мумкин бўлган спектрал масофа деб, $\lambda/\delta\lambda$ эса асбобнинг ажратада олиш қобилияти деб аталади.

Дифракцион панжаранинг ажратада олиш қобилияти панжарадаги тирқишлиарнинг умумий сони N ва спектрнинг тартиб номери k нинг кўпайтмасига teng, яъни:

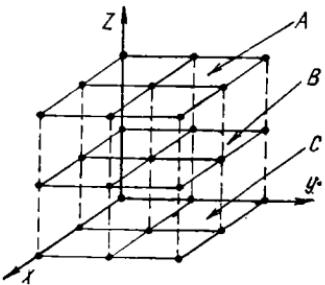
$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN. \quad (2.16)$$

6-§. Фазовий панжаралардаги дифракция

Олдинги параграфда муҳокама қилинган дифракциона панжарада иккименчи түлкінларнинг манбалари вази-



2.10-расм.



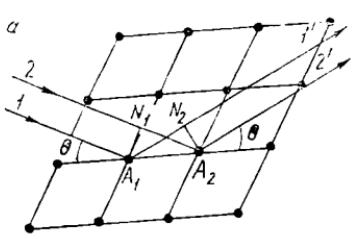
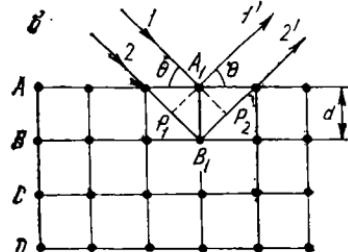
2.11- расм.

рида бир-биридан бирор d масофа узоқликда атомлар (ёки ионлар) жойлашган. Бу масофа *панжара доимийиси* ёки *даври деб* аталади. Кристалл орқали электромагнит түлқин ўтганда панжаранинг тугунларидағи атомлар (ёхуд ионлар) иккиласы түлқинлар манбаига айланади. Биккиламчи түлқинлар устма-уст тушиши натижасиде дифракцион максимумлар вужудга келади. *Кристала ларда панжара доимийиси* $\sim 10^{-10}$ м лар чамасида бўлади. Дифракцион ҳодисалар кузатилиши учун эса панжарага тушаётган нурланишнинг түлқин узунлиги панжара доимийисидан кичик бўлиши керак. Ёруғликнинг түлқин узунликлари $(4 \div 7,5) \cdot 10^{-7}$ м интервални өгаллади. Демак, кристалл панжарада вужудга келадиган дифракцион манзарани оқ ёруғикдан фойдаланиб амалга ошириш мумкин эмас. Шунинг учун түлқин узунликлари $(10^{-11} \div 10^{-10})$ м бўлган *рентген нурлари*дан фойдаланиш мақсадга мувофиқдир. Бу тажрибани биринчи марта 1913 йилда Лауэ ўзининг ҳодимлари билан биргаликда амалга ошириди.

Фазовий панжарада дифракцион максимумларнинг вужудга келиш шартини топайлик. Бунинг учун кристални 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 θ бурчак ҳосил қилиб параллел нурлар тушаётган бўлсин. 2.12-а расмда тасвири мурakkабластириб 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 кўрининишича, тўрсимон текислика тушаётган 2 нур 1 нурга қараганда

фасини бажарувчи тирқишилар бир чизиқда жойлашган. Шунинг учун бъязан „чизиқли 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 тасвирангган. Панжаранинг тугунларида бирор d масофа узоқликда атомлар (ёки ионлар) жойлашган. Бу масофа *панжара доимийиси* ёки *даври деб* аталади. Кристалл орқали электромагнит түлқин ўтганда панжаранинг тугунларидағи атомлар (ёхуд ионлар) иккиласы түлқинлар манбаига айланади. Биккиламчи түлқинлар устма-уст тушиши натижасиде дифракцион максимумлар вужудга келади. *Кристала ларда панжара доимийиси* $\sim 10^{-10}$ м лар чамасида бўлади. Дифракцион ҳодисалар кузатилиши учун эса панжарага тушаётган нурланишнинг түлқин узунлиги панжара доимийисидан кичик бўлиши керак. Ёруғликнинг түлқин узунликлари $(4 \div 7,5) \cdot 10^{-7}$ м интервални өгаллади. Демак, кристалл панжарада вужудга келадиган дифракцион манзарани оқ ёруғикдан фойдаланиб амалга ошириш мумкин эмас. Шунинг учун түлқин узунликлари $(10^{-11} \div 10^{-10})$ м бўлган *рентген нурлари*дан фойдаланиш мақсадга мувофиқдир. Бу тажрибани биринчи марта 1913 йилда Лауэ ўзининг ҳодимлари билан биргаликда амалга ошириди.

Фазовий панжарада дифракцион максимумларнинг вужудга келиш шартини топайлик. Бунинг учун кристални 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 θ бурчак ҳосил қилиб параллел нурлар тушаётган бўлсин. 2.12-а расмда тасвири мурakkабластириб 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 кўрининишича, тўрсимон текислика тушаётган 2 нур 1 нурга қараганда

2.12-*a* расм.2.12-*b* расм.

$N_1 A_2 = A_1 A_2 \cos \theta$ масофани күпроқ босиб ўтади. A_1 ва A_2 атомлардан қайтаётгайды эса, аксинча, 1 нур 2 нурга қараганда $A_1 N_2 = A_1 A_2 \cos \theta$ масофани күпроқ босиб ўтади. Бу масофалар ўзаро тенг. Шунинг учун текширилаётган 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 жил фазага эга бўлади. Лекин бу мулоҳазалар фақат битта текисликда ётган атомлардан қайтаётган нурлар учун ўринлидир.

Рентген нурларининг бир қисми гина кристалнинг энг юқори қатламидаги тўрсимон текисликдан қайтади. Аксарият қисми эса кристалл ичига кириб боради. Рентген нурларининг барча жисмлардаги синдириш кўрсаткичи 1 га жуда яқин. Бошқача айтганда, рентген нурлари энг юқориги тўрсимон текислик (A) га қандай бурчак остида тушса, қуйироқдаги текисликлар (B , C , ... лар) га ҳам худди шундай бурчак остида тушади. Бу текисликлардан қайтган нурлар интерференциялашишининг натижаси уларнинг йўллар фарқига боғлиқ. Йўллар фарқини топиш учун кристалл билан θ бурчак ҳосил қилиб тушаётган параллел нурлар дастасидан 1 ва 2 нурларни A' ва B' атомлардан қайтишида вужудга келадиган йўллар фарқини ҳисоблаш етарли. 2.12-*b* расмдан кўриниб турибдики (бу расм A , B , C ... тўрсимон текисликларни чизма текислиги билан кесишиши туфайли ҳосил бўлган манзарани тасвирлайди), изланадиган 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 қўл-ланилаётган рентген нурланишнинг тўлқин узунлигига бутун каррали 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 умумлаштирса бўлади.

Демак, (2.17) тенглами кристалдаги барча атомлардан қайтаётган иккиламчи тўлқинлар ўзаро интенференциялашиб бир-бирини кучайтириш (дифракцион максимум бериш) шартини ифодалайди. Бу тенглама уни кашф этган олимларнинг шарафига *Вульф-Брэгг тенгламаси* деб аталади. Бу тенгламадаги θ бурчак рентген нурларининг кристалл текислиги билан ҳосил қилган (яъни тушиш бурчагини 90° га тўлдирувчи) бурчак бўлиб, уни *сирпаниш бурчаги* дейилади. (2.17) тенглама асосида қўйидаги **хулосаларга** келиш мумкин.

1) монокроматик рентген нури кристаллга ихтиёрий бурчак остида тушганда дифракция вужудга келмайди. Дифракцияни кузатиш учун кристални буриб, унинг шундай вазиятларини топиш лозимки, бунда рентген нурларининг сирганиш бурчаги (2.17) шартни қаноатлантирусин. Масалан, кальцит кристалига тўлқин узунлиги $\lambda = 1,54 \cdot 10^{-10}$ м бўлган рентген нурлари тушаётган бўлсин. Кальцит кристаллнинг доимийси $d = 3,029 \times 10^{-10}$ м. Бу ҳолда биринчи тартибли ($k = 1$) максимум

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

бу рчак остида кузатилади.

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

мумлар ($k = 1; 2; 3; \dots$) кузатилмайды. Бу ҳолда түлкін худди бир жинсли мұхитдан ўтаётгандек кристаллдан ўз йұналишини ўзгартирмасдан ўтади. Одатда кристалл панжараларининг доимийси $d \sim (10^{-10} + 10^{-9})$ м чамасида бўлади. Демак, $\lambda \approx (0,40 \div 0,75) \cdot 10^{-6}$ м бўлган ёруғлик түлкінлар учун барча кристаллар оптик жиҳатдан бир жинсли экан, дея оламиз. $\lambda > 2d$ тенгсизлик эса λ түлкін узунликли нурлар учун *кристалнинг оптик бир жинслилик шарти* бўлиб хизмат қиласи. Аслида бу шарт факат идеал кристаллар учунгина ўринили. 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 θ ва түлкін узунлиги λ қатнашади. Тажрибада бу уч катталиқдан иккитаси маълум бўлса, (2.17) тенгламадан фойдаланиб учинчисини аниқлаш имконияти мавжуд. Масалан, тажрибада қўлланилаётган рентген нурларининг түлкін узунлиги маълум бўлса, сирпаниш бурчаги θ ни аниқлаб, (2.17) тенглама асосида d ни ҳисоблаб топиш мумкин. Бундай масалалар билан шуғулланувчи фан бўлими *рентгеноструктуравий анализ* деб аталади.

7-§. Голография

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

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

Фотографияда ёритилган обьектнинг айрим нуқталаридан қайтган нурлар фотопластинка ёхуд фотоплёнка текислигининг айрим нуқталарига обьектив ёрдамида *фокусланади*. Бунда бўюм барча қисмларининг тасвир-

лари равшан бўлавермайди. Фотоаппаратни бирор текисликка равшан қилиб мосланган бўлса, буюмнинг шу текисликда ётувчи нукталарининг тасвиirlари равшан бўлиб чиқади. Буюмнинг бу текисликдан берироқдаги ёки нарироқдаги қисмларининг тасвиirlари 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 тасвиirlари бир текисликда кўринади. Лекин фотографияга қараб биз жисмларнинг фазодаги жойлашуви тўғрисида тасаввур ҳосил қиласиз. Бунинг сабаби—инсон мияси ҳажмий буюмларни уларнинг ясси тасвиirlарига қараб билиб олишга „урганиб қолганлиги“dir.

Фотографияда тасвиirlарнинг яссилик характеристикини қўйидагича тушунтирилади: фотопластинкада буюмнинг айрим нукталаридан қайтган нурларнинг нисбий интенсивликлари қайд қилинади, холос. Бу нурлар фазалари орасидаги муносабатни фотопластинканинг қорайишига ҳеч қандай таъсири йўқ. Ваҳоланки, фазалар орасидаги муносабат буюмнинг айрим нукталарини фотопластинкадан узоқларига боғлиқdir.

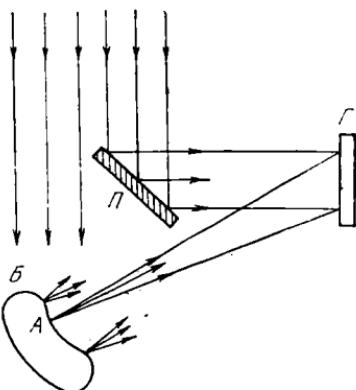
Демак, буюмдан қайтган нурларнинг фақат амплитудаларинигина эмас, балки фазаларини ҳам фотопластинкада қайд қилиш усулини топиш лозим. Бу усул голографиядир. Голография тўлқин оптика-нинг асосий қонунлари—интерференция ва дифракция қонунларидан фойдаланиш асосида вужудга келади.

Голографиянинг можиятини 2.13-расмдан фойдаланиб муҳокама қилайлик. Когерент ёруғлик дастаси иккига ажратилиб, унинг бир қисми буюм (B) дан қайтиб фотопластинка (G) га тушади. Бу тўлқинни сигнал тўлқин ёки буюм тўлқин дейилади. Иккинчи қисми эса қайтаргич пластинка (H) дан қайтиб фотопластинкага тушади. Уни таянч тўлқин дейилади. Бу икки группа когерент тўлқинлар фотопластинкада қўшилиб интерференцион манзара ҳосил қиласи. 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 қоронфироқ бўлади.

2.13-расмдаги буюмнинг ёритилаётган нуқталаридан бири — *A* нуқтани танлаб олайлик. Бу нуқтадан тарқалаётган сферик тўлқинлар фотопластинкада ясси таянч тўлқин билан қўшилиб навбатлашувчи ёруғ ва қоронфи ҳалқачалар шаклидаги интерференцион манзарани вужудга келтиради. Буюмни ташкил этувчи барча нуқталар интерференцион манзараларининг йифиндиси эса шу буюмга хос бўлган мураккаб манзарани ҳосил қиласди.

Умуман, голограмма оддий кўз билан қаралгандагу кул рангсимон тусда кўринади. Лекин микроскоп остида ниҳоят мураккаб манзара намоён бўлади. Бу манзарадаги ингичка 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.



2.13-расм.

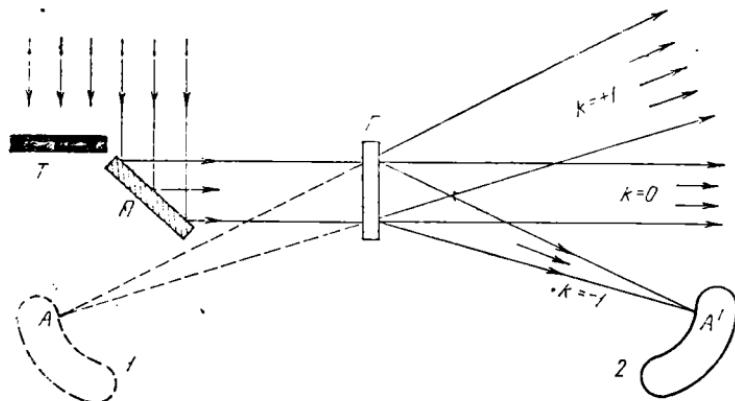


2.14-расм.

Демак, буюмнинг голограммаси нотекис жойлашган нақшасимон ёруғ ва қоронги соҳалар (навбатлашувчи интерференцион максимум ва минимумлар) дан иборат. Шунинг учун голограммани кўздан кечириб унда тасвириланган 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 тифли буюмнинг тасвиirlари 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 қиласди: биринчидан, тирқишларнинг 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 тирқиш шаффоф, тўсиқ эса ношаффоф). Голограммадаги ҳалқасимон панжарада эса ёруғлик ўтказувчанлик синусоидал қонун



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 яssi таянч тўлқиннинг дифракциясида учта дифракцион максимум кузатилади: таянч йўналишидаги нолинчи тартибли ($k = 0$) максимум ҳамда $+1$ - ва -1 -тартибли максимумлар. Биринчидан юқори ($k = 2; 3; \dots$) тартибли максимумларнинг интенсивликлари эса амалда **шолға** тенг бўлади. $k = -1$ нурлар A' нуқтада йиғилиб, буюм нуқтасининг ҳақиқий тасвирини вужудга келтиради. $k = +1$ нурлар эса тарқалувчан бўлиб, мавҳум тасвир ҳосил қиласди (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.

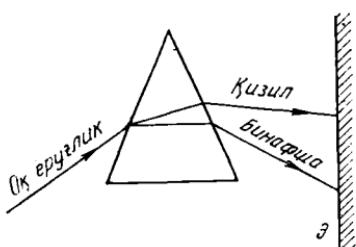
Голографиянинг ажойиб хусусиятларидан яна бири шундаки, голограмманинг кичик бир бўлакчasi ҳам бутун голограммадан фойдалангандагидек тасвирини бераверади. Бунинг сабаби қуйидагicha: буюмнинг ҳар бир нуқтасидан сочилаётган сферик тўлқинлар голограмманинг барча ёритилаётган юзига етиб келади; ўз навбатида голограмманинг ҳар бир нуқтасига буюмнинг барча нуқталаридан тўлқинлар келади. Шунинг учун голограмманинг ҳар бир кичик бўлакчasiда 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 тўлқиннинг циклик частотаси ω га (ёки вакуум даги тўлқин узунлиги λ_0 га, чунки $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega}$) боғлиқлиги туфайли содир бўлувчи ҳодисалар тушунилади. Хусусан, Ньютон тажрибасида (3. 1-расм) призмага тушаётган



3.1-расм.

призмаларда турлича бурчакларга оғади;

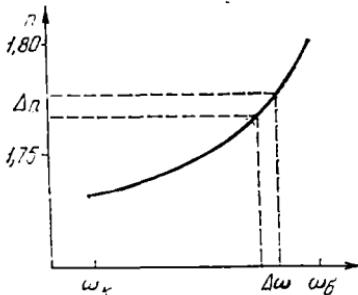
2) бир хил частоталар интервали $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ га мос бўлган спектр қисмининг кенгликлари турли призмаларда турлича бўлади. Бундан, моддалар бир-биридан фақат синдириш кўрсаткичининг қийматлари билангина эмас, балки синдириш кўрсаткичининг ёруғлик частотасига боғлиқлик функцияси

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

билингана ҳам фарқланади, деган холосага келинади.

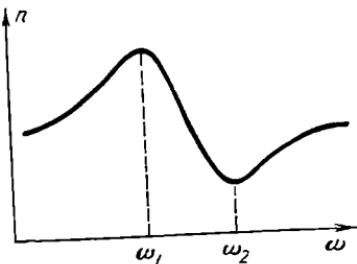
Тушаётган электромагнит тўлқинларнинг частоталари ортган сари барча шаффофф моддаларнинг синдириш кўрсаткичлари ҳам монотон равишда ортиб боради.

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



3.2-расм.

бу моддадаги ёруғлик-нинг дисперсияси *нормал дисперсия* дейилади. Агар частота ортиши билан модданинг синдириш кўрсаткичи камайса (3.3- расмдаги ω_1 данш, гача частоталар интервалига қ.), яъни $\Delta n / \Delta \omega < 0$ бўлса, бундай моддадаги ёруғлик дисперсиясини *аномал дисперсия* лейилади. Шиша учун оқ ёруғлик соҳасининг барча қисмларида нормал дисперсия, ультрабинафша ва инфракизил соҳаларининг баъзи қисмларида anomal дисперсия кузатилади.



3.3- расм.

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 етарли. Модда тузилишининг электрон назариясига асоссан, жисм электронлар ва ионлардан ташкил топган. Улар электромагнит тўлқин таъсирида тўлқин тебранишларига монанд равишда тебранма ҳаракатга келади. Ёруғлик тўлқинларнинг тебранишлари ($10^{14} + 10^{15}$) Гц интервалда содир бўлади. Электромагнит майдоннинг бунчалик тез ўзгаришини массалари етарлича кичик бўлган электронларгина сезишга улгуради. Шунинг учун ёруғлик тўлқинларнинг жисмга таъсирини ҳисоблашда ёруғликнинг электронга таъсирини ҳисоблаш билан чегараланилса бўлади.

Жисмдан электромагнит тўлқин ўтаётганда $-e$ зарядли ҳар бир электронга электр куч ($F_{эл} = -eE$) ва лорентз кучи ($F_x = -e[vB]$) таъсир қиласи:

$$F = F_{эл} + F_x = -eE - e[vB]. \quad (3.3)$$

Ҳисобларнинг кўрсатишича, лорентз кучи электр кучдан минг мартача кичик. Шунинг учун (3. 2) даги иккинчи ҳадни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Натижада

электромагнит түлқиннинг электронга таъсир этувчи кучини

$$F = -e E = -e E_0 \cos \omega t \quad (3. 3)$$

шаклида ифодалаш мумкин. Бунда E_0 — элекстромагнит майдон кучланганлиги E нинг амплитуда қиймати, ω — түлқиннинг циклик частотаси. Биринчи яқинлашишда (3. 3) куч атом билан ниҳоят заиф боғланган энг четкик электронларни силжитади, деб ҳисоблаш мумкин. Лекин бу электрон билан атомнинг қолган қисми орасида ўзаро таъсирашувчи квазиэластик куч ҳам мавжудки, у электронни олдинги вазиятга қайташга ҳаракат қилади. Бу куч x силжишга пропорционал:

$$F_{\text{қайт}} = -kx.$$

Натижада массаси m , заряди — e бўлган электроннинг тебранишини

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - e E_0 \cos \omega t \quad (3. 4)$$

тенглама билан ифодалаш мумкин. Бу тенгламани m га бўлиб ва тебранишнинг 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 тенгламанинг 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 қиласиз. Иккинчи томондан, электромагнит түлқин 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 момеhti $p_x = -e x_0$ га тенг

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

$$P = N \cdot p_0 = \frac{\frac{N e^2}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (3. 8)$$

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

$$P = \kappa_s \epsilon_0 E_0 = (\epsilon - 1) \epsilon_0 E_0. \quad (3. 9)$$

(3. 8) ва (3. 9) ифодаларни солиштирсак,

$$\epsilon = 1 + \frac{N}{\epsilon_0} \frac{\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (3. 10)$$

муносабатни ҳосил қиласиз.

Максвелл назариясига асосан, диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ , магнит сингдирувчанлиги μ бўлган муҳитда электромагнит тўлқиннинг тарқалиш тезлиги

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

га тенг эди. Муҳитнинг синдириш кўрсаткичи n эса электромагнит тўлқиннинг вакуумдаги тезлиги c ни муҳитдаги тезлиги σ га нисбати билан аниқланади:

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

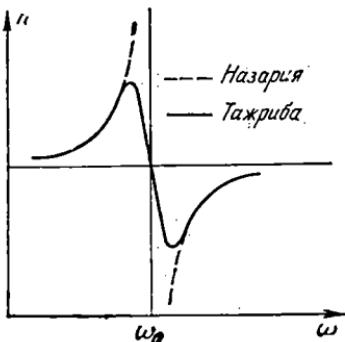
Кўпчилик ҳолларда $\mu = 1$ бўлгани учун

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (3. 11)$$

ифода ҳосил бўлади. (3. 10) дан фойдаланиб (3. 11) ни қуийдаги кўринишда ёза оламиз:

$$n = \sqrt{1 + \frac{N}{\epsilon_0} \frac{\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2}}. \quad (3. 12)$$

Бу формула асосида ҳисобланган n нинг қийматларини ω га боғлиқлик графиги 3. 4-расмда тасвиранган. Умуман, муҳитнинг синдириш кўрсаткичи тўлқин частотасига монанд равиша ортиб боради. Лекин тўлқин частотаси ω муҳитдаги электр зарядлар хусусий тебранишларининг частоталаридан бири ω_0 га яқинлашганда



3.4- расм.

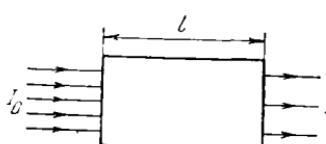
шини ҳисобга олинмаганлигидир.

Умуман, тебранувчи жисмнинг муҳитдаги ишқаланиши туфайли сўниш содир бўлади. Кўрилаётган ҳолда эса „ишқаланиш“ электромагнит тўлқиннинг бир қисмини муҳитда ютилиши туфайли вужудга келади.

Ёруғлик тўлқиннинг электр майдони таъсирида муҳит атомларининг электронлари тебранма ҳаракатга келиб, иккиласми тўлқинлар манбаига айланаб қолади. Иккиласми тўлқинлар бирламчи тўлқин билан когерент бўлади. Бу тўлқинларнинг ўзаро интерференциялашиши натижасида вужудга келган тўлқин амплитудаси тушаётган (яъни электронларни тебранишга мажбур этаётган) тўлқин амплитудасидан фарқ қиласди. Бошқача айтганда, электронни тебратишга сарфланган Энергиянинг барчаси иккиласми тўлқинлар сифатида, нурлантирилмайди. Энергиянинг бир қисми атомларнинг хаотик ҳаракат энергиясига (яъни иссиқликка) айланади. Шунинг учун ёруғлик бирор моддадан ўтганда, унинг интенсивлигининг камайиши, яъни ёруғликнинг ютилиши содир бўлади. Ёруғликнинг ютилиши, айниқса, резонанс частоталар соҳасида интенсив бўлади. Бу ютилиш электронлар тебранишининг амплитудасини чеклади. Натижада $n=f(\omega)$

функцияниң тажрибада кузатиладиган графиги (3. 4-расмдаги узлуксиз чизик) ω_0 атрофида ҳам узилиб қолмайди. Баъзи жисмларда резонанс частоталар бир нечта бўлади. Шунинг учун тушаётган ёруғликнинг часто-

n нинг қиймати кескин ортиб кетади. ω нинг қиймати ω_0 га юқори частоталар томонидан яқинлашганда эса n нинг қиймати кескин камайиб кетади. Бошқача айтганда, ω нинг қиймати ω_0 га яқин бўлган соҳада $n = f(\omega)$ функция узилишга эга бўлади (3. 4-расмдаги пунктир чизик). Бунинг сабаби назарий мулоҳазаларда тебранма ҳаракатнинг сўни-



3.5- расм.

таси бу резонанс частоталарга яқин бўлганда ютилиш кескин ортиб кетади.

Умуман, тажрибаларнинг кўрсатишича моддадан ўтувчи ёруғлик интенсивлиги (3. 5-расм) экспоненциал қонун бўйича ўзгаради:

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

Бу ифодада I_0 — жисмга тушаётган ёруғликнинг интенсивлиги, I — қалинлиги l бўлган жисмдан ўтган ёруғликнинг интенсивлиги, κ — ютилиш коэффициенти деб аталадиган ва жисмнинг хусусиятларига боғлиқ бўлган катталик. (3. 13) формула 1729 йилда Бугер томонидан аниқланган. Шунинг учун унинг номи билан *Бугер қонуни* деб аталади.

Бугер қонунидан κ нинг физик маъноси келиб чиқади. Ҳақиқатан, $\kappa = 1/l$ бўлса, $I = I_0/e$ га айланади. Бундан, жисмдан ўтаётган ёруғлик интенсивлигини e марта камайтирадиган қатламнинг қалнилигига тескари бўлган катталик ютилиш коэффициентидир, деган холосага келамиз. Жисмда ёруғликнинг ютилиш коэффициенти худди синдириш кўрсаткичи каби, тушаётган ёруғликнинг частотасига боғлиқ.

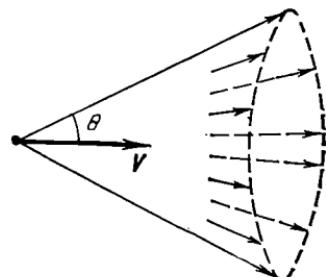
3-§. Вавилов-Черенков нурланиши

С. И. Вавилов раҳбарлигига ишлаётган П. А. Черенков 1934 йилда нурланишининг янги турини кашф қилди. Кейинчалик, бу нурланиш *Вавилов — Черенков эффицити* деб ном олди. Черенков ўз тажрибаларida гамма-нурлар суюқлик орқали ўтганда ҳаво ранг тусдаги кучсизгина нурланиш вужудга келаётганини пайқади. Махсус тажрибалар асосида нурланишининг вужудга келишига гамма-нурлар билвосита сабабчи эканлиги, яъни гамма-нурлар суюқлик атомларидан уриб чиқарган тез ҳаракатланувчи электронлар кузатилиётган нурланиши вужудга келтириши аниқланди. Лекин бу нурланиш электронлар тормозланишининг маҳсули эмас, чунки кузатилаётган нурланишининг интенсивлиги электронлар тормозланиши натижасида вужудга келиши мумкин бўлган нурланиш интенсивлигидан бир неча марта ортиқ эди.

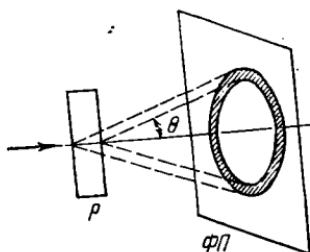
Бу ҳодисанинг назариясини 1937 йилда И. Е. Тамм ва И. М. Франк яратди. 1958 йилда Черенков, Тамм ва Франкларнинг ишлари Нобель мукофоти билан тақдирланди.

Вавилов — Черенков нурланиши кузатилаётган ҳолларда электрон тезлиги ёруғликнинг тезлигидан катта эканлигига назарияда алоҳида эътибор берилди. Дастлаб, бу фикр нисбийлик назариясига зид бўлиб кўринади. Лекин, аслида нисбийлик назарияси юқоридаги фикрга мутлақо қарши эмас. Нисбийлик назариясига асосан, зарядланган зарра доимо ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги *c*дан кичик тезлик билан ҳаракатланиши лозим. 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 $\mu = c/n$. Бу тезлик *c*дан кичик, чунки $n > 1$. Шунинг учун жисмдан ўтаётган электрон ёруғликнинг шу жисмдаги тезлиги μ дан катта (лекин ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги *c*дан кичик, албатта) тезлик билан ҳаракатланиши мумкин. Бошқача айтганда, электроннинг жисмдан ўтаётгандаги тезлиги v учун қўйидаги

$$c > v > \frac{c}{n} \quad (3. 14)$$



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 θ нинг қиймати

$$\cos \theta = \frac{c}{nv} \quad (3. 15)$$

муносабатдан аниқланади. Ҳақиқатан, электронлар дастаси-

нинг йўналишига перпендикуляр равишда рангли фотоплёнка жойлаштирасак (З. 7-расм) Р жисмдан чиқаётган нурланиш фотоплёнкада ҳаво ранг ҳалқача ҳосил қиласи.

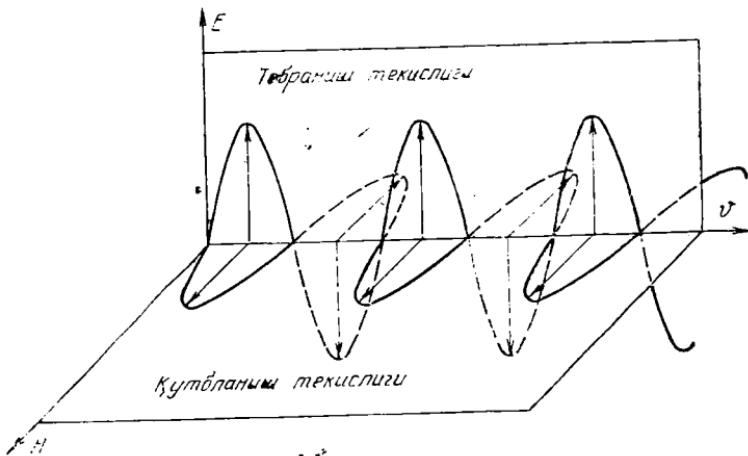
Вавилов—Черенков нурланишинг вужудга келиш механизми қўйидагича: бирор муҳитда ҳаракатланаётган зарядли зарранинг электр майдони бу зарра йўлидаги муҳит атомларининг четки электронларини ядрога нисбатан силжитиши туфайли электр диполлари вужудга келади. Зарра бу соҳадан ўтиб кетгач, диполь нормал ҳолатга қайтиб электромагнит тўлқин нурлантиради. Диполлар нурлантираётган элементар тўлқинлар ўзаро когерент бўлиб, уларнинг интерференцияси туфайли (З. 15) муносабат билан аниқланувчи йўналишдан бошқа барча йўналишлардаги нурланиш сўнади. Шунинг учун тажрибада фақат зарядли зарра траекторияси билан θ бурчак ҳосил қилиб тарқалаётган нурланиш кузатилади.

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

IV боб ЁРУҒЛИКНИНГ ҚУТБЛАНИШИ

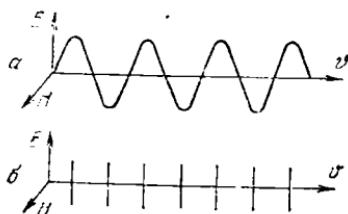
1-§. Табиий ва қутбланган ёруғлик

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

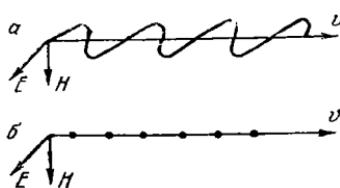


4.1- расм.

қилишимиз керак (4.1- расм). Бунда E вектор тебранадиган текисликни *тебранаш текислиги* ва H вектор тебранадиган текисликни *күтбланиш текислиги* деб аталади. Лекин тасвирини яқоллаштириш мақсадида электромагнит түлқинин факат E векторнинг тебранишлари сифатида акс эттириш одат тусига кирган (4.2-*a* расмга қ.). Биз ҳам шунга амал қиласайлик.



4.2- расм.



4.3- расм.

4. 2-*a* ва 4. 3-*a* расмларда тасвириланган ёруғлик түлқинлар, яъни E векторларнинг тебранишлари факат битта текисликда содир бўладиган ёруғлик түлқинлар яси қутбланган ёруғлик деб аталади. Демак, табиий ёруғлик манбанинг алоҳида атомидан бир нурланиш жараёнида чиқарилган ёруғлик түлқин яси қутбланган ёруғликка ёрқин мисол бўлади. Кейинги расмларда тебраниш текислиги чизма текислиги билан мос тушадиган яси

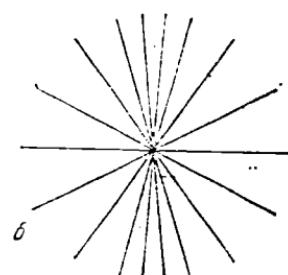
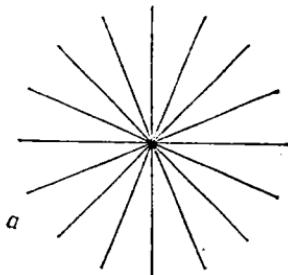
қутбланган ёруғликни **v** векторнинг йўналишига перпендикуляр ўтказилган бир қатор чизиқчалар билан тасвирлаймиз (4. 2-б расм). Тебраниш текислиги чизма текислигига перпендикуляр бўлган яси қутбланган ёруғликни эса **v** вектор йўналишидаги бир қатор нуқталар билан тасвирлаймиз (4. 3-б расм).

Юқоридаги мулоҳазалар табиий ёруғлик манбанинг алоҳида атоми бир нурланиш жараёнида чиқарадиган тўлқин тизмаси учун ўринли. Нурланиш жараёни тахминан 10^{-8} с давом этади. Бунда чиқариладиган тўлқин тизмасининг узунлиги 3 м чамасида бўлади. Шундан сўнг атом тўлқиннинг янги тизмасини нурлантириши мумкин. Лекин бу тизмадаги **E** векторнинг йўналиши олдинги тизманини билан боғлиқ бўлмайди. Табиий ёруғлик манбандаги турли атомлар нурлантираётган тўлқинларнинг **E** векторлари эса турлича йўналишларга эга бўлиб, барча йўналишлар тенг эҳтимоллидир. 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 яси қутбланган ёруғликларнинг аралашмаси сифатида тасаввур қиласа ҳам бўлади.

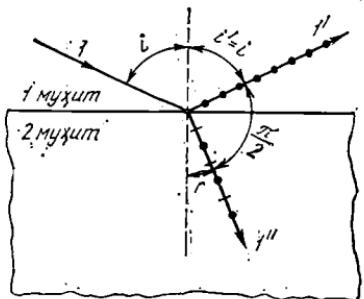
Агар ёруғлик таркибида бирор йўналишдаги тебранишлар бошқа йўналишлардаги тебранишларга қараганда кўпроқ бўлса, қисман қутбланган ёруғлик билан иш туваётган бўламиз (4. 4- б расм). Қисман қутбланган ёруғликни табиий ва яси қутбланган ёруғликларнинг аралашмаси сифатида тасаввур қилиш мумкин.

2-§. Ёруғликнинг қайтишда ва синишда қутбланиши

Табиий ёруғлик манбандан тарқалаётган ёруғлик қутблан-



4.1-расм.



4.5-расм.

тиб турувчи чегарага тушаётган бўлсин (4. 5-расм). У қисман қайтади (I' нур) ва қисман синади (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 нисбатан кўплиги эса синган нурнинг таркибида тушиш текислигидаги тебранишлар бошқа йўналишлардаги тебранишларга нисбатан кўпроқ эканлигини билдиради.

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

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

Иккинчи томондан, 4. 5-расмдан фойдаланиб, $i + r = \pi/2$, деган ҳолосага келамиз. Шунинг учун (4.1) ни қўйидагича 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

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

Табиий ёруғлик нури икки диэлектрикни ажра-

тиб турувчи чегарага тушаётган бўлсин (4. 5-расм). У қисман қайтади (I' нур) ва қисман синади (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 нисбатан кўплиги эса синган нурнинг таркибида тушиш текислигидаги тебранишлар бошқа йўналишлардаги тебранишларга нисбатан кўпроқ эканлигини билдиради.

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

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

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

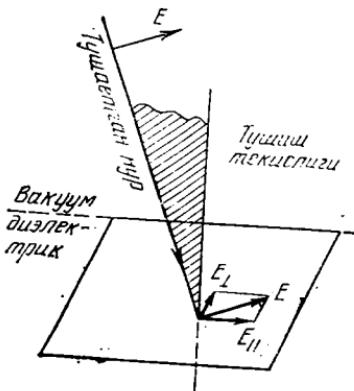
$$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i}{\sin(\frac{\pi}{2} - i)} = \frac{\sin i}{\cos i} = \operatorname{tg} i. \quad (4. 2)$$

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

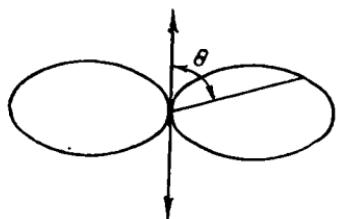
юритилади. Масалан, шиша учун ($n = 1,53$) Брюстер бурчаги 56° га яқин. Бошқача айтганда, табиий ёруғликтар нури шиша пластинкага 56° бурчак ҳосил қилиб туширилса, қайтган нур тушиш текислигига перпендикуляр йұналишда тұла қутбланған бўлади.

Брюстер қонунининг физик мөжияти билан соддороқ ҳолда, яъни ёруғликнинг қайтиши ва синиши иккита диэлектрик чегарасида әмас, балки вакуум билан диэлектрик чегарасида рўй берадиган ҳолда танишайлик. Тушаётган ёруғлик тўлқиннинг электр майдони таъсирида диэлектрик таркибидаги электронлар тебранма ҳаракатга келади. Тебранувчи электронлар ўз навбатида иккиламчи когерент тўлқинларни нурлантиради. Иккиламчи тўлқинлар бирламчи тўлқинлар билан ўзаро когерентдир. Бу тўлқинларнинг ўзаро интерференциялашиши туфайли қайтган ва синган нурларнинг йұналишлардан ташқари барча йұналишлардаги тебранишлар сўнади. Электрон назария қайтган ва синган нурларнинг табиатини шу тарзда тушуниради.

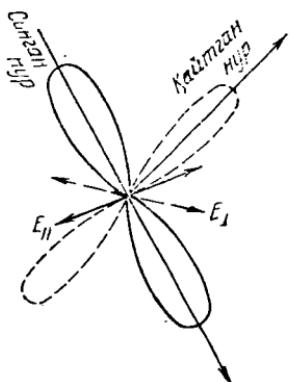
Энди, бу нурлар нима учун қутбланади? — деган саволга жавоб берайлик. Диэлектрикка тушаётган ёруғлик нури табиий нурдир. Табиий нурни ясси монохроматик тўлқинларнинг йифиндиси деб тасаввур қилиш мумкин. Бу тўлқинларнинг ихтиёрий биттаси устидаги мулоҳазаларимизни давом эттирайлик. Ясси монохроматик тўлқиннинг (4. 6-расм) тебраниш текислиги нурнинг тушиш текислигига билан ихтиёрий бурчак ҳосил қиласин. Бу тўлқиннинг E векторини ихтиёрий иккита ташкил этувчининг йифиндиси шаклида ифодалашимиз мумкин. Ташкил этувчилардан бири нурнинг тушиш текислигига ётувчи E_{\parallel} , иккинчиси эса тушиш текислигига перпендикуляр бўлган E_{\perp} лардан иборат бўлсин. Диэлектрикдаги электронлар E_{\parallel} таъсирида нурнинг тушиш текислигига, E_{\perp} таъсирида эса тушиш текислигига перпендикуляр йұналишларда тебраниди. Бу тебранишларнинг ҳар бири туфайли сиси қутбланған иккилам-



4.6-расм.



4.7- расм.



4.8- расм.

чи түлқинилар тарқалади. Хусусан, E_{\perp} таъсирида тушиш текислигига перпендикуляр йұналишда тебраиувчи, E_{\parallel} таъсирида эса тушиш текислигиде тебрануувчи яссы қутбланган иккиламчы түлқинилар ҳосил бўлади. Иккиламчы түлқиниларнинг интенсивликлари тарқалиш йұналишига боғлиқ (4. 7- расм). Тебраниш йұналишига перпендикуляр йұналишда ($\theta = \pi/2$) нурланиш энг кучли бўлади. Аксинча, тебраниш йұналишида ($\theta = 0$ ёки π) эса нурланиш содир бўлмайди. E_{\parallel} ва E_{\perp} лар таъсирида электрон нурлантираётган иккиламчы түлқиниларнинг интенсивликлари 4. 8- расмда тасвирланган. Расмдан кўринишича, қайтган нур йұналишида E_{\perp} таъсирида тарқалаётган иккиламчы түлқинилардан устунлик қиласи. Шунинг учун қайтган нурда тушиш текислигига перпендикуляр йұналишдаги тебранишлар бошқа йұналишлардаги тебранишлардан кўпроқ бўлади. Ёруғлик диэлектрикка Брюстер бурчаги остида тушаётган бўлса, E_{\parallel} қайтган нур билан устма-уст тушади. Натижада қайтган нур йұналиши бўйлаб E_{\perp} таъсирида иккиламчы түлқинилар мутлақо нурлантирилмайди. Шунинг учун қайтган нур тўла қутбланган бўлади.

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

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

3- §. Ёруғликни иккига ажралиб синишидаги қутбланиш

Физик хусусиятлари йўналишларига боғлиқ бўлмаган муҳит *изотроп мухит* деб, аксинча, йўналишларига боғлиқ бўлган муҳит, *анизотроп мухит* деб аталади.

Изотроп муҳитда (масалан, шиша пластинкада) ёруғликнинг синиши Снеллиус қонуни деб аталувчи синиш қонунига бўйсунади:

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 катталик.

Бу нисбат шу муҳитнинг синдириш кўрсаткичига тенг.

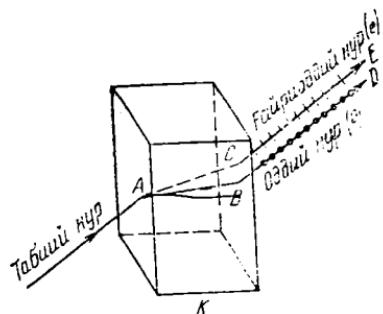
Анизотроп кристалларда (масалан, исланд шпатида) ёруғлик синганда манзара ўзгача бўлади (4.9-расм). Табий нур *K* кристалнинг *A* нуқтасига тушгач икки нур (*AB* ва *AC* лар) га ажралади. Бу нурлар кристалдан чиққац, табий нурга параллел йўналишда (*BD* ва *CE*) давом этадилар.

Кристалда нурларнинг синиши текширилганда қўйидагилар аниқланди:

1) синган нурлардан бири (*AB*) Снеллиус қонунига тўла бўйсунади;

2) иккинчи синган нур (*AC*) эса Снеллиус қонунига бўйсунмайди.

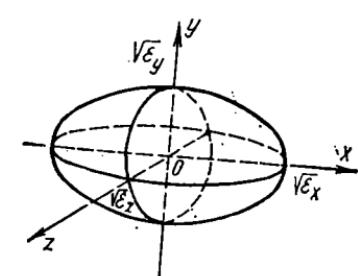
Шунинг учун *AB* нур *оддий нур* деб, *AC* нур *эса гайриоддий нур* деб ном олди. Текширишларнинг кўрсатишича, оддий ва гайриоддий нурлар ясси қутблangan экан. Лекин уларнинг тебранишлари ўзаро перпендикуляр текисликларда содир бўлади. Бундан ташқари, исланд шпатининг оддий нур учун синдириш кўрсаткичи 1,658 га, гайриоддий 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



4.9-расм.

аниқланяпти. 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 түлқин ва ёруғлик түлқиннинг электр майдони таъсирида вужудга келган „элементар нурлангич“ лар тарқатадиган иккиламчи түлқинларнинг интерференциялашиши натижаси сифатида ифолалаш мумкин. Лекин анизотроп кристалларда иккиламчи түлқинлар интерференциясини ҳисоблаш анча мураккаб. Шунинг учун Максвеллнинг электромагнит майдон назарияси асосида муроҳазалар юргизамиз.



4.10- расм.

Ёруғлик учун шағроф бўлган аксарият жисмлар диэлектриклардир. Диэлектрикларнинг магнит синдирувчанлиги $\mu = 1$ бўлганлиги учун *кристалларнинг оптик анизотропияси уларнинг диэлектрик сингдирувчанлигининг анзитропияси маҳсулидир* ($n = \sqrt{\epsilon}$ муносабатни эсланг), деб ҳисобласа бўлади. Натижада кристалл диэлектрик сингдирувчанлигининг йўналишга боғлиқлик графигини қўйидаги усулда тасвирилаш мумкин. Кристалл ичидаги ихтиёрий O нуқтани танлаб оламиз. Бу нуқтадан турли йўналишлар бўйича шундай кесмачалар ўтказайликки, бу кесмачаларнинг узунликлари шу йўналишлардаги кристалл диэлектрик сингдирувчанлигининг яриминчи даражасига ($\sqrt{\epsilon}$) тенг бўлсин. Бу кесмачаларнинг иккинчи учларига тегиб ўтадиган сирт эллипсоид шаклида бўлади (4. 10- расм). Эллипсоиднинг симметрия ўқлари бўйлаш тўғри бурчакли Декарт координата системасининг OX , OY ва OZ ўқларини ўтказайлик. Бу ўқларнинг эллипсоид билан кесишиган нуқталари O нуқтадан мос равища $\sqrt{\epsilon_x}$, $\sqrt{\epsilon_y}$, $\sqrt{\epsilon_z}$ узоқликда жойлашгандир. У ҳолда эллипсоиднинг тенгламаси

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

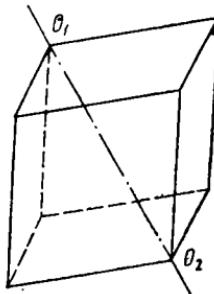
кўринишида бўлади. Одатда, эллипсоид **муҳитнинг оптик индикатрисаси**, (4.3) эса унинг тенгламаси деб аталади.

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

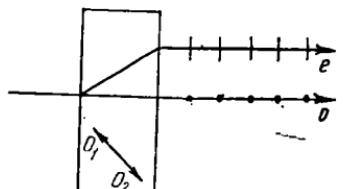
2) $\epsilon_x \neq \epsilon_y = \epsilon_z$ бўлса, оптик индикатриса OX ўқи атрофидаги айланма эллипсоид шаклига эга бўлади. Бу эллипсоидни YOZ текислик билан кесилса, айлана ҳосил бўлади. Демак, OX га перпендикуляр бўлган барча йўналишлар бўйича ϵ нинг қийматлари бир хил экан. Бундай кристални бир ўқли кристалл, OX ўқни эса кристалнинг O нуқта учун оптик ўқи деб аталади. Шуни алоҳида қайд қилиш лозимки, кристалнинг бирор нуқтаси учун оптик ўқ деганда бу нуқтадан ўтувчи тўғри чизиқни ёмас, балки кристалл ичидаги маълум йўналишини тушуниш 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.

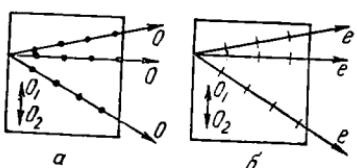


4.12- расм.

Исланд шпатининг кристалл панжараси ромбоэдр шаклига (4.11- расм) эга. Ромбоэдр қийшайган кубга ўхшайди. Унинг O_1 ва O_2 бурчакларини бирлаштирувчи тўғри чизик, яъни кичик диагонал кристалнинг оптик ўқи дейилади. 4. 11-расмда исланд шпати кристалл панжарасининг биттагина ячейкаси тасвирангган. Кристалл гарчасида эса шундай ячейкалар ҳар томондан ёнма-ён жайлышган 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 кристалининг оптик ўқи деб қабул қилинади.

Исланд шпати билан ўтказилган тажрибаларнинг кўрсатишича, фақат кристалнинг оптик ўқига параллел равишда ёруғлик тушган тақдирда нурни иккига ажralиб синиши кузатилмас экан, холос. Бошқа барча йўналишларда нур иккига ажralиб синади. 4. 12-расмда кристалл сиртига нормал равишда тушаётган нур тасвирангган. Бу ҳолда кристалнинг сптик ўқи O_1 , O_2 ва тушувчи нур ўзақо параллел бўлмаганинги учун нур кристалда иккига ажralади. Снеллиус қонунига бўйсунувчи оддий нур ўз йўналишини ўзгартирамайди. Файриоддий нур эса ўзининг „файриоддий“ хусусиятини намайиш қилиб нормал йўналишдан оғади. Шуни алсоҳида қайд қилмоқ лозимки, бу нурнинг „файриоддий“ лиги кристалга кириш ва чиқишида ҳамда кристалл ичидаги намоён бўлади. Кристалдан чиққандан сўнг бу нур „файриоддий“ лигини йўқотиб, худди оддий нур каби ясси қутбланган нур бўлиб қолади. Аммо бу нурнинг тебраниш текислиги оддий нурнинг тебраниш текислигига перпендикулярdir. Текширишларнинг кўрсатишича, оддий нур E векторининг тебранишлари кристал бош текислигига перпендикуляр йўналишда, файриоддий нурники эса кристалл бош текислигига содир бўлади.

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



4.13- расм.

— деган саволга жавоб беришими мумкин. 4. 13-расмда кристалнинг оптик ўқи билан турлича ҳосил қилиб тарқалаётган оддий нурлар тасвирангган. Бу нурларнинг E векторлари кристалнинг бош текислигига пер-

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

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

деган холосага келамиз.

Гайриоддий нурнинг E вектори кристалнинг бош текислигига 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 к.) нинг синдириш кўрсаткичи

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

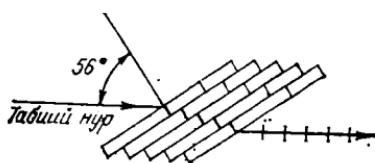
деган холосага олиб келади. E ва оптик ўқ орасидаги бурчакнинг $\pi/2$ га тенг қиймати кристалнинг оптик ўқи бўйлаб йўналган гайриоддий нурга тегишли бўлиб, бу ҳолда $n_e = n_o$ бўлиб қолади. Ҳақиқатан, тажрибаларда фақатгина оптик ўқ йўналишида ёруғликнинг иккига ажralиб синиши кузатилмайди. Сарқ ёруғикдан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

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

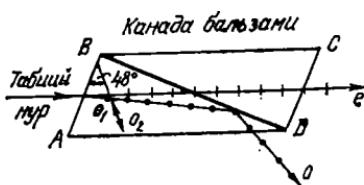
4-§. Поляризаторлар

Табиий ёруғикдан қутбланган ёруғик олиш учун шундай шароитлар яратиш керакки, бу шароитларда ёруғлик тўлқиннинг E вектори муайян аниқ бир йўналиш бўйлаб тебранадиган бўлсин. Бундай шароитларни ўзида мужассамлаштирган қурилмалар *поляризаторлар* деб аталади.

1) тушаётган ёруғлик нури билан Брюстер бурчаги ҳосил қиласынан тарзда жойлаштирилген диэлектрик нинг ясси сиртидан поляризатор сифатыда фойдаланиш мүмкін. Шиша пластинка учун Брюстер бурчагининг қиймати 56° га теңг. Бундай шароитта қайтган нур түлиқ 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 қутбланган нурга ажralади. Бирор усул ёрдамида бу нурлардан бирини йўқотсан, жисмдан фақат битта қутбланган (оддий ёхуд гайриоддий) нур чиқади, холос. Масалан, француз олим Николь томонидан таклиф этилган поляризатор (4. 15- расм) исланд шпатидан тайёрланган иккита (ABD ва BDC) призмадан иборат. Призманинг оптик ўқи AB қирра билан 48° ли бурчак ташкил қиласи. Бу призмалар канада бальзами билан елимланган. Елим қатламининг (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 табиий ёруғлик Николь призмасининг ABD қисмида ккки ясси қутбланган нур (e ва o нурлар) га ажralиб, канада бальзамидан иборат DB қатламга тушганда, уларнинг тақдирни 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) дан фақат гайриоддий нур ўтади, унинг тебра-

нишлари призманинг бош текислигига мос бўлган текисликда (4.15-расмдаги ҳолда чизма текислигига) содир бўлади;

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

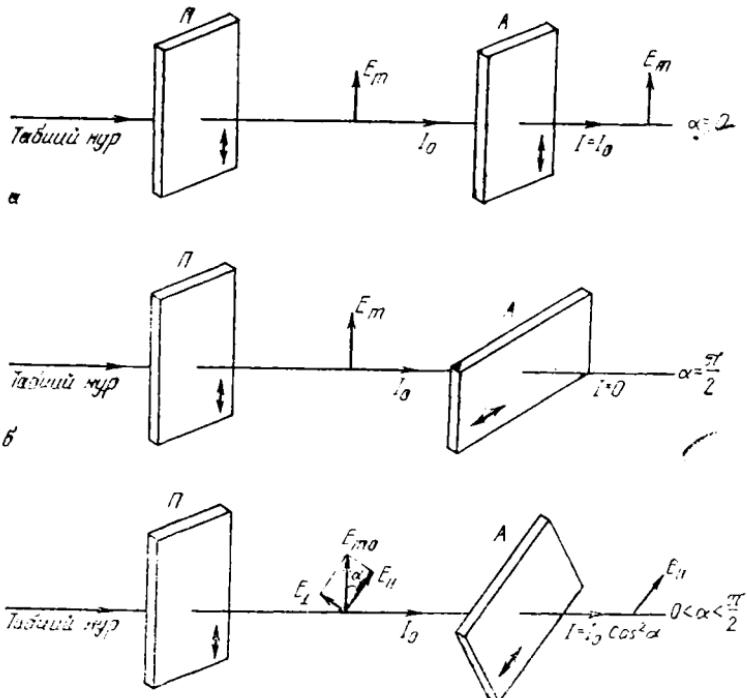
4) поляризатор сифатида поляроидлардан ҳам фойдаланилади. Поляроид юпқа цеплюлоид плёнкасида иборат бўлиб, унга герапатитнинг ингичка кристалчалари киритилган бўлади. Герапатит дихроизм хусусияти жуда кучли бўлган жисмдир. Герапатитнинг 0,1 мм қалинликдаги пластинкасида оддий нур тамоман ютилади. Поляроид тайёрланаштаганда герапатит кристалчалари бир йўналишда жойлаштирилади. Шунинг учун цеплюлоид плёнка ёруғликни иккига ажратиб синдириш, синган нурлардан бирини ютиб, иккинчисини ўтказиш хусусиятларига 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 ва 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 табиий 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 (*A*) вазифа-

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



4.16- расм.

ёруғлик тамоман ўтмайди, яъни $I=0$. Оралиқ вазиятларда эса, яъни гластинкалар оптик ўқлари орасидаги бурчак $0 < \alpha < \pi/2$ бўлганда (4. 16- в расм) анализатордан ўтган ёруғлик интенсивлиги $0 < I < I_0$ интревалдан ўзгаради. Охирги ҳолни ғатафсилоқ мұҳокама қилайлик.

Поляризатордан ўтган ёруғлик тўлқин E векторининг амплитуда қийматини E_m деб белгилайлик. E_m вектро ни икки ташкил этувчиша шундай ажратайликки, биринчи ташкил этувчи — E_{\parallel} анализатор оптик ўқига параллел, иккинчи ташкил этувчи — E_{\perp} эса унга перпендикуляр бўлсин. Бу амал битта тўлқинни иккита

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

$$E_{\parallel} = E_m \cos \alpha \quad (4.6)$$

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

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

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

Шуни қайд қилайликки, Малюс ўзининг қонунини ёруғликни тўлқин эмас, балки корпускула деб тасаввур қилиш асосида чиқарган. Кейинчалик Араго томонидан ўтказилган аниқ фотометрик ўлчашлар Малюс қонунинг тўғрилигини тасдиқлади.

6-§. Оптик анизотропияни сунъий равишда ҳосил қилиш усуllibарি]

Жисмларда оптик анизотропияни сунъий равишда вужудга келтириш усуllibарини баён қилишдан аввал, умуман анизотропияни қайд қилишининг оптик воситаси билан танишайлик.

Шаффоф анизотроп жисмларни унга тушувчи ясси қутбланган ёруғиклар ёдамида ўрганиш кенг тарқалган. Масалани соддалаштириш мақсадида оптик ўқига параллел равишда кесиб олинган бир ўқли кристалл пластинкани текширайлик. Тажриба қурилмаси схематик тарзда 4. 17- расмда тасвиғланган. Табий монохроматик ёруғлик поляризатор вазифасини ўтовчи P николга тушади. Ундан чиқсан ясси қутбланган нур K кристалл пластинкадан ўтиб, анализатор вазифасини ўтовчи A николга тушади. Пластинкани икки николь оралиғидан олиб туриб, поляризатор ва анализаторларни ўзаро перпендикуляр вазиятга мослаб оламиз. Қурилманинг бу вазияти 4. 16- б расмда тасвиғланган ҳолни эслагади. Бу ҳолда анализатордан ёруғлик ўтмайди, албатта. Агар николлар оралиғига изотроп кристалдан кесиб олинган пластинка жойлаштирилса ҳам аҳвол ўзгармайди, яъни

анализатордан ёруғлик ўтмайды. Энди анизотроп кристалдан кесиб олинган пластинкани ўз жойига, яъни николлар орлиғига жойлаштирайлик.

Натижада ақвон ўзгаради, системадан ёруғлик ўтади. Сабаби нимада? Сабаби шундаки, поляризатордан чиққан ёруғликтинг қутбланганлик ҳолатини кристалл пластинка ўзгартиради. Ҳақиқатан, кристалга тушаётган нурлар дастаси иккига ажралиб синиши туфайли вужудга келганди оддий вағайриоддий нурларнинг анализатордан ўтиб интерференциялашиши натижасида пайдо бўладиган манзара кузатилади. Лекин икки ёргулук тўлқиннинг интенференциялашиши учун қуйидаги икки шарт бажарилиши лозим эди:

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

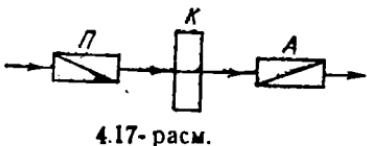
- 2) иккала ёргулук тўлқиннинг тебраниш текисликлари мос тушиши керак.

Текширилаётган ҳолда биринчи шарт бажарилади, чунки оддий вағайриоддий нурларнинг фазалар фарқи—

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

мазкур ёруғликтин тўлқин узунлиги λ учун ўзгармасдири. Бу ифодада d — пластинканинг қалинлиги. Иккинчи шарт эса биринчи қарашда бажарилмайдигандек бўлиб кўринади, чунки кристалл пластинкада иккига ажралган оддий вағайриоддий 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 текисликла 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 қоронги соҳалар пайдо бўлади. Тажрибада монохроматик ёргулук эмас, балки оқ ёргулук қўлланилса манзара ранг-баранг бўлади.

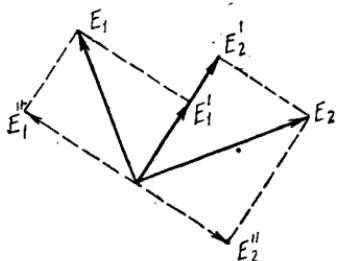
Юқорида баён этилган тажрибада кузатилган ҳодисалар фақат кристалл пластинкалардан ёруғлик ўтган ҳоллардагина эмас, балки поляризатор ва анализатор



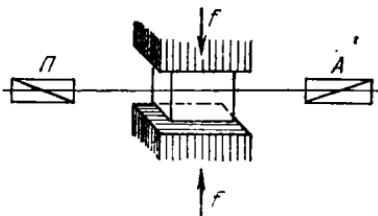
4.17-расм.

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

Жисмларда сунъий анизотропия вужудга келтиришни бир неча усуллари аниқланган.



4.18- расм.



4.19- расм.

1. Шаффоф жисмни сиқиши (ёки чўзиши) натижасида ўзига ҳос шундай бир хусусият вужудга келадики, у оптик ўқи сиқилиши (ёки чўзилиши) йўналишида бўлгай кристаллни эслатади (4. 19- расм). Шунииг учун жисм механик деформация таъсирида „квазикристалл“ га айланади, дейиш ҳам мумкин. Т. Зеебек ва Д. Брюстер механик деформация таъсари тифайли изотроп материалларда ёруғликнинг иккига ажralиб синишини кузатдилар. Тажрибалардан аниқланишича, оптик ўққа перпендикуляр йўналишлардаги оддий ва ғайриоддий нурлар синдириш кўрсаткичларининг фарқи жисмга таъсир этаётган кучланиш (жисмнинг бирлик кўндаланг кесимиға нормал равишда таъсир этувчи куч, яъни $\sigma = F/S$) га пропорционал:

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

бунда k – муаллян жисмнинг хусусиятларига боғлиқ бўлган коэффициент.

Агар жисмнинг қалинлигини d деб белгиласак, жисмдан чиққан оддий ва ғайриоддий нурларнинг фазалар фарқи

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

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

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

Бу ҳодисадан шаффофт жисмлардаги деформацияларни аниқлашда кенг қўлланилди. Шаффофт бўлмаган жисмларга ҳам бу усуслни қўллаш мумкин. Бунинг учун ўрганилиши лозим

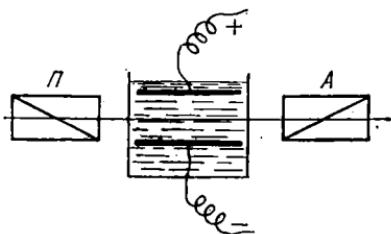
бўлган обьект (кўпприк, бино, машина элементи) нинг моделини шаффофт жисмдан ясалади ва уни мос пропорциядаги кучланиш таъсирида деформациялаб тажриба ўтказилади.

2. Суюқ ёки газсизон изотроп диэлектрик

электр майдонга жойлаштирилганда анизотропия вужудга келишини Ж. Керр аниқлаган. Шунинг учун бу ҳодиса Керр эффиқти деб ном олган. Бу ҳодисани ўрганиш учун қўлланиладиган қурилма схематик тарзда 4.20-расмда тасвирланган. Поляризатор ва анализатор оралиғида бирор идишга солинган суюқлик (масалан, нитробензол) жойлаштирилди. Суюқликка жойлаштирилган метал пластинкаларга потенциаллар фарқи берилса, суюқлик ёруғликни иккига ажратиб синдириш хусусиятига эга бўлади. Керр эффиқти диэлектрик кутблашининг 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 ғайриоддий ва оддий нурлар учун қутбланган суюқлик синдириш кўрсаткичларининг фарқи майдон кучланганлиги E_t , билан қўйидагича боғланган:

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

бунда B — Керр доимийси деб аталувчи коэффициент. Керр доимийси жисмнинг табиатига боғлиқ. Муайян жисм учун унинг қиймати тўлқин узунлик λ ва температурага боғлиқ. Температура ошган сари B камаяди, чунки температура юқорилашганда иссиқлик ҳаракатнинг дезориентацион таъсири ҳам кучаяди. d қалинликдаги суюқлик қатламидан ўтаётган оддий ва ғайриоддий



4.20-расм.

турларнинг фазалар фарқи учун қуйидаги ифодани ёза оламиз:

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

Керр эффицидада жисмларнинг анизотропик хусусиятлари сескин намоён бўлади. Масалан, $d = 0,143$ м бўлган ҳиджга солинган нитробензол устида $\lambda_o = 5 \cdot 10^{-7}$ м ёруғлик билан тажриба ўтказилаётган бўлса, $E_t = 3 \cdot 10^6$ В/м электр майдонда оддий ва гайриоддий нурларнинг фазалар фарқи $\Delta\varphi = \pi$ бўлади. Демак, электр майдон таъсир этмагунча қоронгилик кузатилса, электр майдон таъсирида анализатордан максимал ёруғликнинг ўтиши сузатилади. Шуни ҳам қайд қиласлики, (4.12) ифодага исосан, $\Delta\varphi$ ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғлиқ эмас.

Керр эффицидининг яна бир ажойиб хусусияти шундан иборатки, майдон таъсир этган замоноқ (аниқроғи тахминан 10^{-9} с вақт ичидаги) жисм анизотропик ҳолатга эришади. Майдон йўқотилганда ҳам шундай тезлик билан жисм изотроп ҳолатни тиклайди. Ўзининг бу ажойиб хусусияти туфайли Керр эффици ёруғлик интенсивлигини ниҳоят тез ўзгартириш лозим бўлган тегинканинг соҳаларида кенг қўлланилмоқда. Масалан, гез кинога олишда, тез ўзгарадиган процессларни текширишда ва ҳоказо.

3. *Кучли магнит майдон (H_t) 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 эффици деб юритилади. Таъсирловчи магнит майдон йўналишига перпендикуляр равишда тарқалабётган гайриоддий ва оддий нурлар учун текширилаётган жисм синдириш кўрсаткичларнинг фарқи

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

бўлади. Бунда C — Коттон—Мутон доимииси. У жисмнинг табиатига, тўлқин узунликка ва температурага боғлиқ.

V бөб

ИССИҚЛИК НУРЛАНИШ

Нурланишлар турли хил бўлади. Масалан, оксидла-наётган фосфорнинг нурланиши, газлардан электр ток ўтиш жараёнида вужудга келадиган нурланиш, қаттиқ жисмларни электронлар билан бомбардимон қилиш на-тижасида вужудга келадиган нурланиш, қиздирилган жисмнинг нурланиши, яъни иссиқлик нурланиш ва ҳо-казо. Бу нурланишлар бир-биридан ўзларининг вужуд-га келишининг табиати билан ажралиб туради. Лекин ҳар қандай нурланиш жараёнида ҳам энергиянинг бирор тури нурланиш энергиясига айланади. Хусусан, иссиқлик нурланишда нурланаётган жисм заррала-рининг хаотик иссиқлик ҳаракат энергиясининг бир қисми электромагнит түлқин тарзида нурла-наади. Бу нурланиш абсолют нолдан фарқли барча температурадаги жисмларда кузатилади ва температу-рага кучли боғлиқ бўлади. Шунинг учун, баъзан, иссиқлик нурланишни температуравий нурланиш деб ҳам аталади. Бу бобда нурланишнинг шу турини ўрганамиз.

Иссиқлик нурланишга оид қонунларни баён қилиш-дан олдин нурланиш ва унинг жисм билан таъсирлаши-шини характерлаш учун қўлланиладиган баъзи катта-ликларнинг моҳияти билан танишайлик.

1-§. Нурланиш ва жисм орасидаги муносабат характеристикалари

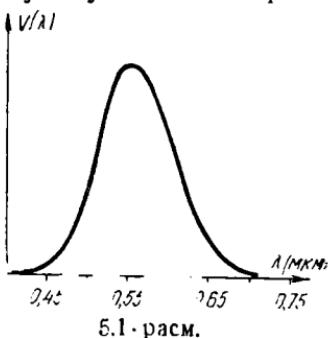
Ҳар қандай нурланишнинг асосий характеристикаси сифатида унинг оқими қабул қилиниши керак. Бирор юз орқали нурланишнинг оқими деганда бирлик вақт-да шу юз орқали ўтаётган нурланиш энергияси тушу-нилади:

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

бунда dW берилган юз орқали dt вақт ичida ўтган нурланиш энергияси.

Турли нурланишлар бир-биридан спектрларининг узлукли ёхуд узлуксизлиги, спектрларининг кенглиги ва спектрининг айрим қисмларига мес келувчи нурла-ниш оқими билан фарқланади. Нурланиш спектрининг турли қисмлари турлича хусусиятларга эга бўлиб, ўз-

ларини турлича намоён қиласы. Масалан, $\lambda = (0,40 + 0,75)$ мкм интервалдаги нурланиш инсон күзига тәсир қилиш хусусияти билан ажралиб туради. Инсон күзининг турли түлқин узунликли ёруғларни сезувчанлик хусусияти турлича, түлқин узунлиги 0,555 мкм бўлган нурланиш (яшил нур) учун күзнинг сезгирилиги энг катта бўлади. Агар бу нурларнинг кўринувчанлик функцияси $V(\lambda)$ ни 1 га тең деб олсак (5.1 расм), бошқа түлқин узунликли ёруғлик нурлари учун $V(\lambda)$ нинг қиймати 1 дан кичик бўлади. Түлқин узунликла-ри 0,40 мкм дан кичик ва 0,75 мкм дан катта бўлган нурланишларнинг оқими эса инсон күзида кўриш сез-



гисини батамом уйғотмайди. Лекин айрим интервалдаги түлқин узунликли нурланишлар химиявий реакция, фотоэффект ёхуд газларнинг ионланиши каби жараёнларни вужудга келтириши мумкин. Түлқин узунликла-ри анча катта бўлган нурланишлар оқимини эса электромагнит тебраниш контурлари ёрдамида қайд қилиш мумкин.

Умуман, нурланиш оқими [(5.1) ифодага қ.] қувват бирликларида ўлчаниши керак. СИ да ватт (Вт) ларда ўлчанади. Лекин нурланишларнинг айрим соҳалари учун бошқа бирликлар ҳам мавжуд. Масалан, ёруғлик түлқинларнинг оқими люмен (лм) ларда ўлчанади. Мантиқий жиҳатдан ёруғлик оқимининг бирлиги асосий бирлик сифатида танлаб олиниши лозим эди. Бироқ тарихий сабабларга кўра, СИ да ёруғлик кучининг бирлиги асосий деб қабул қилинган. Ёруғлик кучини манба (нурлангич) нурланишининг фазовий бурчак бирлигига тўғри келадиган ёруғлик оқими тарзидан аниқланади:

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

бунда $d\Phi$ — етарлича кичик $d\Omega$ фазовий бурчак ичида тарқалаётган ёруғлик оқими. СИ да ёруғлик кучининг ўлчов бирлиги кандела (кд). Бир кандела — 101325 Па босим остида бўлган платинанинг қотиш темпера-турасидаги (яъни 2042 К даги) тўла нурлангичнинг

$\frac{1}{600\ 000} \text{ м}^2$ юзидан перпендикуляр йұналишда нурлантирилаётган ёруғлик күчи

Демек, (5.2) ифодага асосан, ёруғлик күчи I кандела (кд) бўлган нурлангич I стерадиан (ср) фазовий бурчакса ҳосил қиласидиган ёруғлик оқими I люмен (лм) дир:

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

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

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

катталик ёруғликнинг механик эквиваленти деб аталган. Яшил нур учун қўринувчаник функцияси $V(\lambda) = 1$ әди. Шунинг учун $A = 0,0016 \frac{\text{Вт}}{\text{лм}}$ бўлган нурланишларнинг 1 лм ёруғлик оқимига $\frac{A}{V(\lambda)}$ Вт энергия оқими мос келади. Нурланиш оқими (Φ) бирор ясси параллел пластинка шаклидаги жисм сиртига туз аётган бўлсин. Бу оқим қисман қайтади (Φ_k), қисман жисмдан ютилади (Φ_ω), қолган қисми эса жисмдан ўтади (Φ_y), яъни

$$\Phi_k + \Phi_\omega + \Phi_y = \Phi \quad (5.5)$$

тенглик бажарилади. Бу тенгликнинг иккала томонини Φ га тақсимласак ва қуйидаги:

$\Phi_k / \Phi = \rho$ жисмнинг нур қайтариш қобилияти;

$\Phi_\omega / \Phi = a$ жисмнинг нур ютиш қобилияти;

$\Phi_y / \Phi = D$ жисмнинг нур ўтказиш қобилияти
— белгилашлардан фойдалансак, (5.5) ифода

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

қўринишга келади. Нисбатан қалинроқ бўлган кўргина каттиқ жисмлар учун $D = 0$ деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда (5.6) ифода

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

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

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

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

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

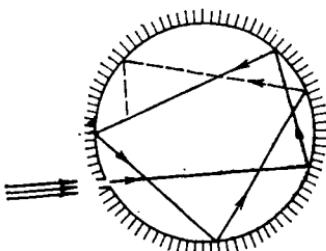
1) $\rho_{\lambda,T} = 1$ ва $a_{\lambda,T} = 0$,
яъни жисмга тушаётган нур тўла қайтарилади. Бундай жисм абсолют оқ жисм деб аталади.

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

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 $\lambda = (0,40 \pm 0,75)$ мкм соҳасида, нур ютиш қобилияти 0,99 га яқин. Лекин у инфрақизил 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 тешиккага орқали ковакка кириб қолгач, унинг ички деворларидан кўпмарта қайтгандан кейингина қайтиб чиқа олади. Ҳар бир қайтиш жараёнда нур



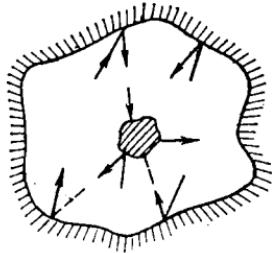
5.2-расм.

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

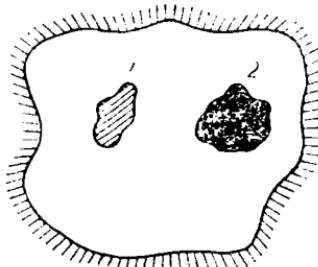
Жисмнинг нур қайтириш ва нур ютиш қобилиятларидан ташқари яна бир характеристикиси мавжудки, у T температурадаги жисмнинг бирлик сиртидан бирлик вақтда нурланётган электромагнит тўлқинларнинг энергиясини ифодалайди. Бу катталикини T температурадаги жисмнинг нур чиқариш қобилияти деб аталади ва e_T орқали белгиланади. ρ ва a лар ўлчамсиз катталиклар, чунки улар жисмга тушаётган нурланиш оқимининг улуши билан характеристланар эди. 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 λ тўлқин узунликлини нур чиқариш қобилияти $e_{\lambda,T}$ катталиктан ҳам фойдаланилади. Бу катталик T температурадаги жисмнинг бирлик сиртидан бирлик вақтда нурлантирилаётган электромагнит тўлқинлар энергиясини ифодалайди ва ($\text{Вт}/\text{м}^2$): $m = \text{Вт}/\text{м}^3$ ларда ўлчанади. Абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятыни бошқа жисмларнидан фарқ қилиш мақсадида $E_{\lambda,T}$ деб белгиланади.

2- §. Кирхгоф қонуни

Иссиқлик нурланиш бошқа турдаги нурланишлардан ўзининг бир хусусияти билан кескин фарқланади. Бу хусусиятиниң 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 қиласлик. Қобиқ ичидан ҳавосини сўриб олайлик. Жисм чиқарган нурланиш қобиққа тушиб, ундан бир ёки бир неча марта қайтгач, 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 қиласди. 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 ичидаги бир эмас, балки бир неча жисм жойлашган ҳол учун ҳам ўринли бўлади. Масалан, қобиқ ичидаги иккита бир хил температурадаги, яъни термодинамик мувозанатдаги жисм жойлашган ҳолни муҳокама қиласайлик (5.4-расм). Агар шу жисмлардан бири кўпроқ энергия нурлантириб камроқ энергия ютаётган бўлса, бу жисмнинг температураси пасайиб кетиши лозим. Бунинг өвазига иккинчи жисм температураси ортиши керак. Бинобарин, бирдан-бир натижаси 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 оид ҳар бир жисм қанча энергия нурлантирса, шунча нурланиш энергиясини ютади. Агар юқорида баён этилган мисолдаги (5.4-расмга к.) 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 равища E_T ва a_T деб белгилаймиз. Иккинчи жисмнинг нур чиқариш қобилияти E_T , нур ютиш қобилияти эса 1 га teng.

Бу иккала жисм орасида нурланиш воситасида нергия алмашинувини миқдоран мұхокама қилайлик. Бұ жисмлар ҳар бирининг бирлик юзидан бирлик ақтда мос равища e_T ва E_T энергиялар нурланади. Биринчи жисм иккінчи жисм нурлантирган энергиянинг E_T қисмини, яғни $a_T E_T$ энергияни ютади. Демак, биринчи жисм учун энергиялар баланси

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

үуносабат билан ифодаланади.

Иккінчи жисм эса биринчи жисм нурлантирган нергиянинг барча қисмини, яғни e_T энергияни ютади. Індандан ташқари, иккінчи жисм нурлантирган энергиянинг биринчи жисм қайтарған қисми, яғни $(1 - a_T) E_T$ а тенг нурланиш энергияси ҳам иккінчи жисм томоидан ютилади. Натижада иккінчи жисм учун энергия алансынинг ифодасини

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

үринища ёзиш мүмкін

(5.9) ва (5.10) ифодаларнинг иккаласидан ҳам қуйиаги муносабатни көлтириб 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 температуралары тўла нур чиқариш ва нур ютиш қобилиятынинг нисбати згармас катталиқ бўлиб, у айни температуралар бсолют қора жисмнинг тўла нур чиқариш қобилитига тенг.

Агар иккала жисм оралиғига фақатгина λ дан $\lambda + d\lambda$ гача интервалдаги тўлқин узунликли нурланишарни ўтказадиган, бошқа нурланишларни эса тамоман айтарадиган фильтр жойлаштирасак, юқоридагига ўхлаш муложазалар асосида Кирхгофнинг дифференциал онуни

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

фода билан аниқланишини исботлаш мүмкін. Кирхгоф онуни қуйидагича таърифланади: *иҳтиёрий жисмнинг ур чиқариш ва нур ютиш қобилиятынинг нисбати* бу жисмнинг табиатига боғлиқ бўлмай, барча сисмлар учун тўлқин узунлик ва температуранинг

универсал функциясынан үшін абсолют қора жисм нинг нур чиқариш қобилияты $E_{\lambda,T}$ га тенгдейр. Кирхгоф қонунидан қуийдаги мұхим натижалар кели чиқады:

1. (5.11) әз (5.12) ифодалардан

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

мұносабатлар ҳосил бўлади. Демак, ихтиёрий жисм нинг муайян температурадаги нур чиқариш қобилияты шу жисмнинг нур ютиш қобилияты билан абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятынинг кўпайтмасига тенг.

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

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

Демак, ихтиёрий жисмнинг нур чиқариш қобилияты худди шу температурадаги абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятидан кичик.

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

3-§. Абсолют қора жисм учун⁷ иссиқлик нурланиш қонунлари

Иссиқлик нурланиш назариясининг энг асосий вазифаси абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятынинг температура әз тўлқин узунликка боғлиқлик характеристикини аниқлашдан иборат. Бу соҳада олиб борилган изланишлар туфайли кашф этилган асосий қонунлар билан танишайлик. Биринчи қонун *Стефан—Больцман қонуни* (баъзан эса „тўртинчи даражажа“ қонуни) дебном 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 σ — Стефан—Больцман доимијиси бўлиб, унинг

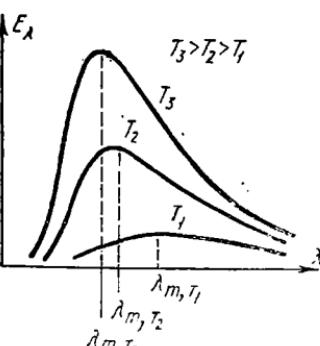
қийматини тажрибалар асосида $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$ деб аниқланган.

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

эгри чизиқлар асосида қўйидаги хулосалар келиб чиқади:

1. Абсолют қора жисмнинг нурланиш спектри узуксиздир.

2. Ҳар бир температурага оид бўлган нурланишнинг энергетик тақсимотини ифодаловчи эгри чизиқда аниқ максимум мавжуд бўлиб, у температура ошган сари қисқа түлқин узунликлар соҳасига силжийди.



5. 5-расм.

Виннинг силжииши қонуни деб аталган иккинчи қонун ана шу максимумларга тааллуқли: абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг максимумига мос келувчи λ_m түлқин узунликнинг абсолют температурага кўпайтмаси ўзгармас катталиkdir, яъни

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

бунда b — Вин доимийси, тажрибалар асосида $b = 2,898 \cdot 10^8 \text{ м} \cdot \text{К}$ эканлиги аниқланган. (5.16) дан кўринишicha, абсолют қора жисмнинг температураси T қанча юқори бўлса, λ_m шунча кичикроқ қийматга эга бўлади. Бошқача айтганда, температура ошган сари абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг максимуми қисқа түлқин узунликлар соҳасига силжийди.

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

1. Термодинамик мулоҳазалар асосида Вин

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

формулани таклиф этди. Бунда α ва β — 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 түлкін узунликлар соҳасида яхши мос келди. Лекин катта түлкін узунликлар соҳасида Вин формуласи $E_{\lambda,T}$ учун тажрибадагидан кичикроқ қийматларни беради.

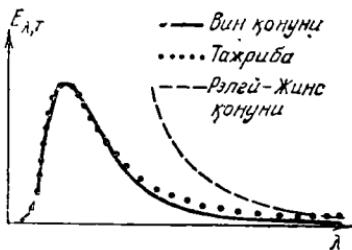
2. Рэлей ва Жинс иссиқлик нурланишга статистик физика методларини табтиқ этиб, абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилияти учун

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

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 пункттир чизик) катта түлкін узунликлар соҳасида тажриба қийматларига мос келади. Кичик түлкін узунликлар соҳасида $E_{\lambda,T}$, (5.18) га асосан, чексиз катта қийматга эга бўлиши керак. Ваҳоланки, тажрибада $E_{\lambda,T}$ қисқа түлкін узунликлар соҳасида (ультрабинафша соҳада) нолгача камайиб боради. Бу аҳволга П. Эренфест образли ибора билан „ултрабинафша 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 орасидаги мувозанатга фақат абсолют нолда эришилиши мумкин, деган холосага олиб келади. Бу эса тажрибаларга зиддир, чунки аслида ҳар қандай ихтиёрий температурада жисм — нурланиш системаси мувозанатда бўлиши мумкин.



5.6-расм.

Тажрибага мос келишлик нүктәи назаридан Рэлей — Жинс формуласи Вин формуласига нисбатан ёмон-роқдек туюлади. Лекин назарий жиҳатдан бундай эмас. Рэлей — Жинс формуласи классик физикага қатъ-ий равиша таяниб ҳисобланган. Үнга ихтиёрий танлаб олинадиган константалар аралаштирилмаган. Шунинг учун „ультрабинафша ҳалокат“ *классик назария му-ҳам тажрибалар натижаларини тушунтиришга қодир* эмаслигидан далолат берди. Макс Планкнинг эътиборини жалб қилган аҳвол ана шундай эди.

4-§. Планк формуласи

Классик физика қонунларига таяниб, $E_{\lambda,T}$ нинг тажриба билан мос келувчи ифодасини топишдаги мұваффақиятсизликларнинг сабаби — классик назария заминнада камчиллик мавжудлигидир. Макс Планк ана шундай хуносага келди ва 1900 йилда „ультрабинафша ҳалокатни“ бартараф қилиш учун классик назарияга зид бўлган ўзининг гипотезасини илгари сурди. Планк гипотезасининг можияти қўйидагидан иборат: *жисимларнинг нурланиши узлуксиз эмас, балки алоҳида улушлар* (квантлар) *сифатида чиқарилади*. Нурланиш ҳар бир улушкининг, яъни нурланиш квантининг энергияси

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

га тенг. Бунда $\nu = \frac{c}{\lambda}$ — нурланишнинг частотаси, h — Планк доимииси номи билан машҳур бўлган универсал константа. Ҳозирги вақтда *квант* сўзи фақат нурланишдагина эмас, балки бошқа физик катталиклар билан ҳам қўшиб ишлатилади. Масалан, электр заряднинг квенти деганда заряд миқдорининг энг кичик улуси, яъни электроннинг заряд миқдори тушунилади. Шунинг учун нурланиш квентини 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 жисим иссиқлик ҳаракатининг энергияси ҳатто биттагина квант чиқаришга ҳам етмайди. Қисқа тўлқин узунликлар соҳасида $E_{\lambda,T}$ нинг қийматини кескин камайиб боришини шу тарзда тушунириш мумкин.

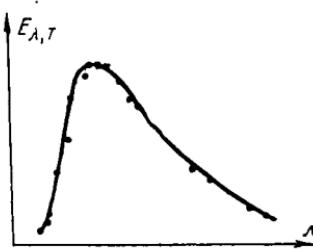
Планк юқорида баён этилган ўзининг гипотезасига асосланиб ва статистик физика қонуларидан фойдаланиб

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

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

1. Стефан -- Бөльцман қонунини ҳосил қилиш учун (5.21) ни түлқин узунликларнинг 0 дан ∞ гача интегралаймиз:

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



5.7-расм.

Ҳисоблашларни давом эттириш учун янги ўзгарувчи

$$x = \frac{\lambda k T}{h c} \quad (5.23^a)$$

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

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

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

ларни қўйиш керак. Натижада

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

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

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

Бу ифодада

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

белгилаш киритдик. h , c , k ларнинг қийматларидан фойдаланыб ҳисобланган Стефан — Больцман доимийси σ нинг қиймати тажрибаларда тспилган қиймат билан мөс келди. (5.24) дан фойдаланыб, σ нинг тажриба қийматига асосланиб, Планк h нинг қийматини анықлаган. Ҳозирги маълумотларга ассан $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Ж·с.

2. Планк формуласидан Виннинг силжиш қонунини ҳосил қилиш учун абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг максимумига мөс келувчи λ_m түлқин узунликни топиш лозим. Бошқача қилиб айтганда

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

шартни қаноатлантирувчи түлқин узунликнинг қийматини топиш керак. Буннинг учун (5.23) белгилашлардан фойдаланган ҳолда (5.21) дан ҳосила оламиз. Ҳосилани нолга тенглаштириб вужудга келтирилган тенгламани ечсак, унинг ечими

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

күринишида бўлар экан. Бу ифодани

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

шаклда ёзиб, унинг ўнг томснидаги ҳадни ҳисобласак, Вин доимийси b нинг қийматини тспган бўламиз. b нинг ҳисобланган бу қиймати тажрибаларда топилган қийматга жуда мөс 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 пиromетрлар

Иссиқлик нурланиш қонунларига асосланиб юқори температуралиарни ўлчаш усууллари оптик пирометрия деб аталади. Шу мақсадда құлланиладиган қурилмалар-ны эса оптик пирометрлар деб аталади. Шу пирометрлардан баъзиларининг ишлаш принципи билан танишайлик.

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

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

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

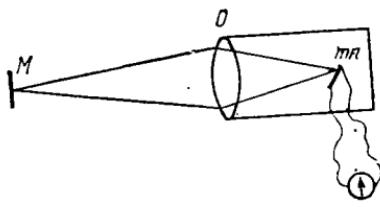
$$e_T = a_T E_T, \quad (5.27)$$

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

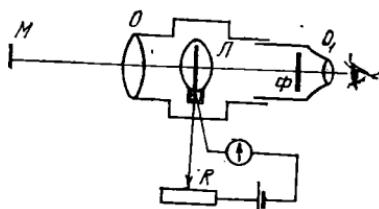
$$T_{\text{рад}} = T \sqrt[4]{a_T} \quad (5.28)$$

муносабат билан аниқланишини топамиз.

5-8-расмда радиацион пирометрнинг тузилиш схемаси тасвирланган. Жисм (M) нинг нурланиши термопара (tm) га туширилади. Термопара занжирига уланган гальванометр шкаласи абсолют қора жисмнинг кель-



5.8- расм.



5.9- расм.

винларда ифодаланган температурасига мослаб даражаланди. Шунинг учун бу пиromетр ихтиёрий жисмнинг радиацияси температурасини аниқлашга имкон беради.

2. Равшанлик пиromетри. Бу пиromетрнинг тузилиши 5.9-расмда тасвирланган. Температураси аниқлашиши лозим бўлган жисмдан келаётган нурланиш чўғланувчи лампа (L) толасининг текислигига объектив (O) ёрдамида мосланади. Окуляр (O_1) ёрдамида лампа толаси ва нурлангич жисм сиртининг тасвири кузатилади. Окуляр олдида жойлаштирилган фильтр (Φ) спектрнинг бир қисмини ўтказади. Одатда, спектрнинг $\lambda = 0,66$ мкм га яқин бўлган қисмидаги соҳачани ажратадиган фильтрдан фойдаланилади. Лампа толасининг равшанлиги R реостат ёрдамида ўзгартирилиши мумкин. Агар лампа толасининг равшанлиги жисм сирти тасвирининг равшанлигидан сртиқ бўлса, тола тасвир фонида ажралиб туради. Аксинча, толанинг равшанлиги кам бўлса, лампанинг толаси қоронгироқ бўлиб кўринади. Агар тола равшанлиги тасвир равшанлигига тенглашиб қолса, нурлангич жисм сирти тасвирининг фонида 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 усуlda аниқланган температурани равшанлик температураси $T_{\text{рав}}$ дейилади. Ҳақиқий температура ва равшанлик температураси ўзаро қўйидаги муносабат билан боғланган:

$$T = \frac{T_{\text{рав}}}{1 + \frac{k\lambda}{h c} T_{\text{рав}} \ln a_{\lambda, T}}$$

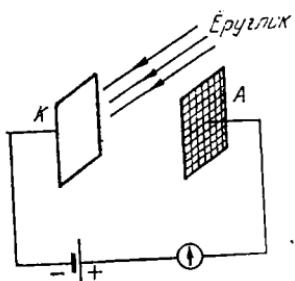
Юқорида баён этилган икки усулдан ташқари Вининг силжиш қонунидан фойдаланиб нурлангич жисмнинг температурасини аниқлаш ҳам мумкин. Бунинг чун жисм нур чиқариш қобилиятининг спектрал характеристикасини ўлчаш ва муайян спектр учун λ_m и аниқлаш керак. λ_m эса жисм температураси билан $\tau = b / \lambda_m$ муносабат орқали боғланган. Бу усул билан ниқланган қуёш температураси таҳминан 6000 К га енг. Шуни ҳам қай қылайликки, пирометрларнинг емпературани ўлчашда қўлланиладиган бошқа қурилма термометр, термопара) лардан афзалиги мавжуд: пирометрлар ёрдамида ниҳоят юқори температуралар ҳам, кузатувчидан жуда олисда жойлашган жисм (мазалан, астрономик обьект)ларнинг температуралари ҳам ўлчаниши мумкин.

V I б о б

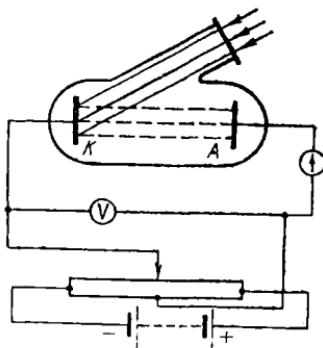
ЁРУҒЛИКНИНГ КВАНТ ХУСУСИЯТЛАРИ

1-§. Фотоэффект ва унинг қонунлари

Фотоэффект — ёруғлик таъсирида жисмдаги электроннинг ажralиб чиқшишидир. Бу ҳодисани биринчи ярта 1887 йилда Г. Герц кузатган. Фотоэффект бўйича инқдорий текширишларни рус физиги А. Г. Столетов тажарди (1888—1889 йиллар). Столетов тажрибасининг хемаси 6.1-расмда тасвирланган. Икки металл элекрордан бири пластинка шаклида, иккинчиси эса ўрсимон шаклда ясалган бўлиб, улар гальванометр анжирига уланган. Қурилма қоронгиликка жойлашти-илганда занжир бўйлаб электр ток кузатилмади. Лекин катод вазифасини ўтаётган пластинканинг ёритилиши иланоқ занжирда ток пайдо бўлади. Анод вазифасини таётган тўр ёритилса, занжирда электр ток вужудга елмайди. Демак, ёруғлик таъсирида катод сиртидан занфий зарядли зарралар ажralиб чиқади ва улар под томон ҳаракатланиб, занжирда электр токни ҳосил иладилар. Бу токни *фототок* деб аталади.



6.1- расм.



6.2- расм.

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

Фотоэффект ҳодисаси пластинка (катод) нинг фақат химиявий таркибигагина эмас, балки пластинка сиртнинг тозалик даражасига ҳам боғлиқ эканлиги тажрибаларда аниқланди. Шунинг учун фотоэффект ҳодисасини ўрганиш учун 6.2-расмда тасвирланган қурилмадан 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. Схемадаги потенциометр электроллар орасидаги кучланишнинг қийматларини ҳамда ишорасини ўзгартиришга имкон беради. Кучланиш вольтметр ёрдамида, фототок эса гальванометр ёрдамида ўлчанади. 6.3-расмда ёруғлик оқими Φ_1 ва Φ_2 , бўлган ҳоллар учун фототокнинг анод ва катод орасидаги кучланишга боғлиқлигини ифодаловчи эгри чизиқлар, яъни вольт-ампер характеристикалар тасвирланган. Расмдан кўринишича, электр майдон тезлатувчи характеристерга (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-

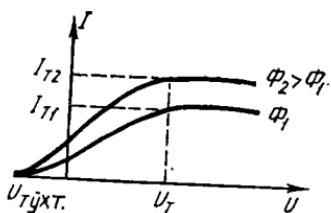
рилса, түйиниши токининг қиймати ҳам ўзгаради. Масалан, 6.3-расмда тасвирланган графикларда $I_{T_1} < I_{T_2}$, чунки $\Phi_1 < \Phi_2$. Бу тажрибалар **фотоэфектнинг биринчи қонунини** келтириб чиқарди: *муайян фотокатодга тушаётган ёруғликнинг спектрал таркиби ўзгармас бўлса, фототокниш түйиниши қиймати ёруғлик оқимига тўғри пропорционалдир.*

Анод ва катод орасидаги кучланиш нолга тенг бўлган ҳолда ҳам фототок мазжуд бўлади. Ҳаттоқи, $U < 0$ бўлган (яни 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 кўядилар. Натижада занжирдаги фототок тўхтаб қолади. Бу ҳолга мос келувчи тормозловчи кучланишининг қиймати $U_{t\ddot{y}xt}$ ни *тўхтатувчи кучланиши* (баъзан *тўхтатувчи потенциал*) деб аталади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, тормозловчи майдон кучайтирилган сари (6.3-расмдаги графикнинг $U < 0$ қисмига қаранг) фототок оқиста камайиб боради ва $U = U_{t\ddot{y}xt}$ да $I = 0$ бўлиб қолади. Демак, фототокдан ажralиб чиқаётган фотоэлектронларнинг тезликлари турлича. $U = U_{t\ddot{y}xt}$ бўлганда, ҳатто, энг катта тезликка эга бўлган фотоэлектронларнинг кинетик энергияси ҳам тормозловчи майдон қаршилигини енга олмайди. Бу чегаравий ҳолдан фойдаланиб қўйидаги муносабатни ёза оламиш:

$$e U_{t\ddot{y}xt} = \frac{1}{2} m_e v_{\max}^2, \quad (6.1)$$

бунда e ва m_e мос равишда электроннинг зарди ва массаси, v_{\max} фотоэлектрон тезлигининг максимал қиймати.

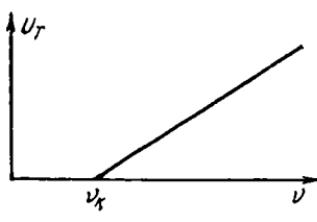
(6.1) ифодадан $U_{t\ddot{y}xt}$ нинг тажрибада олинган қийматларига мос келувчи v_{\max} ларни топиш мумкин. Тўлқин узунликлари турлича бўлган монохроматик ёруғликлар билан ўтказилган тажриба натижаларини муҳокама қилиш туфайли **фотоэфектнинг иккинчи қонуни**



6.3- расм.

деб аталаған қүйидаги хулосаға келинган: *муайян фотокатоддан ажралиб чиқаётган фотозелектронлар бошланғыч тезликларининг максимал қиймати ёруғлик интенсивлігінде боғлиқ әмас.* Ёруғликнинг тұлғын узунлігінде ўзгарса, *фотозелектронларнинг максимал тезликлари ҳам ўзгаради.*

Муайян фотокатодда тушаётган ёруғлик тұлғын узунліктері ва фотозелектронларнинг максимал тезлик-



6.4- расм.

лари орасидаги боғланиш графиги ўрнига ёруғлик частотаси ва тұхтатувчи кучланиш орасидаги боғланиши ифодаловчи графикни чизиш қулайроқ. Тажрибада аниқланған шундай грифик 6.4- расмда тасвирланған. Расмдан күринишича, $U_{T\text{ж}}$ нинг қиймати (яни фотозелектронларнинг максимал тезлигі) ва ёруғлик частотаси орасида чизиқли боғланиш мавжуд. Шуниси эътиборға лойиқки, частотанинг бирор ν_k қийматыда фотозелектронларнинг тезлигі нолға тенг бўлади. Частотанинг бу қиймати чегара ҳисобланади. $\nu < \nu_k$ частотали ёруғлик фотоэффект ҳодисасини вужудга келтирмайди. Фотоэффект кузатилиши учун $\nu > \nu_k$ частотали ёруғлик таъсир этиши лозим. Чегаравий частотага мос бўлган

$$\nu_k = \frac{c}{\lambda} \quad (6.2)$$

тұлғын узунлікни 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 киттароқ тұлғын узунлікли ёруғлик таъсирида фотоэффект вужудга келмайди. ν_k нинг қиймати ёруғлик интенсивлігінде мутлақо боғлиқ әмас, у фақат фотокатод материалининг химиявий табиатига ва сиртининг ҳолатига боғлиқ.*

Нихоят тажрибаларда намоён бўладиган яна бир факт мавжуд: ёруғликнинг фотокатодда тушиси билан фотозелектронларнинг ҳосил бўлиши орасида сезиларли вақт ўтмайди. Бу фотоэффектнинг тұрткынчи қонунидир.

Баён этилган бу тұрт қонун фотоэффектнинг хусу-

сиятларини тұла харктерлайди. Лекин шуни алоқида қайд қилиш лозимки, 6.2-расмда тасвирланған занжир бүйлаб 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 бажаради. Уни *фотоэлектр юритувчи куч* дейилади.

Электр юритувчи кучларни ҳосил қилувчи гальваник элемент ёхуд термсәлементга қиёс 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 қонунларни тушунтиришга ожизлик қиласи.

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

Иккинчидан, тўлқин назарияга асосан, электрон мегаплдан ажralиб чиқиши учун керакли энергияни ҳар қандай ёруғликтан 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, ультрабинафша нурлар) интенсивлиги ниҳоят заиф бўлса ҳам фотоэффект кузатилади. Бундан ташқари ниҳоят заиф интенсивликдаги ёруғлик тушаётган тақдирда, тўлқин назарияга асосан, ёруғлик тўлқинлар ташиб келган энергиялар эвазига металдаги электрон маълум миқдордаги энергияни жамғариб олиши керак. Бу энергия электроннинг металдан чиқиши (яъни чиқиш иши $A_{\text{ч}}$) учун етарли бўлган ҳолда фотоэффект содир

бўлиши керак. Ҳисобларнинг кўрсатишича, интенсивлиги жуда кам бўлган ёруғликдан A_q га етарли энергияни электрон жамғарип олиши учун соатлаб, баъзан ҳаттоқи суткалааб вақт ўтиши лозим экан. Тажрибаларда эса металга ёруғликнинг тушиши ва фотоэлектроларнинг 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 тасавур қилиш ёруғлик табиатини тўлиқ акс эттира олмайди, деган фикр вужудга келди. Бу фикр 1905 йилда А. Эйнштейн ёруғликнинг квант назариясини яратишига сабаб бўлди. Эйнштейн бу соҳада Планк гипотезасини ривожлантириб қўйидаги ғояни илгари сурди: *ёруғлик квантлар таркибасида нурланибгина қолмай, балки ёруғлик энергиянинг тарқалиши ҳам, ютилиши ҳам квантлашган бўлади.* Бу ғояга асосан, металл сиртига тушаётган ёруғлик оқимини ёруғлик квантлари (яъни фотонлар) оқими деб тасавур қилиш лозим. Фотоэффект ҳодисасида эса бу фотонлардан айримларининг металл сиртига яқин жойлашган айрим электронлар билан таъсирлашуви рўй беради (одатда, металл сиртига тушаётган фотонларнинг таҳминан мингдан бири фотоэффектни ҳосил қиласди, қолган фотонлар эса ўз энергияларини электронга эмас, балки кристалл панжалрага беради). Эйнштейн фотоэффектга энергиянинг сақланиш қонунини қўллади. Фотон билан электроннинг таъсирлашув жараёнида фотоннинг $h\nu$ энергияси электронга ўтади. Бошқача айтганда, *таъсирлашувга қадар ёруғлик квенти тарзида намоён бўлаётган энергия таъсирлашувдан сўнг электроннинг энергиясига айланади.* Агар бу энергия етарлича катта (яъни $h\nu > A_q$) бўлса, металдан электрон ажralиб чиқади. Энергиянинг қолган қисми эса металдан ташқарига чиқиб олган электрон (яъни фотоэлектрон) нинг максимал кинетик энергияси сифатида намоён бўлади. Шунинг учун

$$h\nu = A_q + \frac{me v_{\max}^2}{2} \quad (6.3)$$

тenglamda бажарилади. Максимал кинетик энергия де-йишимизнинг сабаби шундаки, электрон ўз йўлидаги қаршиликларни енгиш (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 моддадан ташқарига ажралиб чиқади. Баъзи моддаларда эса, масалан, ярим-ўтказгичларда фотонлар таъсирида валент зонадаги электрон бўш зонадаги энергетик сатҳларга кўчади. Бу процесс туфайли электрон модда ташқарисига чиқмасдан, унинг ичидаги қолади. Шунинг учун фотоэффектнинг бу турини *ички фотоэффект* деб аталади.

Эйнштейн тенгламаси фоатоэффектнинг барча қонуларини 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

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

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

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

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

3-§. Фотон ва унинг характеристикалари

Иссиқлик нурланиш, фоатоэффект ҳодисаларини ёруғликнинг „элементар заргаси“ — фотон тўғрисидаги

тасаввур асосида тушунтирилди. Баён этилган ҳодисалар устида мулоҳазалар юритилганда ёруғлик энергия (яъни электромагнит энергия) ана шу фотонларда мұжассамлашган, деган фикр асos қилиб олинди. Фотон энергияси ва тебраниш частотаси орасидаги бөлганиш $\epsilon = h\nu$ 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 бўлганган. 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 $v \ll c$. Замонавий физика катта тезликлар билан ҳаракатланаётган заргалар учун (6.6) муносабат тўғрилигини исботлади. У ҳолда ёруғлик фотони учун (6.6) ни қандай тушуниш лозим?

(6.6) ни

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

кўринишда ёзиг олайлик. Ёруғлик учун $v=c$. m_ϕ нинг қиймати эса чекли катталик [(6.5) га асосан]. Шунинг учун (6.6a) ифода асосида ёруғлик фотонининг тинчликдаги массаси m_0 нинг қиймати нолга тенг бўлиши керак, деган холосага 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 маҳсус 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:

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

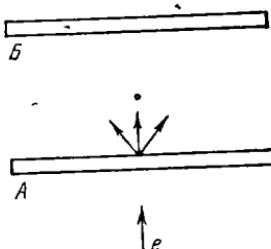
Шундай қилиб, барча зарралар каби фотон ҳам

энергия $\epsilon = h\nu$,

$$\text{масса } m_{\phi} = \frac{h\nu}{c^2}, \quad (6.7)$$

$$\text{импульс } p_{\phi} = \frac{h\nu}{c}$$

билин характерланади. Фотонлар мавжудлиги бир қатор тажрибаларда тасдиқланди. Шу тажрибаларнинг баъзилари билан танишайлик. А. Ф. Иоффе ва Н. И. Добронравов амалга оширган тажрибада (1922 й) зарядланган висмут зарраси (Bi) ясси конденсатор қопламалари орасида „муаллақ“ вазиятда туради (6.5-расм), яъни зарранинг оғирлик кучи заррага тескари йўналишда 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 A анодга келиб урилгач, унда тормозланади. Натижада A дан бир секундда 1000 га яқин рентген импульслари чиқарилади. Бу рентген нурлари таъсира иди зарра 30 минутлар чамасида бир марта „титраб“ мувозанатдан чиқсан. Ҳисобларнинг кўрсатишича, шундай вақт ичиди зарра йўналишида битта рентген квант нурланаэр экан. Бу квант зарра билан тўқнашгач фотоэфект ҳодисаси рўй беради. Натижада заряди ўзгарган (ажралиб чиқсан электрон ҳисобига) зарра мувозанат вазиятдан чиқади. Тажрибани ана шундай тушунтириш мумкин ва у рентген нурларининг жисм билан таъсир-



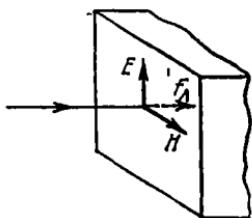
6.5- расм.

Лашуви квант характерига эга эканлигини тасдиқлайды. Агар рентген нурлари түлкүн тарзидаги тарқалади деб тасаввур қилинса, затрандан электроннинг ажралиб чиқиши учун лозим бўладиган энергия A_q нинг қийматига етгунча йиғилиши лозим. Тажрисаларда қўлланилган рентген нурларининг интенсивлиги ниҳоят кичик бўлганлиги учун, ҳисобларнинг кўрсатишича, бундай энергия ҳаф қанча вақт ўтса ҳам йиғилмас экан.

С. И. Равилорнинг фикрига кўға, ёруғлик оқими айрим фотонларнинг йиғиндинсидан иборат бўлса, статистик физика қсонуларига асосан фотонларнинг флукутацияси (флукутация — физик катталикнинг ўртача қийматидан тасодифий четга чиқишлиари) кузатилиши лозим. 1933 – 1942 йиллар мобайнида ўтказилган кузатишларда бу фикр тасдиқланди. Натижада ёруғликнинг фотон табнатини исботловчи яна бир далилга эришилди.

4-§. Ёруғлик босими

Максвелл назариясига асосан, жисм сиртига тушаётган ҳаф қандай электромагнит түлкүн шу жисмга босим беради. Босими вужудга келишини қўйидагича тушунириш мумкин. Яси ёруғлик түлкүн металл сиртига нормал разишла тушаётган бўлсин (6.6-расм).

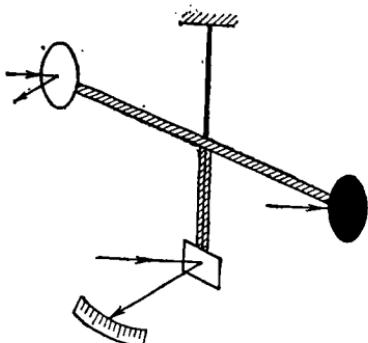


6. 6-расм.

У ҳолда ёруғлик түлкүннинг E ва H векторлари металл сирти бўйлаш йўналган бўлади. Ёруғликнинг электр майдони таъсирни, а металл сиртига яқин жойлашган электрон майдонга тескари йўналишда ҳаракатга кела бошлади. Лекин шу рақтнинг ўзида ёруғлик түлкүннинг магнит майдони томонидан ҳаракатланадиган электронга лорентц

кучи (F_a) таъсир қиласи. Бу куч металл сиртига перпендикуляр разишла унинг ичига қараб йўналган. Ёристилаётган металл сиртининг бирлик юзига таъсир этадиган лорентц кучларининг йиғиндинси ёруғлик босимини характерлайди. Максвелл назарияси асосида ўтказилган ҳисоблар натижасида ёруғлик босими учун қўйидаги формула ҳосил қилина:

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



6.7- расм.

бунда ω — сиртга тушаётгандык босиминин өнергиясынинг ҳажмий зичлигиги, ρ — сиртниң өруғликтің қайтариш коеффициенти.

Өруғлик босиминин биринчи бўлиб 1900 йилда П. Н. Лебедев тажрибада аниқлади. П. Н. Лебедев тажрибасининг моҳияти қўйидагидан иборат: осонгина буриладиган парракнинг қанотларидан бири қорайтирилган, иккинчиси эса ялтироқ қилиб ясалган (6.7-расм).

Бу қанотларни навбатма-навбат ёритиш натижасида ҳосил бўладиган парракнинг буралишлари таққосланади. Паррак ўқига ёпиширилган кичкина кўзгудан қайтувчи нурнинг оғишига асосланиб парракнинг буралишларидан даражаси тўғрисида маълумот олинади. Тажрибаларда өруғликнинг ялтироқ қанотга берадиган босими (P_α) қорайтирилган қанотга берадиган босими (P_k) дан икки марта катта бўлиб чиқди. Бу натижка Максвеллнинг назарий холосасига мос келади. Ҳақиқатан, идеал ялтироқ сирт учун $\rho=1$. Шунинг учун, (6.8) га асосан,

$$P_\alpha = \omega (1 + \rho) = 2\omega.$$

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 тушаётгандык ясси монохроматик өруғлик дастасининг бирлик ҳажмида N та фотон мавжуд бўлсин. Сирт устида асосининг юзи бир бирликка, баландлиги эса c га тенг бўлган цилиндрни хаёлан тасаввур қиласайлик. Цилиндр ичидаги $N \cdot c$ фотонларнинг барчаси бирлик вақтда сиртниң бирлик юзига тушади. Уларнинг $\rho N c$ қисми сиртдан қайтади, қолган қисмини, яъни $(1 - \rho) N c$ фотонларнинг бирлик юзига тушади.

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

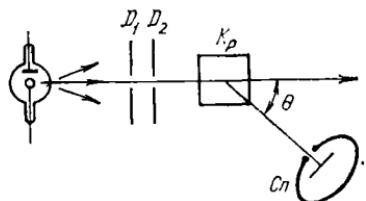
$$P = 2m_{\phi}c \cdot \rho N c + m_{\phi}c \cdot (1 - \rho) N c = (1 + \rho) N m_{\phi}c^2. \quad (6.9)$$

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

5-§. Комптон эфекти

Комптон эфекти деб ном олган ҳодисани 1923 йилда А. Комптон рентген нурларининг сочилишига оид тажрибада аниқлади. Тажрибанинг схемаси 6.8-расмда тасвириланган. D_1 ва D_2 диафрагмалар ёрдамида ингичка даста шаклига келтирилган рентген нурлари сочувчи кристалл K_p га тушади. Социлган нурларни рентген спектрограф Cp 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 иктиёрий θ бурчак ҳосил қилиб социлган рентген нурларининг тўлқин узунлиги (λ') нинг қиймати кристалга тушаётган рентген нурларининг тўлқин узунлиги λ дан катта. Нурларнинг частоталари тўғрисида мулоҳаза юргизиладиган бўлса, социлган нурларнинг частотаси ($v' = \frac{c}{\lambda'}$) тушаётган нур частотаси ($v = \frac{c}{\lambda}$) дан кичик. Тушаётган ва социлган нурлар тўлқин узунликларининг фарқи ($\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$) нинг сочилиш бурчагига боғлиқлиги

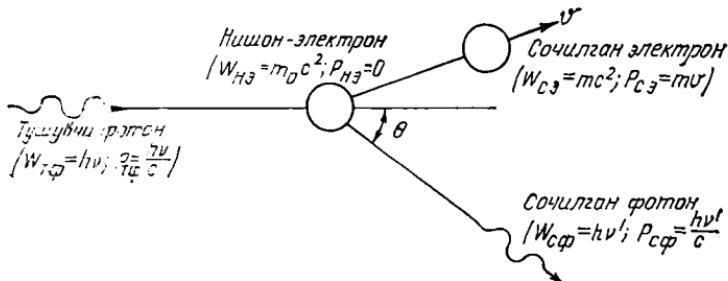


6.8- расм.

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

туносабат билан ифодаланади. Бунда K — комптон доитиси бўлиб, унинг тажрибаларда төпилган қиймати $1,41 \cdot 10^{-12}$ м га тенг.

Тўлқин назарияга асосан, рентген нурларининг ўзга-увчан электр майдони таъсирида кристалдаги атомтарнинг электронлари мажбуран тебранадилар ва улар иккиласми тўлқинлар тарқатадилар. Бу иккиласми тўлқинлар (сочилган рентген нурлари) нинг частотаси



6.9-расм.

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

Комpton эффицитини ёруғликнинг квант назарияси асосида тушунтирилди. Бунда рентген нурларининг кристалдан сочилиш ҳодисасини рентген фотонларининг кристалдаги эркин электронлар билан тўқнашуви маҳсулидир, деб ҳисобланади. Энергияси $W_{t\phi} = h\nu$ ва импульси $p_{t\phi} = \frac{h\nu}{c}$ бўлган фотон электрон билан тўқнашаётган бўлсин (6.9-расм). Тўқнашиш содир бўлгунча нишон электроннинг энергияси $W_{ce} = m_0 c^2$ (бунда m_0 — электроннинг „тинчлик“ вазиятидаги массаси) ва импульси $p_{ce} = 0$ қийматлар билан характерланади. Тўқнанашиш туфайли электрон фотон энергиясининг бир қисмини қабул қиласи ва v тезлик билан ҳаракатга келади. Натижада бу сочиликан электрон $W_{ce} = mc^2$ энергияга ва $p_{ce} = mv$ импульсга (бу ифодаларда $m = m_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$) эришади. Фотоннинг ўзи бошланғич йўналиш билан θ бурчак ҳосил қилиб сочилади. Сочилган фотоннинг энергияси ($W_{cf} = h\nu'$) ва импульси ($p_{cf} = \frac{h\nu'}{c}$) тушаётган фотоннидан кичикроқ бўлиши та-

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

Фотон ва эркин электроннинг таъсирилашуви туфайли вужудга келган тўлқин узунлик ўзгаруви— $\Delta \lambda$ тўғрисида миқдорий ахборот олиш учун энергия ва импульснинг сақланиш қонуналарига 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 қиласиз. Бу ифодани (6.10) билан солиштиrsак, комптон доимийси $K = \frac{h}{m_0 c}$ бўлиши керак, деган холосага 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 қиласи.

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

Оптикага оид ҳодисаларни ўрганиш натижасида қуидаги холосалар келиб чиқади:

1) абсолют қора жисм нурланиш спектридаги энергия тақсимоти, фотоэффект, Комптсон эффиқти ёруғликнинг квант хусусиятларидан далолат беради;

2) ёруғлик интерференцияси, дифракцияси, дисперсияси, қутбланиши каби ҳодисаларда ёруғликнинг тўлқин хусусиятлари намоён бўлади.

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

Бу саволга жазоб бериш учун қуйидаги тажрибани тасаввур қиласыл. Иккі бир-бираға яқын жойлаштырылған тирқишидан ёруғлик үтәтгандар бўлсин. Иккалағирқиши очик бўлган ҳолда экран ўрнига жойлаштирилған фотопластинкада назбатлашган ёруғ ва қоронги соҳалардан иборат интерференцион манзара вужудга келади. Фотопластинканы алмаштирайлик. Бу фотопластинкага олдин фақат биринчи тирқишидан, кейин фақат иккинчи тирқишидан ёруғлик туширамиз. Бу ҳолда ҳам фотопластинкага ёруғлик иккала тирқиши 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 қиласыл: фотонлар тирқишидан ўтиш жараёнида тирқиши деворларига урилиб йўналишларини ўзгартиради, натижада фотопластинкаларнинг турли соҳаларига тушган фотонлар сони турлича бўлади, деб тасаввур қилиб кўрайлик. У ҳолда иккала тирқиши бир вақтда очик қолдирилған ҳолдаги ва тирқишилар назбатма-наэбат очик қолдирилған (аммо ёруғлик бир фотопластинкага туширилған) ҳолдаги манзараларнинг ҳар хил бўлишини мутлақо тушунтириб бўлмайди.

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

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

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

мул оҳазаларда тўлқин манзагасидан электромагнит нурланишнинг модели сифатида фсйдаландик. Умуман, ўлчаш ёки кузатиш натижасида йигилган ахборотларни назарий жиҳатдан муҳсама қилинаётганда текшириш обьекти (ҳодиса) ни соддалаштиришга ёрдам берадиган баъзи фаразлардан фойдаланилади. Бу фаразлар асосида текширилаётган буюм ёки ҳодисаларни идеаллаштирилган модели ҳосил қилинади. Ҳар қандай модель обьектив табиатни фақат биринчи 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 барча ҳолларда обьектни айнан акс эттира олмайди-да. Худди шунингдек, ёруғликнинг корпускула модели ҳам ҳамма вақт қўл келавермайди. 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 вужудга келади. Ёруғлик баъзи қурилмаларга тўлқинга ўхшаш таъсир қиласа, баъзиларига корпускулага ўхшаб 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 хусусиятларнинг диалектикани бирлиги кузатилади. Бироқ бу хусусиятлар маълум қонуният асосида намоён бўлади: тўлқин узунликнинг камайиши (частотанинг ортиши) билан электромагнит нурланишнинг корпускуляр хусусиятлари кўпроқ намоён бўлади. Аксинча, тўлқин узунликнинг ортиши (частотанинг камайиши) туфайли электромагнит нурланишнинг тўлқин хусусиятлари юзага чиқа бошлайди.

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

фаzonинг бирор нуқтасига тушиш эҳтимоллиги тўлқин имплитудасининг квадратига пропорционалdir.

Шуидай қилиб, электромагнит нурланиш физик нуқтаи назардан реал объект бўлиб, у тўлқинга ҳам, корпускулага ҳам ўхшамайди. Тўлқин ва корпускула гасаввурлари ҳодисаларни талқин қилишда фойдаланиладиган моделлар бўлиб, улар нурланишнинг бир-бири билан узвий бўғланган турли хусусиятларини акс эттиради. Баъзи шароитларда нурланишнинг табиати, асосан, корпускуляр хусусиятлар билан аниқланиб, тўлқин хусусиятлар эса текширилаётган ҳодисанинг унчалик аҳамиятга эга бўлмаган хислатларини ифодалайди. Бошқа хил шароитларда эса нурланишнинг тўлқин табиати ўрганилаётган 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 фикрни ривожлантириб 1924 йилда де-Бройль янги гипотезани илгари сурди. *Табиат симметрияга мойил бўлганлиги туфайли модда зарраларининг факат корпускуляр хусусиятлари эмас, балки тўлқин хусусиятлари ҳам содир бўлиши керак.*

Бошқача қилиб айтганда, де-Бройль гипотезасига асосан, корпускуляр-тўлқин дуализм электромагнит нурланиш учун ҳам, модда зарралари учун ҳам тегишлайдир. У ҳолда электромагнит нурланиш фотони учун ўринли бўлган қўйидаги

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

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

$p = mv$) бўлган зарғанинг ҳаракатланиш жараёнидаги узунлиги

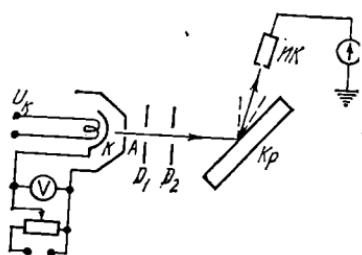
$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (7.1)$$

бўлган тўлқиннинг хусусиятлари намоён бўлиши керак деган хуносага келинади. (7.1) ифодани де-Бройль формуласи деб, λ ни эса де-Бройль тўлқин узунлиги деб аташ одат бўлган. Де-Бройль гипотезаси билан танишгач, Эйнштейн қўйидаги фикрни айтди: агар бу

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. Киздирилган K катоддан чиққан термоэлектронлар катод ва A анод оралиғидаги электр майдон таъсирида теззатилиди. Электро-

нлар дастаси D_1 ва D_2 диафрагмалар ёрдамида ингичка даста шаклида Kp кристалга, ундан сочилган электронлар эса ионизацисн камера (IK) га тушади. Ионизацисн камера да вужудга келган ток гальванометр ёрдамида ўлчанди. Тажрибада исназацион камерани силжитиш ёрдамида турли бурчаклар остида сочилган электронларни қайд қилиш имконияти мавжуд эди. Тажрибалар натижаси шуни кўрсатдики, сочилиш бурчагининг ўзгариши билан исназацион камерадаги тек кучи менотон равища ўзгармайди, балки бир қатор максимумлар кузатилди. Масалан, никель кристали билан тажриба ўtkazilganда электронларни теззатувчи (яъни K ва A лар орасидаги) потенциаллар фарқи 54 В бўлганда (бундай майдонда электрсн $\sim 4 \cdot 10^6 \frac{M}{c}$ тезликка эришади) сочилиш бурчагининг $\alpha=50^\circ$ қийматида максимум кузатилди. Агар шу тажриба электронлар дастаси билан эмас, балки рентген нурлари билан ўtkazilsa, 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 узунликни ҳисобласак, $\lambda \approx 1,67 \cdot 10^{-10} m$ қийматни ҳосил қиласиз. Мос келувчи



7.1-расм.

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

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

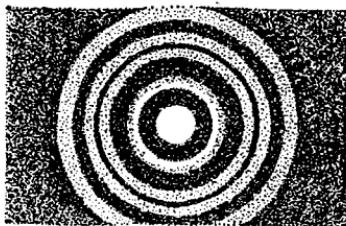
1948 йилда В. Фабрикант, Б. Биберман, ва Н. Сушкинлар ниҳоятда заиф интенсивликдаги электронлар оқими билан тажриба ўтказдилар. Бу тажрибалар натижалари тўлқин хусусиятлар электронлар оқими учун гина эмас, балки айрим электронлар учун ҳам тегишлидир, деган холосага олиб келди.

Умуман, (7.1) ифода барча зарралар учун ўринли. У ҳолда нима учун кундалик турмушда модда бўлакларининг ёки отилган тошнинг ҳаракати туфайли дифракцион манзара кузатилмайди? — деган савол туғилиши табиийдир. Бу саволга жавоб бериш мақсадида оғирлик кучи туфайли Ер сирти томон ҳаракатланаётган чанг зарраси ($m=10^{-9}$ кг, $v=10^{-3}$ м/с) нинг де-Бройль тўлқин узунлигини ҳисоблайлик:

$$\lambda = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж}\cdot\text{с}}{10^{-9} \text{ кг} \cdot 10^{-3} \text{ м}/\text{с}} \approx 6 \cdot 10^{-22} \text{ м.}$$

Оптикан маълумки, оптик ҳодисаларни аниқловчи характерли ўлчамларни (масалан, тирқиш ёки тўсиқнинг ўлчамларини) 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 чанг заррасининг де-Бройль тўлқин узунлиги (10^{-22} м) зарранинг хусусий ўлчами ($\sim 10^{-5}$ м) дан жуда кичик. Шунинг учун бундай шароитларда тўлқин хусусиятлар ошкор бўлмайди, албатта.

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



7.2- расм.

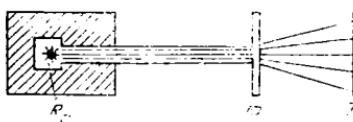
ларнинг массалари катта бўлгани туфайли, (7.1) формула гасон, уларнинг де-Бройль тўлқин узунликлари жуда кичик бўлади. Бу эса макрожисмларнинг тўлқин хусусиятларини кузатиб бўлмасликнинг сабабидир. Шунинг учун бизнинг онгимизда макрожисм ҳақида фақат корпускуляр тасаввур мавжуд бўлади.

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

2-§. Атом тузилиши ҳақидаги классик тасаввурларнинг ривожланиши

Узоқ вақтлар давомида фанда атом материянинг бўлинмас қисми, „дунё тузилишининг энг элементар ғиштчалари“ деган фикр ҳукмронлик қилиб келди. Атом грекча „атомос“ сўзидан слинган бўлиб, „бўлинмас“ деган маънени англатади.

XIX аср охирларига келганда эса бир қатор машҳур тажрибалар туфайли атомнинг мураккаб тузилиши тўғрисидаги фикр анчагина сайдинлашиб қолди. Бу соҳада, айниқса, Резерфорд тизжрибаси эътиборга лойиқдир. Бу тажрибанинг схемаси 7.3-расмда тасвиранланган. Кўрғошин бўлагининг ичидаги көвакда радио-



7.3- расм.

актив манба — радий жойлаштирилган. Манбадан барча йўналишларда альфа-зарралар чиқади. Лекин қўрғошиндаги тирқиши йўналишидан бошқа барча йўналишларда альфа-зарралар ютилади. Тирқишдан чиқсан альфа-зарралар дастаси Φ слтин фольгага перпендику-

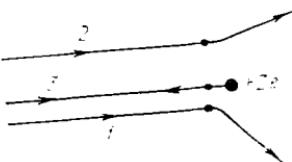
ляр ғавишда тушади. Фольгадан ўтган зарралар флуоресценцияланувчи қатлам билан қопланган (\mathcal{E}) экранга тушган нуқталарда чақмоқчалар вужудга келади. Бу чақмоқчаларни кузатиш асосида альфа-зарраларнинг фольгадан ўтиш жараёнидаги сочилиш тўғрисида ахборот олинди. Кузатувларнинг кўрсатишича, альфа-зарраларнинг аксарияти ўз йўналишларини ўзгартирмайди ёки жуда ки-

чик бурчакларга оғади. Лекин зарраларнинг бир қисмі етарлича катта бурчакларга оғади. Ҳатто орқасиг; қайтган альфа-зарралар ҳам кузатилган. Тажриба нати жаларини тушунтириш учун Резерфорд атом тузилиши ни қуидаги фараз қилди: *атомнинг нүхоят кичи соҳасида мусбат заряд жойлашган, унинг атрофи даги атомнинг барча соҳаси эса манфий зарядли электронлар булутидан иборат бўлиб, бу электронларнинг тўлиқ заряди мусбат зарядга миқдоран тенг.*

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 — „магиз“ деган маънони англатади) орасида амалга ошади. Натижада ядрога яқинроқ масофадан ўтаётган альфа-зарра (7.4-расмда 1 деб белгиланган) ядродан узокроқ масофадан ўтаётган альфа-зарра (расмда 2 деб белгиланган) га нисбатақ каттароқ бурчакка сәди, чунки альфа-зарра ва ядро орасидаги ўзаро итаришувчи кулон кучи улар орасидаги масофага тескари пропорционалдир. Тўппа-тўғри ядро томон келаётган альфа-зарра (расмда 3 деб белгиланган) эса кулон кучи таъсирида секинлашиб тўхтайди, сўнг орқасига қайтади. Классик физика қонунари асссида ўтказилган миқдорий ҳисоблар Резерфорд фаразини тасдиқлади.

Шу тариқа атомнинг ядро модели яратилди. Уни баъзан, *атомнинг планетар модели* деб ҳам аталади, чунки ядрсни Қуёшга, электронларни эса сайёralарга ўхшатилади. Бу модель атом тузилишини ўрганишда муҳим қадам бўлди. Лекин унинг камчиликлари ҳам мавжуд эди. Камчиликлар асссан 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 $v \sim 10^6 \frac{m}{s}$ тезлик билан ҳаракатланадиган электрон қиймати

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



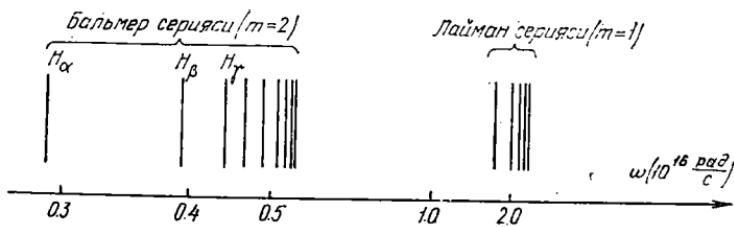
7.4- расм.

бўлган нормал тезланишга эга бўлади. Классик электродинамикага асосан бундай электрон электромагнит нурланиш чиқариши ва энергияси камайганлиги туфайли унинг орбитаси борган сари торайиб бориши лозим. Ҳисобларнинг кўрсатишича, тахминан 10^{-8} с чамаси замт ўтгач, водород атомининг электрони ядрога йиқилиб тушиши керак. Ваҳоланки, водород атоми барқасордир. Бу мос келмаслик планетар модель дуч келган биринчи қийинчилликдир. Иккинчи қийинчилликнинг мөқияти қўйидагидан иборат: заряди $+e$ бўлган водород атомининг ядроси атрофида r радиусли орбита бўйлаб v тезлик билан айланётган электрон учун ҳар бир онда кулон кучи ($F_k = e^2/4\pi\varepsilon_0 r^2$) ва марказдан қочма куч ($F_{mk} = m_e a = \frac{m_e v^2}{r}$) лар тенг бўлади, яъни

$$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{m_e v^2}{r}. \quad (7.2)$$

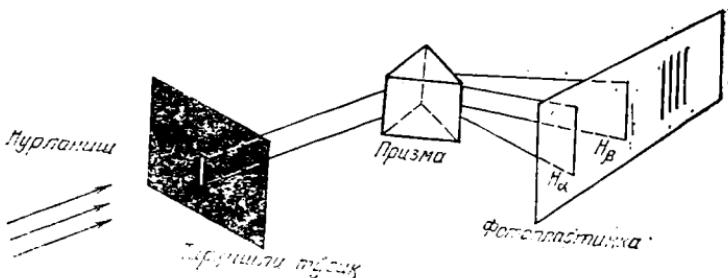
Эу тенглама r нинг ниҳоят кўп қийматлари учун бажарилади. r нинг ҳар бир ихтиёрий қийматига эса электрон тезлиги v нинг ва энергияси W нинг аниқ қийматлари мос келади. Шунинг учун r нинг ўзгарувларида (аниқроғи электронни ядрога яқинроқ орбиталарга ўтиши натижасида) чиқариладиган электромагнит нурланишларнинг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

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



7.5- расм.

нинг асосий қисми призма бўлиб, тасмасимон тирқишидан ўтиб призмага тушаётган турли тўлқин узунликлі (частотали) нурланишлар бу призмада турлича синади яъни частотаси кичикроқ бўлган қизил нурланиш час тотаси каттароқ бўлган бинафша нурланишга нисбатал кичикроқ бурчакка оғади. Натижада фотопластинкада спектрограф тирқишининг турли частотали нурланишлар



7.6- расм.

вужудга келтирган тасвиirlари пайдо бўлади. Тирқиши тасмасимон шаклда бўлганлиги учун тасвир ҳам тасмасимон бўлади. Лекин спектрографни ажратиш қобилиятини ошириш мақсадида тирқиши ниҳоят энсиз қилиб олинадики, натижада ишлов берилган фотопластинка даги тасвир худди чизиқка ўхшаб кетади (7.6-расмдаги чизиқларга қ.) Шунинг учун бундай нурланиш спектр чизиқли ёки узлукли деб аталади. Шуни алоҳида қайи қиласайликки, ҳар бир „чизиқ“ бирор спектрал интервални акс эттиради, лекин бу интервал жуда кичик бўлганлиги туфайли ҳар бир „чизиқ“ ни мълум частотали нурланишга мос келади, дейишимииз мумкин. Агаф манба нурланиши узлуксиз равишда кетма-кет келувчи частотали нурланишлардан иборат бўлса, бу нурланишлар туфайли вужудга келган фотопластинкадаги „чизиқлар“ бир-бирлари билан ажратиб бўлмайдиган даражада ёнма-ён жайлышади. Шунинг учун фотопластинкадаги тасвир узлуксиз бўлади ва бундай нурланиш спектр узлуксиз спектр деб аталади.

Водород атоми нурланишининг спектрини ўрганиш натижасида спектрдаги чизиқлар тартибсиз эмас, балки группалар тарзида (бу группаларни чизиқлар сериялари деб аташ одат бўлган) маълум қсануният билан жойлашганлиги аниқланди. 7.5-расмда водород атоми спектрининг кўринувчан ва ультрабинафша қисмлари тас-

вирланган. Водород атоми спектридаги барча чизиқлар частоталарини қыйидаги 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 $2,07 \cdot 10^{16}$ рад/с га тенг. m нинг қиймати ёса Лайман серияси учун 1, Бальмер серияси учун 2, Пашен серияси учун 3, Брэкет 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 тасвиirlанган $H_{\alpha}, H_{\beta}, H_{\gamma}, \dots$ чизиқларнинг частоталари ёсолил бўлади.

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

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

Биринчи постулат (турғун ҳолатлар постулати) нинг моҳияти қўйидагидан иборат:

Атомнинг етарлича узоқ вақт барқарор бўладиган маълум турғун ҳолатлари мавжудки, бу ҳолатлардаги атом энергиясининг қийматлари $W_1, W_2, W_3, \dots W_n$ тискрем қаторни ташкил этади. Атом ана шу турғун ҳолатларининг бирида бўлиши мумкин, холос. Турғун ҳолатларга турғун орбиталар мос келади. Турғун орбитаclar бўйича ҳаракатланаётган элекtronлар нормал тезтанишга эга бўлса ҳам элекстромагнит тўлқин нурлантирамайди.

Иккинчи постулат (орбиталарни квантлаш қоидаси) да асосан, турғун ҳолатдаги атомда айланма орбита бўйлаб ҳаракатланаётган элекtronнинг импульс моменти

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

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

Учинчи постулат (частоталар қоидаси) нинг таъкид-

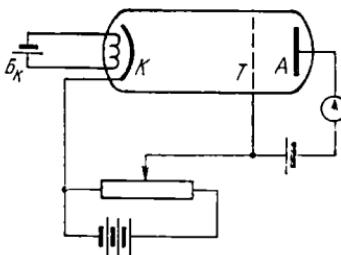
лашича, атом энергияси W_n бўлган бир турғун ҳолатдан энергияси W_m бўлган иккинчи турғун ҳолатга ўтганда энергиянинг битта квантни чиқарилади ёки ютилади. Бу квантнинг частотаси қўйидаги

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

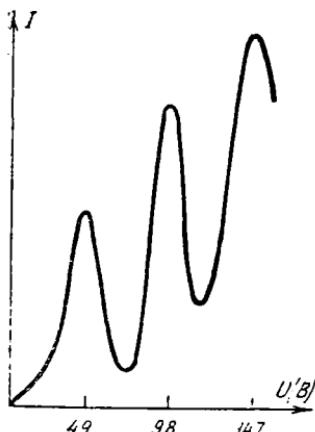
муносабат билан аниқланади. $W_m < W_n$ шарт бажарилса, квант нурлантирилади, $W_m > W_n$ бўлгандага эса квант ютилади.

1914 йилда Франк ва Герц томонидан моҳирона амалга оширилган тажриба атомдаги турғун ҳолатларни, яъни дисперсияни энергетик сатҳларнинг мавжудлигини тасдиқлади. Бу тажрибанинг схемаси 7.7-расмда тасвириланган. Ҳавоси сўриб олинган идиш ичига симобнинг буғлари қамалган. Катод (K) қиздирилиши натижасида

термоэлектронлар ажralиб чиқади ва улар катод ҳамда тўр (T) оралиғидаги электр майдон таъсирида тезлатилади. Катод ва тўр орасидаги потенциаллар фарқи U бўлса, тўрдан ўтаётган электроннинг энергияси eU бўлади. Тўр ва анод (A) оралиғида тўхтатувчи кучсизгина майдон ҳосил қилинган. Агар электрон катод ва тўр оралиғида симоб атоми билан ноэластик тўқнашмаса, у bemalol бу кучсиз майдонни енгиб анодга етиб келади. Аксинча, симоб атоми билан ноэластик тўқнашув туфайли энергиясини йўқотган электрон тўхтатувчи майдонни енга олмайди ва тўрга тушади. Тўрга тушаётган электронлар қанчалик кўп бўлса анод занжирига уланган гальванометр қайд қилаётган ток шунчалик камайиб кетади. Тезлатувчи потенциал U нинг қиймати реостат ёрдамида ўзгартирилиши мумкин. U нинг қийматига боғлиқ равишда анод токнинг ўзгаришини ифодаловчи эгри чизиқ 7.8-расмда тасвириланган. 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 камаяди. Кейинчалик, ток яна ўса бошлайди, лекин электронлар энергияси 9,8 эВ га етганда, яна ток кескин камайиб кетади.



7.7-расм.



7.8- расм.

Текнинг кейинги кескин камайиши электронлар энергиясининг 14.7 эВ қийматида содир бўлади. Тажрибанинг кўрсатишича, ток қийматларининг кескин камайиши электроннинг энергияси 4,9 эВ га каррали бўлган ҳолларда амалга ошаётчи. Бундан симоб атомини қуи энергетик сатҳдан юқори энергетик сатҳга кўтариш учун 4,9 эВ энергия лозим, деган холосага келамиз. Бошқача айтганда, симоб атомига электрон фақат маълум улуш энергияни (айни мисолда 4,9 эВ ни) беради. 9,8 ва 14,7 эВ ли электронлар эса мос равишда симобнинг икки ва уч атоми билан тўқнашса, ҳар бир тўқнашувда 4,9 эВ дан энергия бериб, уларни юқори энергетик сатҳга кўтаради. Шутариқа Франк ва Герц тажрибаси атомнинг турғун ҳолатлари ҳақидаги Борғоясини исботлади.

Бор ўзининг постулатларига таянган ҳолда водород атомининг назариясини яратди. Шу назариянинг моҳияти билан танишайлик. Водород атоми ядроининг заряди $+e$. Ядро атрофида r_n радиусли орбита бўйлаб v тезлик билан айланётган 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 қоидасига асосан, (7.4) шартни қансатлантириши керак. (7.4) ва (7.6) ифодаларни биргаликда ечсан, водород атомидаги 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 тўпамиз. Бундаги n -асосий квант сон деб аталади ва у бирдан бошланадиган бутун мусбат сонларга teng бўла олади, яъни

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

Бу србитарапта месс келувчи турғун ҳолатларда водород атомининг түлиқ энергияси электроннинг кинетик энергияси ва электроннинг ядро билан ўзаро таъсир энергияларининг йиғиндицидан 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 кўпайтирасак, у

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

кўринишга келади. Бундан фсйдаланиб (7.8) ни қўйидагича ёза оламиз:

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

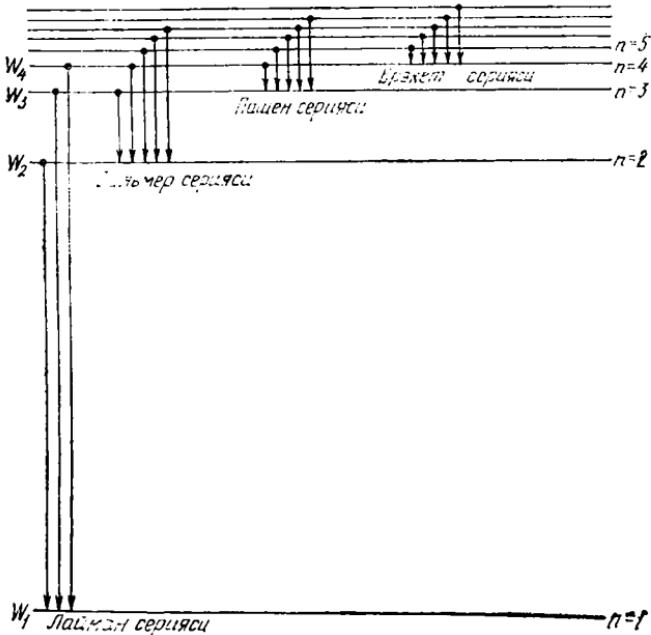
Бу ифодадаги r_n ўрнига унинг (7.7) билан аниқланувчи қийматини қўйсак, водород атомининг турғун ҳолатларини характерловчи энергетик сатҳларнинг қийматларини СИ да ҳисоблаш имконини берадиган қўйидаги

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

формулани ҳосил қиласми. 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 бирбиридан узоқлиги бирор масштаб бўйича энергияларнинг қийматларига монанд равишда ўтказилган. Водород атомининг нормал (уйғотилмаган) ҳолатида электрон энг қуви энергетик сатҳда, яъни асосий квант соннинг $n=1$ қийматига мес келувчи сатҳда жойлашган бўлади. Агар атомга ташқаридан бирор энергия берилса, электрон $n = 2; 3; 4; \dots$ қийматларга мес бўлган энергетик сатҳларнинг бирорласига кўтарилади. Атомнинг бу ҳолатларини уйғотилган ҳолатлар деб аташ одат бўлган. Уйғотилган ҳолатдан нормал ҳолатга қайтаётган атом электромагнит нурланиш 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 охирги сатжлар энергияларининг фарқига тенг бўлади. Масалан, Лайман сериясига оид бўлган чизиқлар уйғилган 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 тарика Бор назарияси водород спектридаги серияларнинг физик маъносини ойинлаштирди.

Бундан ташкари Бор назарияси Ридберг доимийсини ҳам ҳисоблаш имконини берди: водород атоми n ҳолатдан m ҳолатга ўтишда нурланадиган электромагнит гўлқин 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 солишти́рсак, 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 катталик Ридберг доимийсининг тажрибада топилган қийматига ажабланарли даражада мос келади.

Бор назариясининг ютуқларидан яна бири шундан иборатки, уни водородсимон ионлар (яъни ядрошининг заряди $+Ze$, лекин биттагина электрони бўлган ионлар, масалан: He^+ , Li^{++} , 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 ривожида катта роль ўйнади. Бу назариянинг энг асосий хислати шундаки, у микродунё ҳодисаларига классик физика қонунларини 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 савол туғила бошлади. Ана шундай вазиятда де-Бройль ўзининг гипотезасини тақлиф этган эди.

3- §. Де-Бройль тўлқинларининг физик маъноси

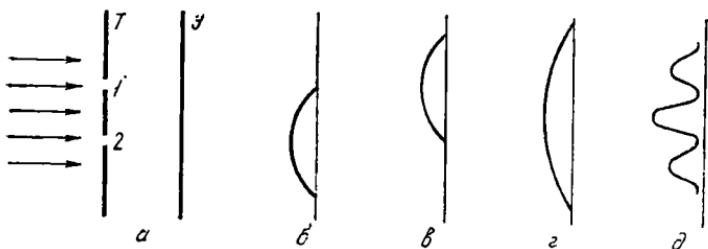
Ёруғлик (умумийроқ ҳолда электромагнит нурланиш) ва ҳаракатланувчи зарра (кўпинча „микрозарра“ термини ишлатилади)лар дуалистик хислатларга эгалиги ҳақида тажрибаларга асосланниб ишонч ҳосил қилинди. Энди ҳаракатланаётган микрозарраларда намоён бўладиган де-Бройль тўлқинларининг табиати ҳақида мулоҳаза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

иши кузатилади. Лекин электрон түғри чизиқли траектория бүйича текис ҳаракатланаётганда ҳеч қандай электромагнит нурланиш вужудга келмаслиги юқоридаги аразни инкор этади. Худди шунингдек, де-Бройль тұлқинларини классик физикада маълум бўлган бошқа ипрод тұлқинга ўхшатиш асоссиз эканлигини исботлаш умкин.

Умуман, ҳаракатланаётган микрозарралар билан ушунчалар асосида тасаввур қилиб бўлмайди. Ақиқатан, биз идрок қиласиган дунёда микрозарралар үхшаган обьект мавжуд эмас. Микрозарралар бизнинг сезги органларимизга бевосита таъсир қилмайди. из микрозарраларни на кўра оламиз, на сеза оламиз. *Икроузарра биз шу вақтгача кўрган бирор обьект ўхшамайди.* У бир вақтнинг ўзида ҳам зарра, иш тўлқин хусусиятларини мужассамлаштирган тхусус табиатли материалдир. Унинг табиатини ғалалиги шундаки, микрозарра дуалистик хислатга эга, жин у бизнинг классик тасаввуримиздаги заррага ҳам, тұлқинга ҳам ўхшамайди.

Масалан, ёруғлик тўлқин ярим шаффоф жисмга шаётган бўлса, икки муҳит чегарасидан ёруғлик қиси қайгади, қисман синиб иккинчи муҳитга ўтади. Шашқача айтганда, ёруғлик тўлқин қисмларга бўлинепти. Зар бир муҳитдан иккинчи муҳитга электрон тушаётн бўлса, у иккинчи жисмни ташкил этувчи зарралар лан таъсирилашиб туфайли ё бирор бурчакка оғиб ракатини давом эттиради, ё жисм томонидан ютилади. Лекин электроннинг бир қисми ютилиб, бир қисми 1 ҳаракатини давом эттирганинни, яъни уни бўлинлигини ҳеч қандай тажрибала кузатилмаган. Демак, крозарранинг ҳаракати билан бөғлиқ бўлган тўлқин (ни де-Бройль тўлқини) классик тушунчадаги тўлқинга шамайди.

Энди қуйидаги хаёлий тажриба билан танишайлик скита тасмасимон тирқишли түсиққа (7. 10-*a* расм) ноэнергетик (яъни энергиялари бир хил бўлган) электронлар оқими тушаётган бўлсин. Экран ўрнига фотостинк жойлаштирайлик. Тирқишлардан бирини бергасак, электронлар фақат иккинчи тирқиши орқали ади. Фотопластинкада электронлар кўпроқ тушган ҳалар бошқа соҳаларга нисбатан қорароқ бўлади. Унинг учун электронлар фақат иккинчи тирқиши орқа- ўтган ҳолда фотопластинканинг қорайиши 7. 10-*b*



7.10- расм.

расмдагидек, фақат биринчи тирқиши орқали ўтган ҳолдагиси эса 7. 10- в расмдагидек бўлади. 7. 10- г յасма бир фотопластиинканинг ўзига, азвал фақат биринчи тирқиши орқали, кейин фақат иккинчи тирқиши орқали электронлар туширилган ҳолда вужудга келадиган манзара тасвирланган. Энди иккала тирқишини ҳам очиқ қолдирган ҳолда фотопластиинкага электронлар туширайлик. Бу ҳолдаги манзара олдинги ҳолдагидек бўлиши лозим эди. Ваҳоланки, ҳосил бўладиган манзара худди икки когерент ёруғлик тўлқинларининг интерференцияси туфайли вужудга келадиган манзара га ўхшайди (7.10- д расм). Бу тажрибалан қуйидаги холосага келамиз: ҳар бир электроннинг ҳаракатига иккала тирқиши ҳам таъсию кўрсатади. Ажабланарли даражадаги бу ғалати холоса бизни „Ахир электрон бўлинмас-ку! Шунинг учун у ё биринчи, ё иккинчи тирқиши орқали ўтиши лозим“ деган фикрга олиб келади. Бундай фикр биз ўрганиб қолган классик тасаввурларнинг оқибатида вужудга келди. Аниқроқ қилиб айтганда, биз микрозаррани ўлчамлари ниҳоят кичик бўлган механик шарча деб тасаввур қилганигимиз учун шундай фикрга келдик. Аммо ўлчамлари кичиклашган сари микрозарраларда янги ғалати хусусиятлар пайдо бўлишини ҳисобга олган ҳолда, яъни микрозарранинг дуалистик хислатларини ҳисобга олган ҳолда фикр юритсан, юқоридаги тажрибалар асосида чиқарилган холоса ажабланарли эмас, балки мантиқан тўғри эканлигига ишонч ҳосил қиласиз.

Шундай қилиб, юқоридаги юритилган мулоҳазалар микрозарраларнинг 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 қиласиз.

1926 йилда М. Борн электромагнит нурланиш ҳақараланаётган микрозарралар дуалистик хислатла нинг умумийлигига асосланиб де-Бройль тўлқинин физик маъносини статистик тарзда изоҳлаб берди. Ҳақатан фазонинг бирор нуқтасида ёруғлик тўлқин амг тудасининг квадрати айни нуқтага тушаётган ёруғ фотонларининг сонига, яъни ёруғлик интенсивлиг пропорционал эди. Бошқача айтганда, фазонинг би нуқтасига фотонларнинг тушиш эҳтимоллиги айни нуқдаги ёруғлик тўлқин амплитудасининг квадрати юни билан аниқланар эди. Бунга қиёс қилиб М. Борн ҳақатлананаётган микрозарра билан боғлиқ бўлган Бройль тўлқини амплитудасининг квадрати фанинг айни нуқтасида микрозаррани қайд қил эҳтимоллигини характерлайди, деб тушунтир Демак, электронлар дифракцияси содир бўлган таж баларда экраннинг дифракцион максимум кузатил соҳалардаги нуқталарда де-Бройль тўлқини амплитудасининг квадрати максимал қийматга эришади. Аксин де-Бройль тўлқини амплитудасининг квадрати минимум қийматларга эга бўлган экраннинг нуқталарида эса дракцион минимум кузатилади.

4- §. Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабати

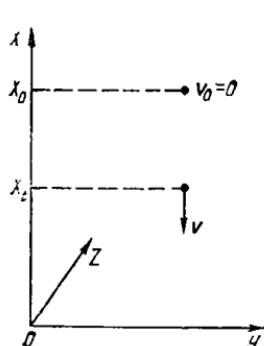
Ҳаракатлананаётган микрозарраларда тўлқин хусуси ларнинг намоён бўлиши классик механика тушунларини микрозарраларга қўллашда қандайдир чегаралар мавжудлигидан далолат беради. Ҳақиқатан, классик механикада жисм (яъни макрозарра) нинг ҳар бир онги ҳолати унинг фазодаги аниқ ўрни (яъни жисм оғлилк марказининг координатаси) ва импульсининг аёқиймати билан ҳарактерланади. Классик механик сабабият принципи амал қиласи. Сабабият принципи нинг маҳияти шундан иборатки, жисмнинг бирор онги ҳолати маълум бўлганда унинг ихтиёрий кейин вақтлардаги ҳолатларини олдиндан аниқ айтиб бері мумкин. Бу фикрни қуйидаги мисол устида яққол т вирлаш мумкин. Массаси m бўлган макрозарра x_0 балағликдан оғирлик кучи таъсирида эркин тушаётган бўсин (7.11- расм). Кузатиш бошланган вақтда ($t_0=0$) макр зарранинг тезлиги нолга teng ($v_0=0$). Кузатиш бошлгандан ихтиёрий t вақт ўтгач макрозарранинг ўрни $x_t = x_0 - gt^2/2$ формула орқали, импульсини эса p

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

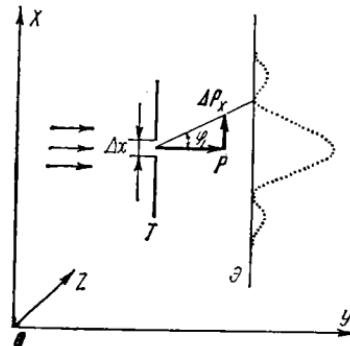
Микрозарра мисолида эса ахвол ўзгача бўлади. Масалан, тўсиқ (T) даги кенглиги Δx бўлган тирқишдан моноэнергетик электронлар дастаси O У ўқига параллел равишда ўтаётган бўлсин (7.12- расм). Экран \mathcal{E} да электронлар фақатгина тирқиш тўғрисидаги соҳагагина эмас, балки дифракция ҳодисасини характерловчи қонуниятларга хос равишда экраннинг барча соҳаларига тушади. Экранга тушаётган электронлар зичлигининг Ox ўқи бўйлаб тақсимоти 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, φ_1 бурчак остида эса биринчи тартибли минимум кузатилади. φ_1 бурчак, тирқиш кенглиги Δx 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 ёндошайлик. 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 тирқишининг координатасини олиш мумкин. Координатани бундай усул билан аниқлаш туфайли вужудга келган ноаниқлик тирқиши кенглиги Δx га тенг. Тирқишдан ўтиш чоғидаги электрон импульси p бўлсин. Тирқишдан ўтгач, электронларнинг бир қисми бошланғич йўналишдан фарқли 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 Δp_x лар) оғиш бурчагига пропорционал бўлади. Агар фақат биринчи тартибли максимумни вужудга келтирувчи электронлар билан қизиқсанак, Δp_x нинг энг катта қиймати қўйидаги

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

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, Δp_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 қўйидагича 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 қўйидагича ўқиш мумкин: микрозарранинг импульси ва координатасини бир вақтнинг ўзида ихтиёрий аниқлик билан ўлчаш мумкин эмас. Микрозарранинг координатаси аниқроқ (яъни тирқиши кенглиги Δx 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:

$$\Delta v_x = \frac{\Delta p_x}{m_e} \geqslant \frac{h}{m_e \Delta x} = \frac{6.6 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}}{9.1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot 10^{-10} \text{ м}} \approx 7 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

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 тушунчasi ҳам ўз маъносини йўқотади, деган холосаларга 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 изнинг қалинлиги миллиметрнинг ўндан бир улуши чамасида бўлади: яъни $\Delta x \approx 10^{-4}$ м. У ҳолда электрон тезлигидаги ноаниқлик қуидагига teng бўлади:

$$\Delta v_x \geqslant \frac{6.6 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}}{9.1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot 10^{-4} \text{ м}} \approx 7 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

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

Биз юқорида ноаниқликлар муносабати билан фақат OX ўқи йўналишидаги тирқиш мисолида танишдик. Бу холосани XY ва OZ ўқлари учун ҳам умумлаштириса бўлади, натижада

$$\begin{aligned} \Delta p_x \cdot \Delta x &\geqslant h, \\ \Delta p_y \cdot \Delta y &\geqslant h, \\ \Delta p_z \cdot \Delta z &\geqslant h \end{aligned} \tag{7.18}$$

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

$$\Delta W \cdot \Delta t \geqslant h. \tag{7.19}$$

(7. 18) ва (7. 19) муносабатлар 1927 йилда В. Гейзенберг томонидан эълон қилинган ва унинг номи билан *Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабатлари* деб юритилади.

Гейзенбергнинг 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. Баҳоланки, ноаниқликлар муносабатларининг илмий моҳияти микродунёни идрок қилиш имкониятининг чегарасини аниқламайди, балки микрозарралар учун механик зарра моделини қўллаш чегараларини характерлайди. Ноаниқликлар муносабатлари инсон иродасига боғлиқ бўлмаган ўзаро bogланишларни ifодалайди. Шунинг учун ҳам бу муносабатларни табиатнинг объектив қонуни деб қарамоқ лозим.

5- §. Шредингер тенгламаси

Ҳаракатланаётган микрозарраларда тўлқин хусусиятлар намоён бўлганлиги туфайли микродунё ҳодисалари ни тушунтиришда классик физика оқизлик қила бошлияди. 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 механикада фақат микрообъектлардагина аниқ кузатиладиган квант тасаввурлар ўз аксими тонганилиги учун уни, одатда, *квант механикаси* деб ҳам аталади.

Квант механикасида микрозарранинг ҳолати тўлқин функция билан аниқланади. Тўлқин функцияни Ψ 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 ёруғлик вектори амплитудасининг квадрати $|E_m|^2$ фотонлар зичлигини характерлаганидек). Демак, фазснинг бирор нуқтаси атрофидаги dV ҳажмда микрозаррани қайд қилиш эҳтимоллиги $|\Psi|^2 dV$ га тенг. Худди шунингдек, микрозаррани фазода (яъни фазонинг қаериладир) 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 шарти дейилади. Бундан ташқари тўлқин функциянинг физик маъносидан келиб чиқувчи қуйидаги шартлар ҳам бажарилиши керак:

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

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

в) Ψ -функция узлуксиз бўлиши керак, чунки микрозаррани қайд қилиш эҳтимоллиги сакрашсимон характеристда ўзгармайди.

Ψ -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 Ψ -функциядан вақт бўйича олинган ҳосилали 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 этирилган, яъни микрозарра потенциал энергиясининг қиймати фазонинг турли нуқтларидагина эмас, балки фазонинг айни нуқтасида ҳам вақтнинг турли осларида турличадир. Лекин микродунёда содир бўладиган аксарият ҳодисаларда микрозарранинг потенциал энергияси вақтга ошкор боғлиқ бўлмайди (стационар ҳолатлар учун). Бу ҳолда Ψ -функция

иккита купалтувчига ажралио, оири фақат координаталарга, иккинчиси фақат вақтга боғлиқ бўлади:

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

Натижада бир қатор математик амаллардан сўнг (7.21) тенгламани қўйидаги 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 —микрозарранинг 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 атайлик.

Шуни алоҳида қайқ қилайликки, Шредингер тенгламаси, худди Ньютон тенгламаси ($F = ma$) каби илгари маълум бўлган мунёсабатлардан фойдаланиб чиқарилмайди. У асосий фараз сифатида қабул қилинади. Лекин бу тенгламани микродунё обьектларига қўллаш туфайли вужудга келган холосалар тажриба натижалари билан жуда мос келади. Буни эса тенгламанинг исботи деб қабул қилиш мумкин.

Бу фикрни тасдиқловчи бир неча мисоллар билан танишайлик.

1. 7.13- расмда тасвиirlанган потенциал ўранинг тубида x ўқи бўйлаб ҳаракатланаётган m массали микрозарра учун Шредингер тенгламаси қўйидаги кўринишга келади:

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

7.13- расм.

$x=0$ ва $x=a$ координаталар билан ҳарактерланувчи деворлар микрозаррани фақат $0 \leq x \leq a$ интервалда ҳаракатланишига имкон беради. Бу соҳада микрозарранинг потенциал энергияси нўлга тенг бўлгани учун (7.24) ни

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

күринишида ёзишимиз мумкин. Агар

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

белгилашдан 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.

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

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

қийматларидагина бажарилади. Бу ифодани (7.26) билан тақосласак

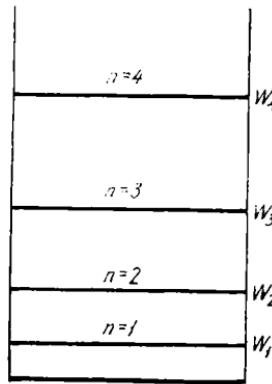
$$\omega^2 = \frac{2m}{\hbar^2} W_n = \frac{\pi^2}{a^2} n^2, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (7.30)$$

муносабатни ҳосил қиласиз. 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 холоса келиб чиқади: потенциал ўрадаги микрозарранинг энергияси иhtiёрий қийматларга эмас, балки бир қатор дискрет қийматларга эга бўлиши мумкин (7.14- расмга қ.). W нинг квантлашган бу қийматларини энергетик сатҳлар деб, микрозарранинг энергетик сатҳини аниқловчи n сон эса квантсон деб аталади.

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



1.74- расм.

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

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

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

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

$$\Delta W \approx \frac{3,14^2 \cdot 1,05^2 \cdot 10^{-38}}{2 \cdot 10^{-30} \cdot 10^{-20}} (2n + 1) \text{ Ж} = 0,34 \cdot 10^2 (2n + 1) \text{ эВ}$$

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

$$\Delta W \approx \frac{3,14^2 \cdot 1,05^2 \cdot 10^{-38}}{2 \cdot 10^{-26} \cdot 10^{-4}} (2n + 1) \text{ Ж} = 0,34 \cdot 10^{-18} (2n + 1) \text{ эВ}$$

еканлигига ишонч ҳосил қиласиз. Бу ҳолда энергетик сатҳлар шунчалик зич жойлашган эканки, уларни квазиузлуксиз (узлуксизга ўхшаш) деб ҳисобласа ҳам бўлади. Шуни ҳам қайд қиласилекки, фақат $a \rightarrow \infty$ дағина $\Delta W = 0$ бўлади, яъни энергетик спектр узлуксиз қийматларга эга бўла олати. 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 характеристи 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 қиласиз. n нинг анча катта қийматларида каэр суратидаги I ний ҳисобга олмаса ҳам бўла-

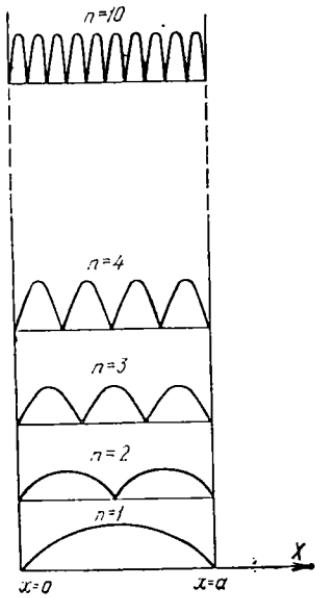
ди. Натижада n нинг етарлича катта қийматлари учун (7.33) ифода қуйидаги күренишда ёзилади:

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

Демак, n катталашган сари ΔW нинг қиймати W_n га нисбатан кичиклашиб боради. Натижада энергетик сатұлар бир-бири билан туташадиган даражада яқынлашиб кетади. Бошқача айтганда, квант соннинг катта қийматларыда квант механикасининг хулсалари классик физикада олинадиган натижаларга мөс келиши керак. Бұу қоңда Бор томонидан аниқланған 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? Бұу савола жавоб бериш учун Шредингер тенгламасининг ечимини, яъни n квант соннинг бизни қизиқтирувчи қийматлари учун тўлқин функцияларни (кўрилаётган масаланинг хусусий функцияларини деб гапирсак ҳам бўлади) топиб, $|\Psi|^2$ нинг графигини қуриш керак.

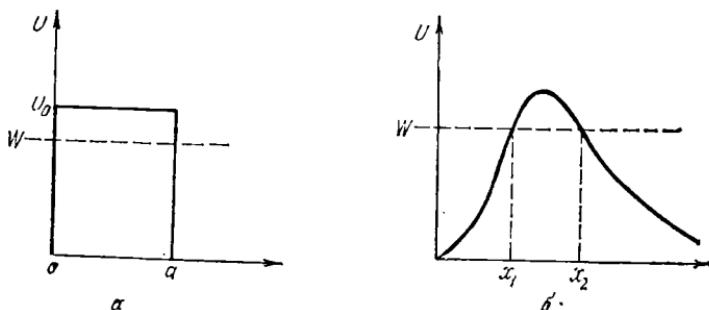
7.15- расм, а $|\Psi|^2$ нинг x га боғлиқлик графиги n нинг турли қийматлари учун тасвириланган.

Расмдан кўринишича, $n = 1$ ҳолатда заррани қайд қилиш эҳтимоллиги ўра деворларидан унинг ўртаси томон узоқлашилганда ортиб боради. Ўранинг қоқ ўртасида эҳтимоллик максимумга эришади. $n = 2$ ҳолатда эса заррани ўра деворларига яқин нуқталарда ва ўранинг ўртасида топиб бўлмайди, чунки бу нуқталарда $|\Psi|^2 = 0$. Бу ҳолатда заррани қайд қилиш эҳтимоллиги иккни нуқталарда 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.

қийматларыда эҳтимоллик максимумини характерловчи дүнгилер ҳам ортиб боради. Лекин бу дүнгилер нинг ҳаммаси $\Delta x = a$ көнгликтә жойлашади. Шунинг учун n каттароқ бўлгани сари дүнгилер бир-бири билан туташадиган даражада яқин жойлашади, яъни зар-рани қайд қилиш эҳтимолларини бир хил бўлган нуқталар сони ортиб боради.



7.16- расм.

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

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

Микрозарранинг классик физикага мутлақо эид бўлган бундай таънати Шредингер тенгламасидан келиб чиқади. Шредингер тенгламасини ечиш шуни кўрсатадики, $0 < x < a$ соҳада ҳам ψ -функция нолдан фарқли қийматларга эга экан. Бу эса микрозарранинг таъсирини тўсиқ ичидаги қайд қилиш эҳтимоллиги мавжудлигидан далолат беради. Шунинг учун ҳам микрозаррани

потенциал түсиқдан ўтиш эҳтимоллиги нолдан фарқли-дир. Биз математик операцияларнинг тафсилоти билан қизиқмай, Шредингер тенгламасини бу ҳол учун ечиш туфайли вужудга келган натижани баён қиласиз. Кўрилаётган тўғри бурчакли потенциал түсиқ учун шаффоффлик коэффициенти

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

ифода билан аниқланади. Потенциал түсиқ ихтиёрий шаклда (7.16-б расмга қ.) бўлган ҳолда шаффоффлик коэффициентини қўйидаги ифода ёрдамида аниқланади:

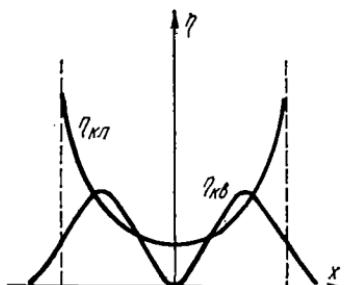
$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U-W)} dx}, \quad (7.35)$$

бунда x_1 ва x_2 лар W энергияга мос келувчи $U=U(x)$ функция билан ҳаракетланувчи потенциал түсиқнинг координаталари.

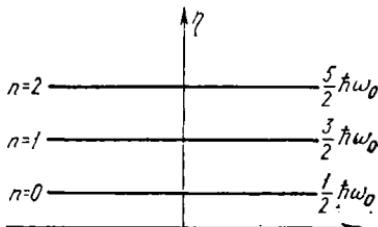
З. x ўқи бўйлаб квазиэластик $F = -kx$ куч таъсирида ҳаракатланувчи m массали зарра гармоник осциллятор деб аталади. Классик физикала бундай осциллятор

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

частота билан тебрабониб, унинг амплитудаси A ва энергияси ($W \sim A^2$) нинг қийматлари 0 дан ∞ гача интервалда бўлиши мумкин. Классик назарияга асосан, амплитудаси A бўлган осцилляторнинг $-A \leq x \leq A$ интервалдаги координаталарга эга бўлиш эҳтимоллиги η_{kl} 7.17-расмда параболасимон чизиқ билан тасвирланган. Бу графикдан кўринишича, x нинг қиймати $\pm A$ га яқинлашгандаги қиймати нийоятда ортиб кетади.



7.17-расм.



7.18-расм.

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

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

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 тасвиrlenган. Назарий мулоҳазаларнинг кўрсатишича, электр осциллятор (яъни диполь) электромагнит майдон билан таъсирилашганда қўшни энергетик сатҳларга ўтади: агар фотонни ютса юқори сатҳга, агар фотон чиқарса қуи сатҳга ўтади. Бу процессларда фотон частотаси осцилляторнинг хусусий частотаси ω_0 га, энергияси эса осцилляторнинг қўшни энергетик сатҳларининг айримасига, яъни $\hbar\omega_0$ га тенг бўлади. Гармоник осцилляторнинг минимал энергияси нолдан фарқли бўлиб, унинг қиймати $\frac{1}{2} \hbar\omega_0$ га тенг. Гармоник осцилляторни, ҳатто, абсолют нолгача совитилганда ҳам ундан бу энергияни олиб бўлмайди. Минимал энергияга эга бўлган осциллятор тебранади, лекин нурланиш чиқара слмайди.

7.17-расмда синусоидасимон чизиқ билан тасвиrlenган график, квант назарияга асосан, координатаси x бўлган нуқтада зарранинг бўлиш эҳтимоллиги η_{x0} 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 кўриниб турибдики, классик нуқтаи назардан рухсат этилган соҳа (яъни x нинг қиймаглари $-A$ дан $+A$ гача бўлган соҳа назарда тутильпти) дан ташқари нуқталарда ҳам зарранинг бўлиш эҳтимоллиги нолдан фарқли. Бунинг сабаби зарранинг тўлқин хусусиятга эгалигида.

VIII бөб

АТОМ ТУЗИЛИШИ

1- §. Водород атоми

Водород атомида биттагина электрон мусбат ядро (заряди $+e$) майдонида ҳаракатланади. Бу электроннинг ядродан узқолигини r деб белгиласак, унинг потенциал энергияси $U = -e^2/4\pi\varepsilon_0 r$ бўлади. Натижада водород атоми учун Шредингер тенгламасини

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{d^2\psi}{dy^2} + \frac{d^2\psi}{dz^2} + \frac{2me}{\hbar^2} (W + \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}) \psi = 0 \quad (8.1)$$

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

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

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

$$W = -\frac{m_e e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0 \hbar^2 n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (8.2)$$

шартни қаноатлантирувчи 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 қиласди. Демак, Шредингер тенгламасининг $W > 0$ қийматлардаги ечимлари водород атомини эмас, балки атом бўлиб биримаган 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 чиқсан ифода [(7.10) га қ.] нинг ўзгинасиdir. Лекин шуни қайд қилмоқ лозимки, Бор назариясида (7.10) ифода постулат (фараз) ларга таянган ҳолда чиқарилган эди. Квант механикасида эса микрозарраларнинг ҳаракатини ифодаловчи Шредингер tenglamасидан келтириб чиқарилади. (8.2) ифода билан аниқланувчи қийматлар W нинг хусусий қийматларидир. Бу хусусий қийматларга мос келувчи хусусий функциялар, яъни (8.1) tenglamанинг ечимлари квант сонлар деб аталадиган учта параметрга эга. Бу квант сонларнинг физик маъниси 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, ўнинг ёрдамида электрон эга бўла оладиган импульс моментининг дискрет қийматларини қуидағи

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

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 моменти вектори L нинг фазодаги рухсат этилган йўналишлари аниқланади: ихтиёрий z йўналишни, масалан, ташки магнит майдон йўналишини танлаб олайлик. У ҳолда L векторнинг фазодаги йўналишини унинг z йўналишга проекцияси L_z ёрдамида характерлаш мумкин. Электрон импульс моментининг фақат

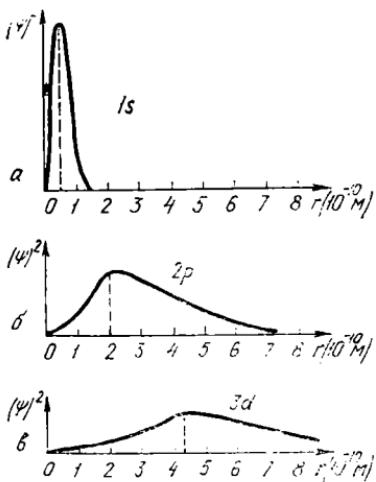
$$L_z = \pm m\hbar \quad (8.7)$$

шарт оажариладиган иуналишлариғина амалга ошиши мүмкін.

(8.1) тенгламанинг ечимларини характерловчи түлкін функциялар ифодасининг таркибіда юқорида баён әтилген учала квант сон мавжуд. Шунинг учун ҳам түлкін функцияларни $\Psi_{n,l,m}$ деб белгілаймиз, яғни уларнинг индексінде квант сонларнинг учаловини ҳам қатнаштирамиз. Водород атомидаги электрон энергиясینинг (8.2) ифода билан аниқланувчи ҳар бир W_n қийматига бир неча түлкін функция мос келади, улар l ва m квант сонлар билан фарқланади. Мисол тариқасида $n = 2$ ҳолни муҳокама қиласыл. Орбитал квант сон l , (8.5) шартта асосан, 0 ёки 1 қийматта әга бўла олади. $l = 0$ бўлганда магнит квант сон m , (8.6) шартта асосан фақат 0 қийматта әга 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 $\Psi_{2,0,0}, \Psi_{2,1,-1}, \Psi_{2,1,0}, \Psi_{2,1,1}$ түлкін функцияларни ёза оламиз. Бу түлкін функциялар билан характерланувчи ҳолатлардаги электрон энергиялари айнан бир хил қийматта әга [кўрилаётган мисолда бу қийматни (8.2) ифодага $n=2$ ни кўйиб топиш мумкин]. Энергияси бир хил бўлган бу ҳолатларни айнигана ҳолатлар деб, ҳолатлар сонини эса W_n энергетик сатҳнинг айниш карралаги 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 қийматта [(8.1) га асосан], импульс моменти эса нолга тенг [(8.4) га асосан]. Бор назариясига асосан, асосий ҳолатдаги водород атомида электрон биринчи Бэр орбитаси (унинг радиуси $\sim 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ эди) бўйлаб ҳаракатланади. Квант механикасида-чи? Квант механикасида „траектория“ тушунчаси маънога әга бўлмаганлиги учун „орбита“ тушунчаси ҳам ўз маъносини йўқотади. Лекин квант механикаси электроннинг фазони у ёки бу соҳасида қайд қилиш эҳтимоллиги 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 охирги ва бошланғич ҳолатлардаги энергияларининг фарқига тенг бўлади, албатта. Энергия узатиш йўлларидан бири атом томонидан фотонни ютишdir. Фотон ютишга тескари процесс атомнинг нурланиш чиқаришидир. Табийки, бу процесс туфайли атом юқорироқ уйғонган ҳолатдан қўйироқ уйғонсан ҳолатга ёки ассоций ҳолатга ўтади. Лекин ихтиёрий ўтишлар ҳам амалга сшавермас экан. Атомнинг бошланғич ва охирги ҳолатларининг орбитал квант сонлари фақатгина бир бирликка ўзгарадиган, яъни

$$\Delta l = \pm 1$$

бўладиган ўтишларгина амалга сшади. 8.2-расмда водород атоми спектрини кеант механикаси тасаввурлари асосида амалга сшиши тасвирланган.

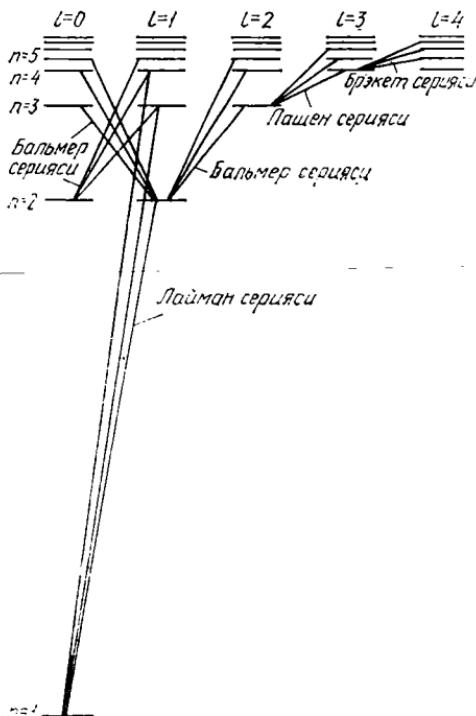
Демак, Шредингер тенгламаси йирорта ҳам қўшимча гипотезага таянимасдан водород атомининг барча хусусиятларини тушунтира олади.

2-§. Штерн ва Герлах тажрибаси

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

ларни ядродан τ масофа-даги нуқталарда қайд қилиш эҳтимоллигининг зичлигини тасвирловчи графиклар келтирилган. Расмлардан кўринишича, энг катта τ эҳтимоллик билан, электронни қайд қилиш мумкин бўлган нуқталарнинг геометрик ўринлари Бор орбиталарига мос келади.

$1s$ дан бошқа ҳолатлар уйғонган ҳолатлар дейилади. Атомни асосий ҳолатдан уйғонсан ҳолатга ёки қўйироқ уйғонган ҳолатдан юқорироқ уйғонган ҳолатга ўтказиш



8.2- расм.

ли бўлади. У ҳолда L векторига тескари йўналган магнит момент вектори p_m ҳам нўлдан фарқли:

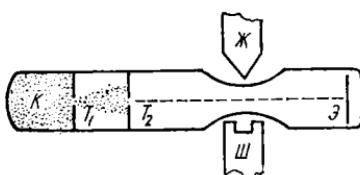
$$p_m = \frac{e}{2m_e} L = \frac{e}{2m_e} \hbar \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)} \quad (8.8)$$

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 табий бирлик ҳисобланади. Атомнинг импульс моменти L_{at} (ёки магнит моменти p_{mat}) ни эса атом таркибидаги айrim электронларнинг импульс моментлари (магнит моментлари) нинг вектор йифиндиси сифатида аниқланади, яъни $L_{at} = \sum L_i$ ва $p_{mat} = \sum p_{mi} L_{at}$. Штери 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 буғланиб чиққан атомлар тасмасимон тирқишли тўсиқлар (T_1 ва T_2) дан ўтгач, даста шаклига келади. Сўнгра атомлар дастаси



8.3-расм.

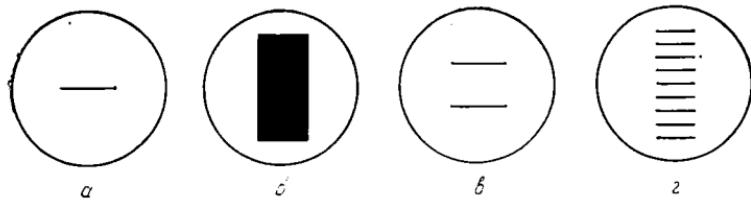
ниҳоят даражада бир жинсли бўлмаган магнит майдон (бундай майдон электромагнит ўзагининг қутблари га маҳсус шакл бериш натижасида ҳосил қилинади) дан ўтиб Э экранга тушади. Магнит майдон таъсир қилмаган (яъни электромагнит

фалтаклари ток манбаига уланмаган) ҳолда атомлар дастаси экранга тушиб, унда ҳосил қилган доғнинг шакли тўсиқдаги тирқишининг шаклига ўхшайди (8.4-а расмга к.). Магнит майдон таъсир қилганда-чи? Бу ҳолда вужудга келадиган манзарани муҳокама қилишдан олдин тажрибада қўлланилаётган магнит майдоннинг токли контурга таъсирини эслаб олайлик. Тажрибалаги магнит майдон индукция чизиқлари z ўқи бўйлаб (W дан J га қараб) йўналган. Майдоннинг бир жинслимаслиги ҳам шу йўналишда вужудга келтирилади, унинг қийматини $\frac{\partial B}{\partial z}$ деб белгилайлик. У ҳолда магнит моменти p_m бўлган токли контурга бу майдон томсидан таъсир этувчи куч

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

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

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



8.4- расм.

моментининг йўналишига боғлиқ. Бу куч таъсирида атомлар экраннинг юқорироқ (x -ўтқир бурчак бўлганда) ёки пастроқ (α -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- b 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 қилимагандагидек шаклга (8.4- a 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- c расмда, темир атомларининг дастаси қўлланилган тажрибада кузатилган манзара эса 8.4- d расмда тасвирланган. Бу манзаралардан атомларни оғдирувчи F_z куч тўғрисида ахборот олиш мумкин. Натижада магнит майдоннинг биржинсли-
маслигини характерловчи $\frac{\partial B}{\partial z}$ нинг маълум қиймати асосида (8.10) ифодадан фойдаланиб p_m нинг z ўқига (яъни B йўналишига) проекцияси $p_{mz} = p_m \cos \alpha$ ни ҳисоблаб топиш мумкин.

Шундай қилиб, *Штерн ва Герлах тажрибаси фазовий квантланиш мавжудлигини, ҳамда электронлар ва атомлар магнит моментларининг қийматлари дискрет характерга эгалигини исботлади.*

3-§. Электрон спини

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

тамгаса уткасынан таңдурда олар түпсүү өулмайып майдон унга ҳеч қандай таъсир қылмайды, деган холосага келишимиз мумкин. Ваҳоланки, тажрибада даста иккى симметрик компонентага ажралди. Бу номувофиқликни тушунтириш учун электрон импульсининг хусусий моменти L_{cp} ва унга мос бўлган хусусий магнит моменти μ_e (зарраларнинг хусусий магнит моментларини μ ҳарфи билан белгилаймиз) мавжуд, деб фағаз қилишга тўғри келади. Бу фикр 1925 йилда С. Гоудсмит ва Г. Уленбеклар томонидан атом физикасидаги бир қатор қийинчиликларни бартараф қилиш учун илгари сурилган. Импульснинг хусусий моментини *спин* деб, хусусий магнит моментини эса *спин магнит момент* деб аташ одат бўлган. „Спин“ инглизча сўз бўлиб „айланмоқ“ деган маънени англаради. Бу терминни ишлатилишига сабаб шундаки, дастлаб, электронни ўз ўқи атрофида айланувчи зарядланган шарча деб тасаввур қилинган. Импульснинг хусусий моменти ва хусусий магнит момент ана шу ҳаракат туфайли мавжуд, деб ҳисобланган. Лекин бу тасаввур нотўғрилиги, кейинчалик аниқланди. Аммо термин истеъмолда қолаверди. Замонавий тушунчаларга асосан, *спин ва спин магнит момент хубди заряд ва масса каби электронни характеристловчи асосий катталиклардир*. Электрон спинининг қиймати $\frac{\sqrt{3}}{2} \hbar$

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

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

$$L_{\text{cpz}} = s \hbar, \quad (8.12)$$

бунда s — спин квант сони. 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_{cpz} қуйидаги муносабат билан боғланган:

$$\mu_{ez} = -\frac{e}{m_e} L_{\text{cpz}} = -s \frac{e\hbar}{m_e} = \mp \frac{e\hbar}{2m_e} = \mp \mu_b. \quad (8.14)$$

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 жинсли бўлмаган магнит майдонда икки компонентага ажралишининг сабаби шу тарзда тушунирилади.

4-§. Паули принципи

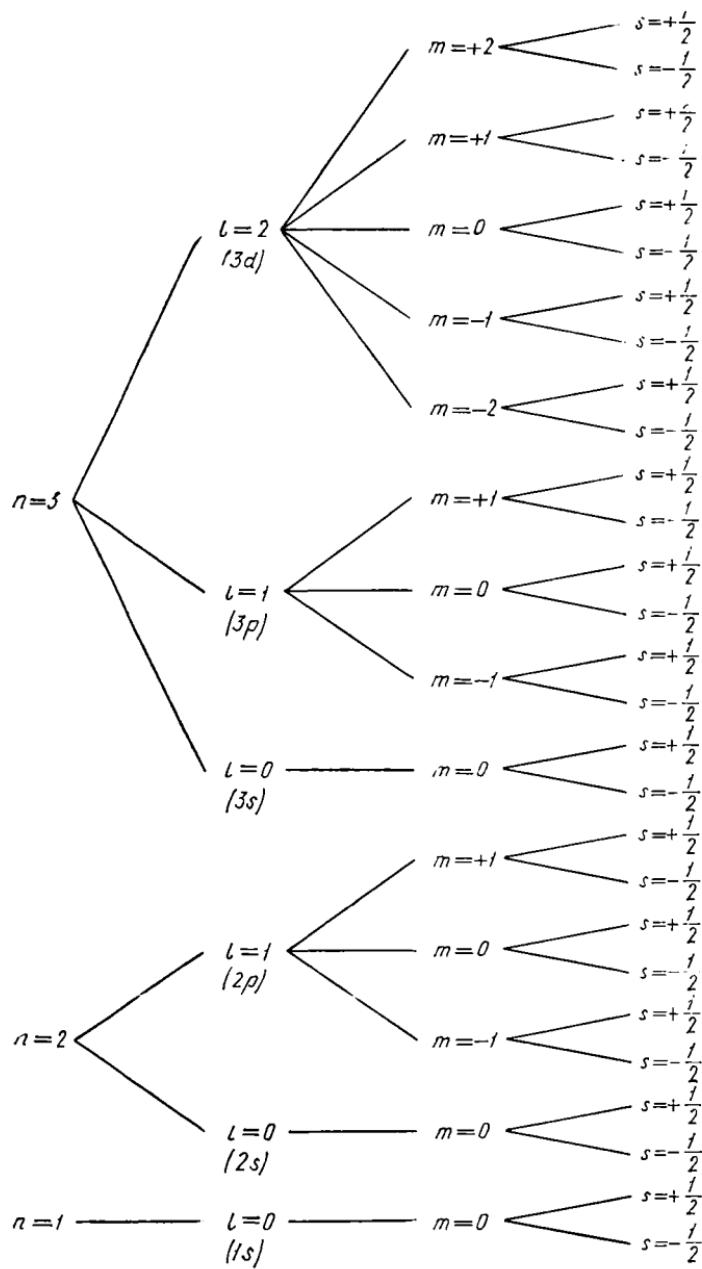
Квант механикасида атомдаги энергетик сатҳлар тўртта квант сон билан характерланади:

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \dots \\ l &= 0, 1, \dots, (n-1); \\ m &= -l, -(l-1), \dots, 0, \dots, (l-1), l; \\ s &= -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (8.15)$$

8.5-расмда $n = 1$, $n = 2$ ва $n = 3$ бўлган энергетик сатҳлар тасвириланган. n, l ва m квант сонларининг тўплами бир хил, лекин спин квант сони билан фарқланувчи сатҳлар иккитаған бўлади, чунки уларда n, l, m ларнинг қийматлари сақланиб, s эса $-\frac{1}{2}$ ёки $+\frac{1}{2}$ қийматни қабул қиласди. Агар n ва l ларнинг қийматлари ўзгармасдан m ва s лари билан фарқланувчи сатҳлар сонини топиш керак бўлса, ҳар бир l учун m нинг $2l+1$ рухсат этилган қиймати мавжудлигини ҳисобга олиш керак. Демак, n ва l ларнинг айни тўплами $2 \cdot (2l+1)$ сатҳдан иборат. Ниҳоят, айни n учун l, m ва s лари билан фарқланувчи сатҳлар сонини топайлик. (8.15) га асосан, айни n учун l нинг қийматлари 0 дан $n-1$ гача бўлган бутун мусбат сонларни эгаллаши 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 та, $n = 2$ билан характерланувчи сатҳлар сони эса 8 та, $n = 3$ бўлган сатҳлар сони эса 18 га тенг. Водород атомида энергетик сатҳлар айнигандан бўлади. Масалан, $n = 1$ бўлган иккала сатҳ бир хил энергияга эга ёки $n = 2$ бўлган саккизта сатҳнинг ҳаммаси айнан



8.5- расм.

бир хил энергия билан характерланади. Лекин күп электронли атомларда ўзаро таъсир туфайли айниш йўқолади ва атомдаги энергетик сатҳлар барча квантонларга боғлиқ бўлади.

Энди, күп электронли атомда электронларнинг энергетик сатҳлар бўйича тақсимоти қандай? — деган саволга жавоб қидирайлик. Бу саволга жавоб беришда қуйидаги икки принципга амал қилиш керак. Биринчи принципнинг можияти шундаки, *нормал* (уйғонмаган) ҳолатдаги атомда электронлар ўзлари учун мумкин бўлган энг қуийи 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 принципларида бўлиб, унинг тўлиқ квантомеханик таърифини бериш учун зарраларнинг бирхиллик (бир-бирига айнан ўхшашлик) принципи билан танишиш лозим.

Маълумки, классик механикада хусусиятлари айна бир хил бўлган зарралар ҳам ўзларининг индивидуаллиги (яъни алоҳидалиги) ни йўқотмайди. Бошқача қилиб айтганда, бирор система таркибидағи зарраларни бошлиғич моментда „худди номерлагандек“ белгилаб олайлик У ҳолда зарраларнинг траектория бўйича ҳаракатини кузатиш натижасида вақтнинг турли онларида у ёки бўзарранинг 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“ ажрат олиш имксияти бўлмайди, албатта. Зарраларни бир-биридан фарқ қилиб бўлмаганлиги учун ҳам уларни ўрни алмашиб қолгани билан эҳтимоллик ўзгармайди Умуман, квант механикасида кўп сенли зарраларни тавсиф қилишда Ферми-Дирак ҳамда Бозе-Эйнштейн статистикаларидан фойдаланилади. Спинларининг ташқи магнит майдон йўналишига проекцияси $L_{\text{сп}}z$ нинг қиймати 0 ёки \hbar га бутун каррали бўлган зарралар Бозе-Эйнштейн статистикасига бўйсунади, зарраларнинг ўзларини эса бозонлар деб аталади. $L_{\text{сп}}z$ нинг қиймати \hbar га яримли бутун каррали бўлган зарралар Ферми-Дирак статистикасига бўйсунади, 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 фермионларда

шкіл топған системада айнан бир ҳолатда бир вақт-инг үзіда биттадан ортиқ фермион бўлиши мумкин мас. Паули принципини атомдаги электронларга татбиқ илган ҳолда қуйидагича таърифласа ҳам бўлади. *Атомаги n, l, m, s квант сонлар тўплами билан характерланувчи ихтиёрий энергетик сатҳда биттадан ртиқ электрон бўлиши мумкин эмас.*

5-§. Д. И. Менделеевнинг элементлар даврий системаси

Олдинги параграфда баён қилинган маълумотлар асода элементлар даврий системасини талқин этайлик. Биринчи элемент—водороддан бошлайлик. Унинг биттадина электрони бор. Шунинг учун Паули принципига сосан, бу электрон 8.5 -расмда тасвирланган ихтиёрий энергетик сатҳда жойлашиши мумкин эди. Лекин миниатул энергия принципига асосан бу электрон $n = 1, l = 0, \tau = 0, s = -\frac{1}{2}$ 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 тилган квант сонлар тўпламлари билан аниқланади. Ўчинчи электрон навбатдаги энергетик сатҳни эгаллайди. Бу сатҳ (8.5 -расмга к.) билан $n = 2$ га мос бўлган сатҳлар группаси башланади. $n = 2$ бўлган сатҳлар группасига биринчи сатҳни литий атомининг электрони, охирги сатҳни эса неоннинг электрони эгаллайди. Умуман, асосий сават сон n нинг қийматлари бир хил бўлган электронлар қобиқни ташкил қиласи. Одатда, қобиқларни латин қарфлари 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 охирги электронлар ҳолатларини аниқловчи квант сонлар тўпламлари ҳақида маълумотлар олаверамиз. Бу маълумотлар 1-жадвалда келтирилган. Жадвалдан

кўринишича, сатҳларнинг электронлар билан ишғол этилишида квант сонларнинг қийматларига мослаб қурилган энергетик сатҳлар кетма-кетлиги (8.5-расм) амалга ошаётди. Лекин бу тартиб ёнгил атомлар (калийгача бўлган атомлар) учун амалга ошади. Агар бу тартиб давом этганда эди, калийнинг охирги 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

Эле- мент	Тартиб номери	Охирги электроннинг квант сонлари				Қобиқлардаги электронлар сони			
		n	l	m	s	K	L	M	N
H	1	1	0	0	$-\frac{1}{3}$	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

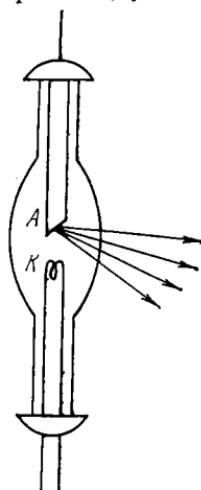
түплами билан аниқланувчи энергетик сатҳ эгалланади. Бунинг сабаби кўп электронли атомлаҳда, баъзан элекронларнинг ўзаро таъсирилашуви туфайли n каттароқ, l эса кичикроқ бўлган ҳолатнинг энергияси n кичикроқ, l эса каттароқ бўлган ҳолатнинг энергиясидан камроқ бўлишида экан.

1-жадвалдан элементларнинг даврийлиги ҳам кўриниб турибди. Масалан, n нинг қийматлари бир хил бўлган ҳар бир группа химиявий жиҳатдан актив бўлган элементдан бошланиб ишер газ билан тугалланади. Бу группалар даврий жадвалдаги қаторларни ташкил этади.

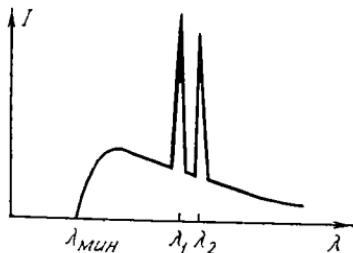
Умуман, элементлар химиявий хусусиятларининг даврийлигини ўхшаш элементлар атомларининг четки қобиқларидаги электрон конфигурациянинг такрорланиши билан тушунтириш мумкин. Масалан, Si ва C га ёътибор беринг. Уларнинг химиявий хусусиятлари бир-бирига ниҳоят ўхшаш. Шунинг учун бу элементлар атомларидаги охирги электронларни иғодаловчи 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 тасвириланган рентген трубкасида ҳосил қилинади. Максус трансформаторга уланадиган вольфрам сим катод (K) вазифасини ўтайди. Катод ва анод (A) орасида вужудга келтириладиган электр майдон қизиган катоддан ажралиб чиқаётган термоэлектронларни теззатади. Етарлича катта кинетик энергияга эришган электронлар анод материалининг ичига кириб бориш жараёнида тормозланади. Бундай рентген трубкасида ҳосил қилинган рентген нурларнинг спектрал таркиби электронлар энергияси ва анод материалига боғлиқ. 8. 7-расмда рентген нурланиш спектрининг типик шакли тасвириланган. Спектр икки қисмдан ташкил топган. Биринчи қисми бир неча монокроматик нурларнинг (улар $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ тўлқин узунликларга мос бўлган ўтқир учли максимумлар шаклида тасвириланган) тўпламидан иборат бўлиб, уни характеристик рентген нурлари спектри дейилади. Иккинчи қисми эса қисқа тўлқин узунликлар соҳасида λ_{\min} қиймат билан чегараланган туташ спектрdir. *Туташ спектр электронларнинг кескин тормозланиши туфайли ҳосил бўлади.* Бу процесснинг моҳияти қуйидагидан иборат: ҳаракатдағи 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.

Гариши эса электромагнит түлкін нурланишига сабабчи бўлади. У ҳолда бу спектринг туташ бўлишини ва λ_{\min} қиймат билан чегараланишини сабаби нимада? —деган савол туғилади. Теззлатувчи майдон таъсирида электрон $W_1 = eU$ (бунда U — катод ва анод орасидаги потенциаллар фарқи) энергияга эришган бўлсин. Бу электрон анод материалида тормозланиб тўхтаган бўлсин. Энергиянинг W_2 қисми анод материалининг ички энергиясини ортиради, яъни анод материалини қиздиришга сарф бўлади. Қолган қисми эса рентген нурланишининг квантси фатида ажралиб чиқади. Демак, $W_1 - W_2 = h\nu = hc/\lambda$. Бу ифодадаги ν — рентген квантининг частотаси, λ эса тўлқин узунлиги. W_2 нинг қиймати W_1 дан 0 гача интервалда ўзариши 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 спектринг чегараси λ_{\min} ни топиш учун электроннинг eU энергиясини рентген квантининг максимал энергияси $h\nu_{\max} = hc/\lambda_{\min}$ га тенглаштириш керак:

$$eU = \frac{hc}{\lambda_{\min}}$$

Бундан

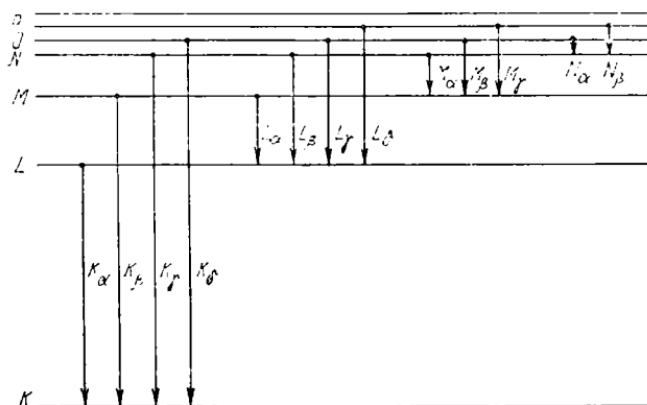
$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU}. \quad (8.17)$$

Бу ифодадан кўриниб турибдики, туташ рентген спектринг чегараси анод материалига 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 қобиқларидаги бирор электронни уриб чиқариши мумкин. Масалан, K -қобиқдаги бир электрон атомни ташлаб чиқиб кетганлиги туфайли унинг ўрни „бўш“ қолади. Бу „бўш“ ўринга L ёки M -қобиқдаги электрон ўтиши мумкин. Бунда характеристик рентген спектринг K -сериялари ҳосил бўлади. Маълумки, K -қобиқдаги электрон атом билан мустаҳкам боғланган, L -қобиқдаги электрон эса заифроқ, M -қобиқдагиси ундан ҳам заифроқ боғланган. Шунинг учун $L \rightarrow K$ ўтишда вужудга келадиган характеристик рентген нурланиши квантининг энергияси K ва L қобиқлардаги электронларнинг боғланиш энергиялари фарқига тенг бўлади. Харак-

теристик рентген спектрининг K , L , M ва N серияларини вужудга келиши схематик тарзда 8.8-расмда тасвирланган. Г. Мозли турли элементлар атомлари чиқарадиган характеристик рентген нурларининг частоталарини текшириш натижасида қўйидаги боғланиш ўринли эканлигини аниқлади:

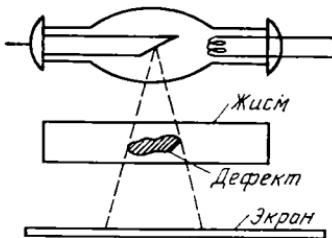
$$\sqrt{\nu} = a(Z - b), \quad (8.18)$$



8.8-расм.

бунда ν — характеристик рентген нурларининг частотаси, Z — атомнинг тартиб номери, a — айни серия чизиклари учун доимий миқдор, b — экранлаш доимийси. b нинг маъноси шундан иборатки, масалан, K -қобиқдаги „бўш“ ўринга узоқроқдаги қобиқдан ўтаётган элекtron учун ядро таъсири (K -қобиқдаги 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 соҳаларидага кенг фойдаланилади. Масалан, 8.9-расмда схематик тарзда тасвирланган қурилмада жисм ичида дефект-



8.9- расм.

қўйиб, дефектнинг расмини олиш ҳам мумкин. Баён этилган бу принцип **рентгенодефектоскопия** деб аталади.

7 - §. Молекулалар

Бир жинсли молданинг Сарча химиявий хусусиятларини ўзида мужассамлаширган 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 слади. Молекула барқарор система. Бу эса молекулани ташкил этувчи атомлар ўзаро таъсирилашувчи кучлар билан боғланганлигидан далолат беради. Бу боғланишларнинг моҳияти билан танишайлик.

Ишқорий металл атомидаги валент электрон ядро билан жуда заиф боғланган. Галлоид атомида эса электрон қобиқнинг тўлиши учун битта электрси етишмайди. Шунинг учун металл атомидаги валент электрон галлоид атомига 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 иснлар бир-бирига яқинлашади. Лекин уларнинг яқинлашувига кичик масофаларда намоён бўладиган ўзаро итаришув кучлари тўсқинлик қиласи. Масофанинг бирор қийматида бу икки куч тенглашади, яъни металл ва галлоид атомларидан ташкил топган барқарор система вужудга келади. Баён этилган боғла-

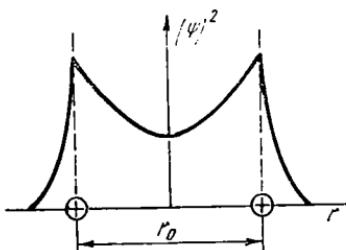
ни аниқлаш мумкин. Агар бу дефектнинг зичлиги жисм бошқа соҳаларининг зичлигидан кичикроқ бўлса, рентген нурлари бу дефектдан ўтиш жараёнида камроқ ютилади. Шунинг учун экранда бу дефектни шакли ёрқинроқ бўлади. Аксинча, дефектнинг зичлиги каттароқ бўлса, экрандаги унинг шакли қоронгироқ бўлади. Лозим бўлган ҳолларда экран ўрнига фотопластинка

ниш ион боғланиш, баъзан эса гетерополяр (грекча „гетеро“, яъни „турли“ деган сўздан олинган) **боғланиш** дейилади.

Бир хил элемент атомларидан ташкил топган молекуладаги боғланишни **гомеополяр** (грекча „гомео“, яъни „бир хил“ деган сўздан олинган) **боғланиш** ёки **ковалент боғланиш** дейилади. Ковалент боғланишнинг табиати квант механикасида тавсиф этилади. Унинг мөжиятини водород молекуласи мисолида муҳокама қилайлик. Аввал, бир - биридан изоляцияланган (яъни ўзаро таъсирашмайдиган даражада узоқликда жойлашган) иккита водород атомини тасаввур қилайлик. Биринчи атомдаги электронни ҳам, иккинчи атомдаги электронни ҳам ядродан бирор масофа узоқликда бўлишининг эҳтимоллиги (яъни тўлқин функцияянинг квадрати) айнан бир хил бўлади. Энг оддий ҳолда, яъни электрон s ҳолатда ($l = 0$) бўлганда эҳтимоллик сферик - симметрик характерга эга (8.1-а расмга қ.). Бошқача айтганда, „электрон булат“ бирор радиусли сферадан иборат. Энди, хаёлан иккала атомни бир - бири билан таъсирашадиган масофага яқинлаштирайлик. Натижада иккала атомнинг „электрон булатлари“ туташа бошлайди. Буни қуйидагича тушуниш керак: изоляцияланган атомларда электронлар фақат ўз ядролари атрофида ҳаракатланар эди. Атомлар бир - бирига яқинлашганда эса биринчи атом электронини иккинчи атом ядроси атрофида, худди шунингдек, иккинчи атом электронини биринчи атом ядроси атрофида қайд қилиш эҳтимоллиги нолдан фарқли бўлади. Атомлар янада яқинлашганда уларнинг „электрон булатлари“ шунчалик туташиб кетадики (8.10-расм), бу ҳолда биринчи атомнинг электрони ёхуд иккинчи атомнинг электрони деган сўзлар ўз маъносини йўқотади.

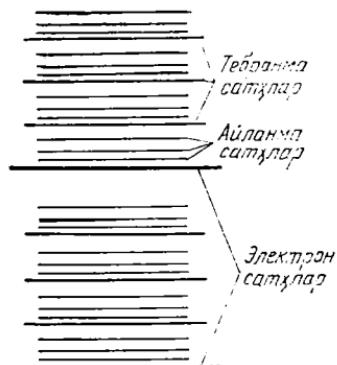
Бунда квант механикасидаги бир хил зарраларни фарқ қилиб бўлмаслик принципини ҳам ҳисобга олиш керак. Чунки иккала атомдаги электронлар бир - биридан фарқланмайди: иккала электроннинг заряди ҳам, массаси ҳам, спини ҳам бир хил.

Бундай ҳолатда иккита атомдан иборат система таги ҳар бир электрон бир вақтнинг ўзида иккала атомга ҳам тегишли бўлади. Бу эса Паули принципига зид эмас, чунки бир ҳолатда қаҳама-қаҳши спинли икки электрон бўлиши мумкин. Иккала электроннинг умумийлашуви туғайли ядролар оралиғида „электрон булат“ зичлигининг ортиши (8.10 -расмга қ.) ядроларни



8.10-расм.

каби молекуляр нурланиш ҳам молекуланинг бир стационар энергетик сатҳдан ундан қуйироқ 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 қобиғининг энергияси, $W_{эл}$; 2) молекула таркибидаги атомлар ядрсларининг (уларни бирлаштирувчи түғри чизиқ бўйлаб) тебраниш энергияси $W_{теб}$; 3) молекуланинг бирор ўқ атрофида айланниш энергияси $W_{айл}$. Молекуланинг бу учала энергия туфайли вужудга келадиган энергетик сатҳлари 8.11-расмда акс эттирилган: молекуланинг электрон сатҳлари жуда қалин чизиқлар билан тасвирланган. Молекуланинг тебранма энергияси электрон булат энергиясини орттирадиган қўшимча катталик деб қаралиши мумкин. Расмда тебранма сатҳлар ўртача қалинликдаги чизиқлар билан тасвирланган. Молекуланинг айланниши эса ҳар бир тебранма энергетик сатҳни бир неча бирбирига яқин жойлашган сатҳларга (расмда ингичка чизиқлар шаклида тасвирланган) ажратилишига 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



8.11-расм.

бир-бирига максимал яқинлаштиришга ҳаракат қилади. Улар оғасидаги масофанинг бирор r_0 қийматида икки атомли барқарор молекула мавжуд бўлади. Ковалент боғланишининг вужудга келиш манзаси ана шундай.

Энди, молекулалар нурланиш спектрининг вужудга келиши билан танишайлик. Худди атом нурланиши

диган энергетик сатҳлари 8.11-расмда акс эттирилган: молекуланинг электрон сатҳлари жуда қалин чизиқлар билан тасвирланган. Молекуланинг тебранма энергияси электрон булат энергиясини орттирадиган қўшимча катталик деб қаралиши мумкин. Расмда тебранма сатҳлар ўртача қалинликдаги чизиқлар билан тасвирланган. Молекуланинг айланниши эса ҳар бир тебранма энергетик сатҳни бир неча бирбирига яқин жойлашган сатҳларга (расмда ингичка чизиқлар шаклида тасвирланган) ажратилишига 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

$$\omega = \frac{\Delta W_{\text{эл}}}{\hbar} + \frac{\Delta W_{\text{тебр}}}{\hbar} + \frac{\Delta W_{\text{аэл}}}{\hbar} \quad (8.19)$$

ифода билан аниқланғыш лозим. Назария ва тажрибаның күрсатишича, (8.19) ифодадаги құшилувчи ҳадарнинг қийматлари қуйидаги

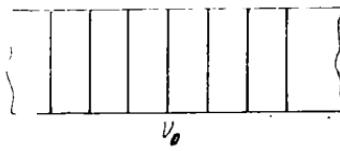
$$\Delta W_{\text{эл}} \gg \Delta W_{\text{тебр}} \gg \Delta W_{\text{аэл}}$$

тенгсизлик билан харakterланар экан. (8.19) ифодага асосан, молекуляр спектр айрым чизиқлардан иборат. Лекин айланма сатқалар ниҳоят зич жойлашғанлиги учун молекуляр спектрдаги чизиқлар ҳам бир-бирига жуда яқин бўлади. Шунинг учун ажратта олиш қобилияти ўртача бўлган оптик асбобларда бу чизиқлар тулашиб кетган یек йўллар (полоса) шаклида кўринати. Бу эса молекуляр спектрларни йўл-йўл спектр деб аталишига сабаб бўлган.

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 ν_0 бўлган монохроматик нурланиш тушаётган бўлсин. Бу нурланишни жисм молекулаларида сочилиши туфайли вужудга келган спектрда ν_0 частотали чизиқдан ташқари унинг икки ёнида симметрик равишда жойлашган янги чизиқлар ҳам кузатилади (8.12-расм). Бу чизиқларнинг частоталари ν_i сочувчи жисм молекулалари-нинг тузилишига боғлиқ, яъни ν_i нинг қийматлари тушувчи нурланиш частотаси ν_0 ва жисм молекулаларининг тебранма ёки айланма ўтишларида вужудга келадиган нурланишлар частоталари ν'_i нинг комбинацияларидан иборат бўлади, яъни

$$\nu_i = \nu_0 \pm \nu'_i. \quad (8.20)$$

Комбинацион сочилиш ҳодисасини тушунтириш учун тушаётган нурланиш фэтоны билан сочувчи молекуланың ўзаро таъсирини қараб чиқайлик. Кўп ҳолларда таъсиралиш эластик тўқнашувдан иборат бўлади. Шунинг учун сочилиш спектрида энергияси ўзгармаган фэтоналарга тегишли бўлган ν_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 ($h\nu_i$) молекулани нолинчи тебранма сатҳдан биринчи тебранма сатҳга кўтаришга сарфланади (чунки $\Delta W_{\text{тебр}} = h\nu'_i$). Шунинг учун сочилган фотон энергияси $h\nu_i = h\nu_0 - h\nu'$, 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 $h\nu_i = h\nu_0 + h\nu'$, 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 қиласди. Бундай нурланиш люминесценция деб аталади. Баён этилган ҳодиса нурлар таъсирида вужудга келганилиги туфайли уни *фотолюминесценция* деб ҳам аталади. Нурлардан бошқа таъсиrlар 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, хемилюминесценция номи оилан юрити-
лади. Демак, люминесценция ҳодисаси рўй бериши
турли хил энергиялар ёруғлик энергияга ай-
ланади. Люминесценцион нурланиш чиқарадиган жисм-
лар ниҳоят кўп: 1) баъзи элементларнинг буғлари
ва газлар; 2) баъзи жисмларнинг тузлари ва улар-
нинг эритмалари; 3) бензол, нафталин, антрацен каби
органик жисмлар; 4) таркибига металл ионлари ара-
лашган баъзи ноорганик жисмлар. Бу жисмларнинг
ҳаммаси ягона ном билан **люминофорлар** деб аталади.

Люминесценцион нурланиш, иссиқлик нурланиш-
дан фарқли равишда, мувозанатсиз нурланишdir. Бу
нурланишнинг вужудга келиши қуйидагича: бирор
турдаги энергия таъсирида люминофорнинг бир қанча
атом ёки молекулалари уйғонган ҳолатга ўтади. Улар-
ни асосий ёки қуйироқ уйғонган ҳолатга қайтишида
эса люминесценцион нурланиш вужудга келади. Бу
нурланиш қанча вақт давом этади. деган савол туғи-
лиши мумкин. Нурланишнинг давом этиш муддати
уйғонган ҳолатнинг яшаш вақти билан аниқланиши
лозим, албатта. Ҳақиқатан, тажрибаларда люминесцен-
цияни вужудга келтирувчи сабаб таъсири тўхтагандан
сўнг нурланиш маълум муддат давом этганилиги куз-
тилади. Ҳар хил люминофорлар учун бу муддат 10^{-10} с
дан бир нечка соатларгача бўлган вақтлар интервалини
ташкил қиласи. Шартли равишда сўниш вақти ($10^{-9} \div 10^{-8}$)с
бўлган люминесценцияни **флуоресценция** деб, бундан
узоқроқ вақт давом этган люминесценцияни эса **фос-
форесценция** дейилади.

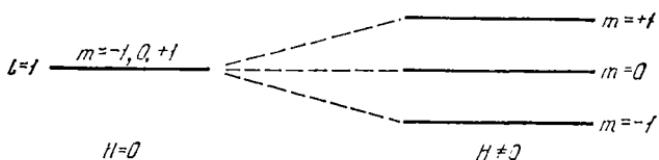
Юқоридә баён этилганидек, люминесценциянинг
турлари кўп. Биз фотолюминесценция устида тўхталиб
ўтамиз. Фотолюминесценция учун Стокс қоидаси
ўринли: **люминесценцион нурланишнинг тўлқин узун-
лиги уйғотувчи ёруғликнинг тўлқин узунлигидан
камтіроқ бўлганди**. Квант оптикасида Стокс қоидасини
оддийгина тушунтириш мумкин. Агар жисм энергияси
 $h\nu_0$ бўлган фотонни ютса, бу энергия қисман $h\nu$ энер-
гияли люминесценцион нурланиш фотони тарзида қай-
тарилади, қолган қисми эса жисмнинг ичидаги содир
бўлувчи турли хил жараёнларда бошқа бир тур энер-
гияларга айланади. Демак, $h\nu < h\nu_0$, яъни $\nu < \nu_0$. Бу
тенгсизликни тўлқин узунликлар орқали ифодаласак
($\lambda = c/\nu$ га асосан), $\lambda > \lambda_0$ ҳосил бўлади. Бу Стокс
қоидасининг ифодасидир.

Люминесценцион нурланиш спектри люминофэрнинг

химиявий таркибиغا ва унинг молекуляр тузилишига боғлиқ. Бу эса люминесценцион нурланишдан фойдаланиб люминофорлик вазифасини ўтаётган жисмни ўрганиш имконини беради. Бундан ташқари люминесценция газ-ёруғлик лампаларда, театрл техникада ҳам кўлланилади.

9 - §. Парамагнит резонанс

Магнит моментлари нолдан фарқли бўлган атом ёхуд молекулалар (парамагнит модданинг атом ва молекулалари) нинг энергетик сатҳлари ташқи магнит майдон таъсирида бир неча сатҳчаларга ажралади. *Зееман ажралиши* деб юритиладиги бу ҳол 8.13-

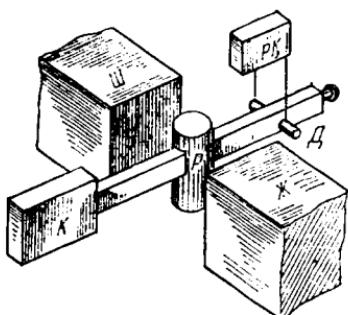


8.13- расм.

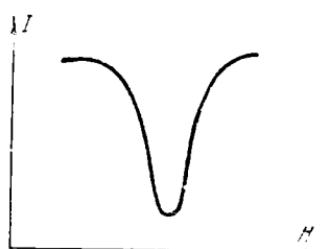
расмда тасвириланган. Ташқи магнит майдон таъсир қилмаганда ($H = 0$) $L = 0$, лекин m нинг қийматлари $-1,0$ ва $+1$ бўлган учала энергетик сатҳларнинг қийматлари айнан бир хил, яъни m бўйича айниш кароралиги З га teng. Лекин ташқи магнит майдон таъсирида ($H \neq 0$) бу уч сатҳчалар ажралади, яъни магнит квант сон m бўйича айниш йўқолади. Агар атом юқориқдаги сатҳча билан характерланувчи ҳолатдан қуйироқ сатҳча билан характерланувчи ҳолатга ўтса, мазкур энергетик сатҳчалар қийматларининг фарқи билан аниқланувчи энергияли нурланиш чиқарилиши лозим. Аксинча, қуйироқ энергетик сатҳча билан аниқланувчи ҳолатдаги атом ташқи электромагнит нурланиш таъсирида юқориқ сатҳча билан характерланувчи ҳолатга ўтади. Бундай процесс амалга ошиши учун нурланиш квантининг энергияси энергетик сатҳчалар фарқига teng бўлиши лозим, албаттa. 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 жойлаширилади. Клистронли генератор (*K*) ёрдамида ҳосил қилинадиган нурланиш парамагнит жисмінше тушади. Жисмдан ўтган нурланиш *D* детектор ва *PK* радиоқурилма ёрдамида қайд қилинеди. Тажри-баларни, одатда, монохроматик нурланиш ёрдамида амалга оширилади, яғни клистронли генератор чиқара-



8.14- расм.



8.15- расм.

ўтган нурланиш частотаси ўзгармас сақланади. Магнит майдон эса аста - секин ўзгаририб борилади. Магнит майдоннинг бирор резонанс қийматида парамагнит жисмнинг нурланиш ютиши кескин ортиб кетади. Натижада парамагнит моддадан ўтиб детекторга етиб келаётган нурланиш интенсивлиги кескин камаяди (8. 15 - расм).

Парамагнит резонанс ҳодисаси 1944 йилда совет олими Е. К. Завойский томонидан кашф этилган. Модданинг магнит хусусиятлари унинг структураси билан узвий боғлиқ бўлганлиги учун парамагнит резонанс усули физика ва химиянинг турли соҳаларида илмий текширишларда кенг қўлланилмоқда. Парамагнит резонанснинг кашф этилиши олимлар қўлига модда тузилишини ўрганишда самарали текшириш қуролини берди.

10 - §. Мажбурий нурланиш. Лазерлар

Квант система (масалан, атом ёки молекула) нийг энергетик ҳолатлари W_1 ва W_2 , билан характерланиси

($W_1 < W_2$, бўлсин). Агар бу системага энергияси $h\nu = W_2 - W_1$ бўлган нурланиш тушса, у ютилади ва система W_2 энергияли уйғонган ҳолатга ўтади. Уйғонган ҳолатда атом ёки молекула маълум муддат яшайди, сўнг бирданига асосий ёки қўйироқ уйғонган ҳолатга ўтади. Бу муддат система (атом ёхуд молекула) уйғонган ҳолатининг яшаш дъвомийлиги, баъзан эса системани уйғонган ҳолатда бўлиш вақти дейилади. Агар ўтиш ташқи таъсирсиз, яъни ўз-ўзидан содир бўлса вужудга келган нурланишни *спонтан нурланиш* деб аталади. Агар спонтан нурланиш бирор жисм таркибидаги N та атом томонидан чиқарилаётган бўлса, бу атомларнинг нурланишлари бир-бири билан „мувофиқлашмаган“ бўлади. Бошқача айтганда, жисмдаги бир атомнинг ўрни ва нурланиш вақти бошқа атомнинг ўрни ва нурланиш вақтига боғлиқ эмас. Турли атомлэрдан чиқарилаётган нурланишларнинг тебраниш текисликлари, фазалари, йўналишлари турлича, аниқроғи эҳтимолий характерга эга бўлади. Шунинг учун спонтан нурланиш когерент бўлмайди.

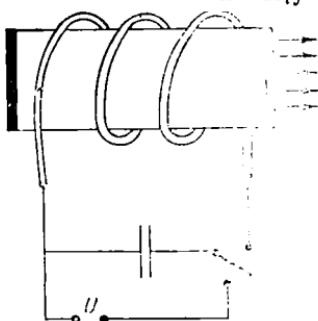
Спонтан нурланиш системани юқори энергетик ҳолатдан қўйироқ энергетик ҳолатга ўтишининг мумкин бўлган ягона механизми эмас. Система қўйироқ энергетик ҳолатга бирор ташқи таъсир туфайли мажбуран ўтиши мумкин. Бундай ўтишда вужудга келадиган нурланишни *мажбурий нурланиш* ёки *индукцияланган* (рағбатлантирилган) нурланиш деб аталади. Ташқи таъсир системани қўшни зарралар билан тўқнашуви ёки таъсирашуви натижаси сифатида намоён бўлиши мумкин. Лекин аксарият ҳолларда мажбурий нурланиш шу нурланишнинг частотасига айнан тенг бўлган частотали электромагнит тўлқин (фотон) таъсирида содир бўлади. Частотаси бошқачароқ бўлган фотонлар системанинг хусусий тебранишлари билан резонанслашмайди, натижада уларнинг индукцияловчи таъсири анча кучсиз бўлади. Атом (ёки молекула) мажбурий нурланишининг фотон манзараси қўйидагича: 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 уни қўйироқ ҳолатга (энергияси W_1) ўтишга мажбур қиласди, яъни атом фотон чиқаради. Бу фотон атомни мажбурий ўтишга рағбатлантирган фотонга айнан ўхшайди. Натижада иккита бир хил фотон бир йўналишда учишли давом эттиради. Бу фотонлар ўз йўлларида

учраган уйғонган ҳолатдаги янги атомларни мажбурий нурланишга рағбатлантирадилар ва җоказо. Шу тариқа борган сари қуюнсимон күпайиб борадиган фотонлар оқими вужудга келди.

Мажбурий нурланиш мажбур этувчи нурланиш билан көгерент бўлади. Демак, қуюнсимон жараёнда барча атомлар чиқараётган мажбурий нурланишларнинг частоталари, фазалари, тарқалиш йўналишлари ва қутбланиш текисликлари айнан бир хил бўлади. Бу эса жисмдан ўтаётган нурланишни кучайишига сабабчи бўлади.

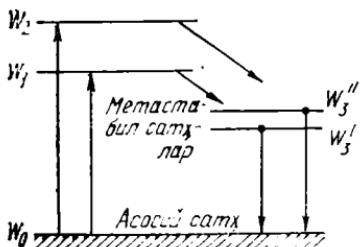
Лекин фотонлар оқимини (яъни нурлениш интенсивлигини) кучайишига фотонларнинг қуий энергетик сатҳдаги атомлар томонидан ютилиши халақит беради. Эйнштейннинг кўрсатишича, мажбурий нурланиш ва ютилиш жараёнларининг эҳтимоллиги бир хил. Шунинг учун нурланиш актлари (ҳодисалари) сони юқори сатҳдаги атомлар сони $N_{\text{ю}}$ билан, ютилиш актлари сони эса қуий сатҳдаги атомлар сони $N_{\text{к}}$ билан аниқланади. Демак, мажбурий нурланиш ҳодисалари ютилиш ҳодисаларидан устун келиши учун жисмда юқори сатҳдаги атомлар сони қуий сатҳдаги атомлар сонидан анча кўп ($N_{\text{ю}} \gg N_{\text{к}}$) бўлиши лозим. Бу шарт бажарилса, мажбурий нурланиш оқими қуюнсимон ортиб боради.

Н. Г. Басов, А. И. Прохоров, Ч. Таунс юқорида баён этилган шарт бажариладиган усуулларни амалга ошириб лазер (ёки мазер) деб аталадиган қурилмалар ихтиро қилдилар. Лазер деган ном инглизча Light (Microwave) Amplification, by Stimulated Emission of Radiation, яъни „ёруғлик (ёки микротўлқин) ни индукцияланган нурланиш ёрдамида кучайтириш“ деган сўзларнинг бош ҳарфларидан олинган. Лазерлар билан танишишни ёқутили лазернинг ишлаш принципини муҳокама қилиш устида олиб борайлик. Ёқутили лазернинг тузилиши схематик тарзда 8.16 - расмда тасвирланган. Лазернинг ишчи „жисми“ ёқутдир. Ёқут алюминий оксиди Al_2O_3 нинг кристали, 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 ишҳоят даражада силлиқланган. Асослар кумуш билан шундай қопланганки, чап томондагиси (8.16-расмга қ). тўла қайтарувчаник хусусиятига эга, ўнг томондагиси эса қисман шаффоф. Цилиндросимон ёқут кристалини спиралсимон лампа ўраб олган. Бу лампанинг нурланиши ёқут таркибида ги хром ионларини W_1 ва W_2 энергетик сатҳларга кўтаради (8.17-расмга қ.).



8.17-расм.

Бу уйғонган сатҳларнинг яшаш давомийлиги анча кичик ($\sim 10^{-7}$ с). Улардан W_3' ва W_3'' сатҳларга ўтиш содир бўлади. Бир-бира га 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 йифила 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 бўлди. Бу фотонларнинг ўйналиши турлича. Ёқут кристалининг ўқи билан катта бурчак ҳосил қилган фотонлар (бу фотонлар вужудга келтирган мажбурий нурланишлар ҳам) кристалдан тезда чиқиб кетади. Кристал ўқи бўйлаб ҳаракатла наётган фотонлар эса қайтарувчан асослардан кўп марта қайтади, бу ҳаракат давомида кўп сонли мажбурий нурланишлар вужудга келади. Натижада фотонларнинг кучли оқими кристалнинг қисман шаффоф ўнг томондаги асоси орқали ташқарига чиқади. Шундан сўнг ташқи манбадан яна энергия олинади ва баён этилган кетма-кетликда яна жараёнлар қайтилаверади.

Юқоридаги мисолда метастабил сатҳда йифилган энергия мажбурий нурланиш сифтида шу жисмнинг ўзидағи спонтан нурланиш тъсирида ажралиб чиқди. Бошқача қилиб айтганда, лазер генераторлик вазифасини бажарди. Шунинг учун бу ҳолда лазерни *квант генератор* деб ҳам аталади. Агар метастабил сатҳда ги ионларнинг мажбурий нурланиши ташқи таъсир (уни, одатда, кириш сигнали дейилади) туфайли вужудга

келса, лазер кириш сигналини кучайтирган бўлади. Шунинг учун бу ҳолда лазерни *квант кучайтиргич* деб аталади.

Умуман, лазерларнинг ишлаш принципини тўрт тактли ички ёнишдвигателига қиёс қилиш мумкин.

1 - такт. Ёруғликнинг ташқи манбай жисм атомларини уйғонган ҳолатга ўтказади (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 ҳаракатланадиган фотонлар метастабил ҳолатлардаги атомларни қисқа вақт ичидан мажбуран нурлантиради. Натижада ёруғлик нури кучли импульс тарзида кристалдан ташқарига чиқади (сиқиб чиқариш тактига мос келади).

Лазерлар ёрдамида олинадиган нурлар юқори даражада когерент, дастаси эса ниҳоятда ингичка бўлганилиги учун улар фан ва техниканинг турғли соҳаларида: узоқ масофалардаги радиоалоқада, кичик ҳажмларда жуда юқори температуралар ҳосил қилишда, медицинада жуда нозик хирургик операцияларни бажаришда ва ҳоказоларда кенг қўлланилмоқда.

IX боб ЯДРО ФИЗИКАСИ

1-§. Атом ядроининг таркиби ва асосий характеристикалари

Атомнинг ядро модели таклиф этилгандан сўнг, тахминан саккиз йиллар чамасида ядронинг таркиби ҳақида назарий мунозаралар давом этди, холос. Лекин 1919 йилда Резерфорд азот ядроларини альфа-зарралар билан бомбардимон қилинганда улардан водород ядролари ажралиб чиқишини кузатди. Резерфорд ажралиб чиқкан бу заргаларни *протон* (грекча πρωτος — „биринчи“ деган сўздан олинган) деб атади. Яна бир элементар зарра — *нейтронни* 1932 йилда Резерфорднинг шогирди Чедвик аниқлади. Шундан сўнг 1932 йилда совет физиги Д. Д. Иваненко ва немис олимни Вернер Гейзен-

берг бир-биридан мустақил равишида *атом ядроси* *протонлар ва нейтронлардан ташкил топган*, деган фикрни илгари сурдилар. Шу тариқа атом ядроининг протон-нейтрон модели яратилди. Протон ва нейтронни ягона ном билан *нуклон* деб аталди. Бу ном латинча *nucleus* „ядро“ деган сўздан олинган бўлиб, у протон ва нейтрон ядеровий зарралар эканлигини англатади. Ана шу нуклонларнинг асосий характеристикалари билан ташшайлик.

Протон мусбат элементар электр зарядга эга бўлган зарра, яъни $q_p = +e = +1,60219 \cdot 10^{-19}$ Кл. Унинг тинчликдаги массаси $m_p = 1,67265 \cdot 10^{-27}$ кг. Атом ва ядро физикасида массасининг атом бирлиги (қисқартиб „м. а. б.“ шаклида ёзилади) дан кенг фойдаланилади. Бу бирлик СТ СЭВ 1052—78 га асосан рухсат этилган. 1 м. а. б. углерод — 12 атоми массасининг $1/12$ улушига, яъни $1,66057 \cdot 10^{-27}$ кг га teng. Натижада $m_p = 1,007276$ м.а.б. бўлади. Нейтрон эса электроннейтрал зарра бўлиб, унинг тинчликдаги массаси $m_n = 1,67495 \cdot 10^{-27}$ кг = $1,008665$ м. а. б. га teng. Бундан ташқари энергия ва массасининг эквивалентлик қонуни ($W = mc^2$) га асосланаб, масса Ж ларда ёхуд эВ ларда ($1\text{Ж} = 6,2419 \cdot 10^{18}$ эВ) ҳам ифодаланади. Демак,

$$m_p = 1,5033 \cdot 10^{-10} \text{Ж} = 938,28 \text{МэВ}, \\ m_n = 1,5054 \cdot 10^{-10} \text{Ж} = 939,57 \text{МэВ}. \quad (9.1)$$

Ҳар қандай фермионлар каби нуклонларнинг ҳам спинлари яримга teng, яъни $s = 1/2$. Элементар зарралар спинларини квант сон ёрдамида ана шундай ёзиш қабул қилинган. Протон ёхуд нейтроннинг спины $1/2$ га teng дейилганда, нуклон спинининг ихтиёрий йўналишга (масалан ташқи магнит майдон йўналишига) проекцияси $\frac{1}{2}\hbar = \frac{1}{2} \cdot 1,05459 \cdot 10^{-34} \text{Ж} \cdot \text{с} = 0,5273 \cdot 10^{-34} \text{Ж} \cdot \text{с}$ га teng эканлигини тушунишимиз лозим.

Протон ва нейтронлар хусусий магнит моментларга ҳам эга, уларнинг қийматлари қўйидагича:

$$\mu_p = +2,79 \mu_\text{я}, \\ \mu_n = -1,91 \mu_\text{я}. \quad (9.2)$$

Бу ифодадаги $\mu_\text{я}$ ядролар ва зарраларнинг магнит моментларини ўлчаш учун қўлланиладиган ва *ядровий магнетон* деб аталувчи катталик. Бу тушунча Бор магнетонига қиёсан киритилган. Агар Бор магнетони ифодаси-

нинг махражидаги электрсн массаси m_e ўрнига протон массаси m_p ни қўйсак, ядровий магнетоннинг ифодаси ҳосил бўлади:

$$\mu_a = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27} \frac{\text{А}}{\text{м}^2}. \quad (9.3)$$

Энди атом ядросини характерловчи катталиклар билан танишайлик.

Д. И. Менделеев даврий жадвалидаги **элементларнинг тартиб номери Z** шу элемент атоми ядросининг зарядини аниқлайди, яъни $q_a = +Ze$. Барча ядролар ичда водород атомининг ядроси энг кичик зарядга, яъни протоннинг заряди $+e$ га тенг. Кислород атоми ядросининг заряди $+8e$. Кумушники $+47e$, олтинники $+79e$, уранники эса $+92e$ га тенг.

Ядролаги нуклонлар сони, яъни ядро таркибидаги барча протонлар сони Z ва барча нейтронлар сони N нинг йифиндиси

$$Z + N = A$$

ядронинг масса сони дейилади.

Ядроларни белгилашда элементнинг химиявий символдан фойдаланиб, символнинг юқориги ўнг томонида ядронинг масса сони ёзилади. Масалан, Li^7 , Au^{197} ва ҳоказо. Баъзан символнинг пастки чап томонида элементнинг тартиб номери (протонлар сони) ҳам қайд қилинади: ${}_8\text{O}^{16}$, ${}_{20}\text{Ca}^{40}$, ${}_{26}\text{Fe}^{54}$, ${}_{75}\text{Re}^{182}$, ${}_{92}\text{U}^{235}$.

Баъзи ҳолларда эса ядродаги протонлар ва нейтронлар сонини акс эттириш учун химиявий символнинг пастки ўнг томонига нейтронлар сони ҳам ёзиб қўйилади: ${}_{83}\text{Bi}^{209}$, ${}_{126}\text{Ba}$, ${}_{92}\text{U}^{238}$.

Демак, ядрони характерлаш учун Z , N ва A сонлар қўлланилади. Бу уч сондан бирортаси ўзгармас бўлган ядроларни умумлаштирувчи қўйилади номлардан фойдаланилади:

1) Z лари бир хил бўлган ядролар *изотоплар* дейилади. Масалан, водороднинг учта изотопи мавжуд: ${}_1\text{H}_1^1$ (протий), ${}_1\text{H}_1^2$ (дейтрий) ва ${}_1\text{H}_2^3$ (тритий). Демак, изотоплар деганда нейтронларининг сонлари билан фарқланувчи айни элемент атомларининг ядроларини тушуниш лозим.

2) N лари бир хил бўлган ядролар *изотонлар* дейилади. Масалан, ${}_7\text{N}_8^{15}$, ${}_8\text{O}_8^{16}$, ${}_9\text{F}_8^{17}$.

3) Z ва N лари ҳар хил, лекин $A = Z + N$ лари бир хил бўлган ядролар *изобарлар* дейилади. Масалан, $^{74}_{181}\text{W}$, $^{181}_{75}\text{Re}$, $^{181}_{76}\text{Os}$, $^{181}_{77}\text{Ir}$.

Ядроларнинг импульс моментлари (ёки оддийгина спинлари) ядро таркибига кирувчи нуклонларнинг орбитал ва хусусий моментларининг вектор йиғиндиши шаклида аниқланади. Ядролар спинларининг қийматлари Z ва N ларнинг тоқ ёки жуфтлигига боғлиқ:

а) Z ва N лари жуфт сонлар билан ифодаланган барча ядролар (бундай ядролар жуфт-жуфт ядролар деб аталади) нинг спинлари нолга teng;

б) Z ва N лари тоқ сонлар билан ифодаланган ядролар (бундай ядролар тоқ-тоқ ядролар деб юритилади) нинг спинлари бутун сонли қийматларга (масалан, 0, 1, 2, ...) эга бўлади;

в) нуклонларининг умумий сони $A = Z + N$ тоқ сонли қийматлар билан аниқланадиган ядролар (Z -тоқ, N -жуфт, ёки аксинча, Z -жуфт, N -тоқ бўлиши лозим) нинг спинлари $1/2$, $3/2$, $5/2$ ва ҳоказо қийматларга teng бўлади.

Ядронинг магнит моментини ядро таркибидаги нуклонлар хусусий магнит моментларининг вектор йиғиндиши тарзига ифолалаш мумкин эмас. Бу фикримизнинг исботи тафиқасида H^2 (дайтерий) ядроси устида мулоҳаза юритайлик. H^2 ядроси битта протон ва битта нейтрондан ташкил топган. Унинг спини 1 га teng. Бундан протон ва нейтроннинг спинлари бир хил йўналишга эга (чунки $1/2 + 1/2 = 1$), деган холосага келамиз. У ҳолда дайтерийнинг магнит моменти

$$\mu_{\text{H}^2} = \mu_p + \mu_n = (2,79 - 1,91\mu_{\text{я}}) = 0,88\mu_{\text{я}}$$

бўлиши лозим эди. Тажрибаларда эса дайтерийнинг магнит моменти $0,86\mu_{\text{я}}$ га tengлиги топилди. Демак, ядронинг магнит моментида нуклонларнинг хусусий магнит моментларидан ташқари протонларнинг орбитал магнит моментларининг ҳиссаси ҳам мавжуд.

Ядро ўлчамларини аниқлаш учун бир қатор тажрибалар ўтказилган. Бу тажрибаларда ядроларнинг шакли сферага яқинлигини ва бу сфераларнинг радиуслари ядронинг масса сонини $1/3$ даражасига пропорционал эканлиги аниқланди:

$$R_{\text{я}} \approx 1,3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ м.}$$

Ядро жисмининг зичлигини эса тақрибий радиусда қуидагида аниқлаш мумкин:

$$\rho_{\text{яд}} = \frac{m_{\text{яд}}}{V_{\text{яд}}} = \frac{A \cdot 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}}{\frac{4}{3}\pi R_{\text{яд}}^3 \text{ м}^3} \approx 1.8 \cdot 10^{17} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$$

Демак, ядро жисмининг зичлиги ядро таркибидаги нуклонлар сонига боғлиқ эмас. Унинг қиймати шу қадар каттаки, ядро зичлигидек зичликка эга бўлган жисмдан ясалган, радиуси 200 м чамасидаги шарнинг массаси Ернинг массасига тенг бўлар эди.

2-§. Ядровий кучлар

Ядро ўлчамлари билан танишгандан сўз қуидаги муроҳаза юритишимиш мумкин. Ядро таркибидаги икки протон орасида, Кулон қонунига асосан, миқдори

$$F_k = \frac{e \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \approx 34 \text{ Н}$$

бўлган ўзаро итаришиш кучи таъсири қилиши лозим. Оғир ядроларда (бу ядроларда бир неча ўнлаб протонлар мавжуд) эса кулон кучининг миқдори бир неча минг ньютонга етади. Бундай кучлар таъсирида ядродаги протонлар тарқаб кетиши лозим эди. Ваҳоланки, барқарор ядролар мавжуд. Балки ядролар барқарорлигининг сабабини нуклонлар орасидаги ўзаро тортишиш гравитацион кучларининг таъсири билан тушунтириш мумкиндир. Бироқ икки протон орасидаги гравитацион кучнинг миқдори

$$F_{gp} = \gamma \frac{m_p \cdot m_p}{r^2} \approx 28 \cdot 10^{-36} \text{ Н}$$

га тенг, яъни гравитацион куч кулон кучидан тахминан 10^{36} марта кичик. Шунинг учун барқарор ядроларнинг мавжудлигини ядро ичидаги тортишиш характеристига эга бўлган қудратли ядровий кучлар билан тушунтирилади. *Ядровий кучларнинг хусусиятлари* тажрибаларда яхшигина ўрганилган. Бу хусусиятларнинг асосийлари қуидагилан иборат:

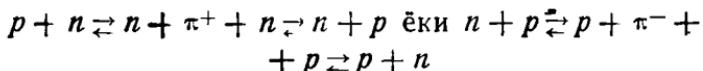
1) нуклонлар орасидаги масофа $r = (1 + 2) \cdot 10^{-15}$ м бўлганда ядровий кучлар тортишиш характеристига, $r < 1 \cdot 10^{-15}$ м масофаларда эса итаришиш характеристига эга бўлади. $r > 2 \cdot 10^{-15}$ м масофаларда ядровий кучларнинг таъсири деярли сезилмайди;

2) ядророндуку таъсирланашиган нуклонларнинг зарядли ёхуд зарядсиз бўлишига боғлиқ эмас, яъни икки протон, икки нейтрон ёки протон ва нейтрон орасидаги ўзаро таъсирилган катталиги бир хил бўлади;

3) ядророндик кучлар ўзаро таъсирилшадиган ну клонлар спинларининг йўналишига босфлиқ. Бунга иккита нуклондан ташкил топган система мисол бўла олади. Нейтрон ва прстоннинг спинлари фақат параллел бўлган тақдирдагина система боғлиқ бўлади, яъни дейтерий (H^2) ҳосил бўлади. Спинлари антипарадел бўлган нейтрон ва прстон H^2 ни ҳосил қилмайди;

4) ядророндик кучлар тўйиниш хусусиятига эга, яъни ҳар бир нуклсон ядродаги барча нуклсонлар билан эмас, балки ўзининг атрофидаги чекли сенли нуклонлар билан бир бақтнинг ўзи, а таъсирилаша олади. Ядророндик кучларнинг бу хусусияти молекуладаги атомларнинг валент боғланишини эслатади. Масалан, водород атоми фақат яна битта атом билан бирикиши, углерод эса бир вақтнинг ўзида бошқа тўртта атом билан боғланиши мумкин. Лъаълумки, валент боғланиши молекуладаги атомларнинг бир-бири билан доимо валент электронлар алмасиб туриши туфайли вужудга келади. Водород атомининг битта валент электрони бўлганлиги учун у биттадан ортиқ атом билан электрон алмаша олмайди, албатта. Углероднинг эса тўртта валент элекстрони бор. Шунинг учун у икки, уч ёки тўртта атом билан электронлар алмасиб туриши мумкин. Бошқача қилиб айтганда, валент кучларнинг тўйиниш сабаби—уларнинг алмашинувчи кучлар эканлигига эди. Худди шунингдек ядророндик кучларнинг тўйиниши—улар алмашинувчи кучлар эканлигидан далолат беради. Умуман, алмашинувчи кучлар квантумеханик тушунчадир. Бунда икки зарра бир-бири билан учинчи хил заррани дсимо алмасиб туриш воситасида боғланган бўлади.

Ҳақиқатан, замонавий тасаввурларга асосан, ядродаги нуклонлар бир-бири билан пи- мезонлар алмасиб туради. Пи- мезонлар уч хил бўлади: мусбат (π^+), манфиј (π^-) ва нейтрал (π^0). Протон ва нейтроннинг ўзаро таъсирилашиши қўйидагича амалга шади: протон π^+ чиқариб ўзи нейтронга айланади, π^+ ни нейтрон ютади ва у прстонга айланади. Бу жараённи схематик тарзда



шаклида ёзиш мумкин. Бунда протон ва нейтрон орасида заряд алмашиниши рўй беряпти. Протон ва нейтрон орасидаги ўзаро таъсир π^0 воситасида ҳам рўй бериши мумкин, лекин бу ҳолда нуклонлар заряд алмашмайди:

$$p + n \rightleftharpoons p + \pi^0 + n \rightleftharpoons p + n.$$

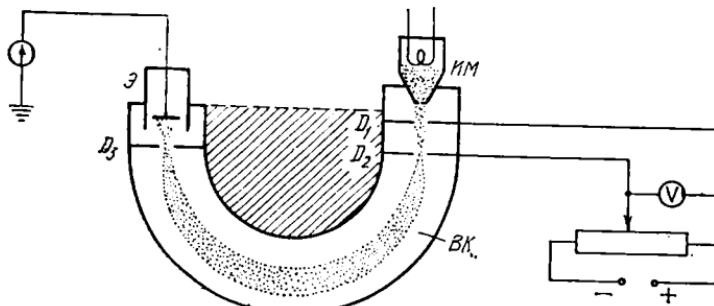
Протон ва протон ёки нейтрон ва нейтрон орасидаги ўзаро таъсир ҳам π^0 воситачилигида ўтади:

$$p + p \rightleftharpoons p + \pi^0 + p \rightleftharpoons p + p \text{ ёки } n + n \rightleftharpoons n + \pi^0 + n \rightleftharpoons n + n.$$

Шундай қилиб, нуклонлар доимо мезон чиқариб ва ютиб туради, яъни улар мезонлар булути билан қопланган бўлади. Хусусан, нейтрон ўз умрининг маълум қисмини $p + \pi^-$ ҳолатда (бундай ҳолат виртуал ҳолат дейилади) ўтказади. π^- нинг орбитал ҳаракати туфайли нейтрон манғий магнит моментга ($\mu_n = -1,91 \mu_u$ эканлигини эсланг) эга бўлади. Худди шунингдек протон маълум муддат $n + \pi^+$ виртуал ҳолатда бўлади. Бу вақт ичига π^+ орбитал ҳаракатда қатнашади. Шунинг учун протоннинг магнит моменти μ_n га эмас, балки каттароқ қийматга, яъни $2,79 \mu_u$ га teng.

3-§. Ядро массаси ва бўгланиш йенергияси

Турли элементлар изотопларининг массалари *mass-спектрометр* деб аталувчи қурилмалар ёрдамида етарлича аниқлик билан ўлчанади. Масс-спектрометрлар нинг тузилиши 9.1-расмда тасвирланган. Ион манбаида (*ИМ*) жисм атомлари мусбаг зарядланган ионларга айлантирилади. Сўнгра D_1 ва D_2 тирқишли тўсиқлар орали-



9.1- расм.

ғида q зарядли ионлар qU энергиягача тезлатилади, яъни вакуум камерага (EK) кираётган ионлар учун

$$\frac{mv^2}{2} = qU \quad (9.5)$$

муносабат ўринли бўлади. Бунда m —ионнинг массаси, v —унинг тезлиги. Вакуум камерада ионларга перпендикуляр йўналишдаги бир жинсли магнит майдон таъсир этади. Бу майдон таъсирида ион айланма траектория бўйича ҳаракатланади. R радиусли айланга бўйлаб ҳаракатланаётган ионга таъсир этувчи марказдан қочирима куч индукцияси B бўлган магнит майдонидан таъсир этувчи лорентз кучига тенг, яъни

$$\frac{mv^2}{R} = qvB. \quad (9.6)$$

(9.5) ва (9.6) тенгламаларни бирга ечсак,

$$m = \frac{qR^2B^2}{2U} \quad (9.7)$$

ифодани ҳосил қиласиз. Демак, m масса ва q заряд билан характерланувчи ионнинг индукцияси B бўлган бир жинсли майдондаги айланма траекториясининг радиуси U тезлатувчи потенциал билан аниқланади. Шунинг учун тезлатувчи потенциални аста-секин ўзгартириб, ион орбитасининг радиусини камера радиусига мослаштириш мумкин. Натижада ионлар D_3 тўсиқдаги тирпишдан ўтиб Э электрометрга тушади, бу эса ўз навбатида электрометр токининг қийматини кескин ошишига сабаб бўлади. (9.7) ифодадан фойдаланиб ион массаси аниқланади. Ядро массаси ҳақида ахборот олиш учун ион массасидан унинг таркибидаги барча электронлар массаларини айриш керак, албатта. Массспектрометрлар ёрдамида олинган маълумотлар шуни кўрсатадики, ядронинг массаси унинг таркибидағи нуклонлар массаларининг йигиндисидан кичик. Масалан, He^4 ядросининг массаси $4,001523$ м. а. б. га тенг. Бу ядро икки протон ва икки нейтрондан ташкил топган. Бу нуклонларнинг умумий массаси $2m_p + 2m_n = (2 \cdot 1,007276 + 2 \cdot 1,008665)$ м. а. б. = $4,031882$ м. а. б. га тенг. Демак, He^4 ядросининг массаси унинг таркибидаги нуклонларнинг умумий массасидан $\Delta m = (2m_p + 2m_n) - m_{\text{He}^4} = (4,031882 - 4,001523)$ м. а. б. = $0,030359$ м. а. б. қадар кичик. Бу муаммони қандай тушунмоқ керак? Мазкур саволга жавоб бериш учун нисбийлик назариясининг асосий холосаларидан бири бўлган энергия ва массанинг эквивалентлиги ҳақидаги принципга мурожа-

ат қиласиз. Бу принципнинг таъкидлашича, агар система бирор ΔW энергия йўқотса ёки қўшиб олса, унинг массаси

$$\Delta m = \frac{\Delta W}{c^2} \quad (9.8)$$

қадар камаяди ёки ортади. Шу принципга асосланиб юқоридаги мисолни муҳокама қиласиз. Икки протон ва икки нейтрондан иборат система мавжуд. Нуклонлар бир-бири билан таъсирашмайдиган даража ёғи узоқликда жойлашган (яъни изоляцияланган) хаёлий ҳолни системанинг бир ҳолати десак, тўртала нуклон ядро бўлиб боғланган реал ҳолни системанинг иккинчи ҳолати деб ҳисоблаш лозим. Системанинг бу икки ҳолатдаги массаларининг ўзгариши Δm га тенг бўляпти. Демак, (9.8) муносабатга асосан, нуклонлар бир-бири билан боғланганда (ядро тарзида) уларнинг энергияси

$$\Delta W = \Delta m \cdot c^2$$

га ўзгарили. Бошқача айтганда, Δm — нуклонларнинг боғланиш энергиясини ифодаловчи катталик.

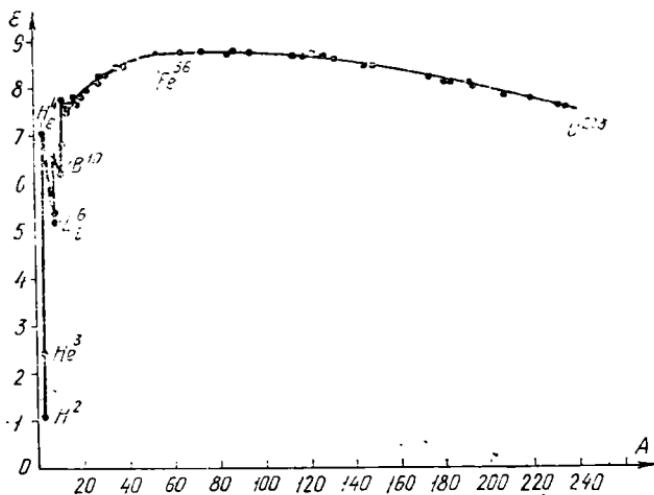
Умуман, физикада (химияда ҳам) боғланиш энергияси деганда шу боғланиши бутунлай бузиш учун бажарилиши лозим бўладиган иш тушунилади. Хусусан, ядродаги нуклонларнинг боғланиш энергияси — ядрони ташкил этувчи нуклонларга бутунлай ажратиш учун сарфланадиган энергиядир. Унинг қиймати қўйидағича аниқланади:

$$W_b = (Zm_p + Nm_n - m_A)c^2. \quad (9.9)$$

Ядро боғланиш энергиясининг нуклонлар сонига нисбати, яъни

$$\epsilon = \frac{W_b}{A} \quad (9.10)$$

катталик ядродаги нуклон боғланишининг ўртача энергияси деб аталади. ϵ нинг қиймати қанчалик катта бўлса, нуклонни ядродан ажратиш учун шунчалик кўпроқ энергия сарфлаш керак бўлади. Бу эса ўз навбатида ядронинг мустаҳкамроқ эканлигини билдиради. ϵ нинг турли ядролар учун қийматлари 9.2-расмда тасвирланган. Абсцисса ўқи бўйлаб ядроларнинг масса сони A жойлаштирилган. Расмдан кўрининшича, $A = 50 \div 60$ да ϵ нинг қиймати максимумга ($\sim 8,8$ МэВ) эришади. Энг кичик қиймат эса H^2 мисолида (~ 1 МэВ) кузатилади. Масса сони 3 га тенг бўлган H^3 ва He^3



9.2-расм.

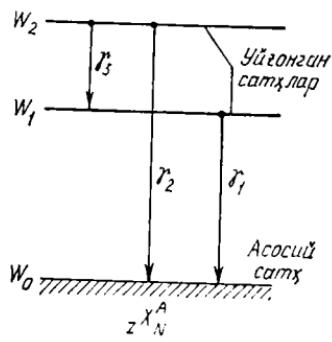
ядролари учун $\epsilon \approx 2,5$ МэВ. Лекин He^4 ядросида ϵ нинг қиймати 7 МэВ га етади. Шунинг учун ҳам He^4 жуда мустаҳкам ядро сифатида намоён бўлади. Умуман, Менделеев даврий жадвалининг ўрта қисмидаги элементлар ядролари, яъни $40 < A < 120$ билан характерланувчи ядроларда нуклонлар ядро билан мустаҳкам боғланган. Нуклонлар сони янада ошган сари ϵ нинг қиймати камайиб боради. Масалан, уран учун ϵ нинг A га боғлиқлик графигидаги $40 < A < 120$ соҳани деярли горизонтал бўлишини ядрорий кучларнинг тўйиниши хусусияти билан тушунирилади, яъни ядродаги ҳар бир нуклон қолган барча нуклонлар билан эмас, балки фақат ўзининг атрофидаги нуклонлар билан ядрорий кучлар воситасида таъсирилашади. $A < 40$ соҳада эса ядролардаги нуклонлар сони учалик кўп эмас. Шунинг учун ҳар бир нуклон ядродаги барча нуклонлар билан таъсирилашади. Бу эса ўз навбатида ϵ нинг қийматини ядродаги нуклонлар сонига деярли пропорционал ўзгаришига сабаб бўлади. Графикнинг оғир ядроларга мос соҳада пасайишини ядродаги протонлар орасидаги кулон итаришиш кучларнинг роли билан тушунирилади. Ҳақиқатан, оғир ядроларда ядрорий кучлар тўйинган. Кулон кучлари эса ядро ўлчамидан катта масофаларда ҳам намоён бўла олади. Шунинг учун бу

кучлар ядродаги протонлар сонига монанд равиша ортиб боради ва ядровий кучларга қаршилик күрсатади. Бу эса оғир ядроларда ϵ нинг қийматини камайышига олиб келади. Z протон ва N нейтрондан ташкил топган ядро боғланиш энергиясининг қийматлари бир неча бўлиши мумкин. Бу қийматлар ядронинг турли ҳолатларини ифодалайди. 'Хусусан, ядронинг асосий ҳолатига боғланиш энергиясининг энг кичик қиймати W_0 мос келади. Боғланиш энергиясининг каттароқ қийматлари эса ядронинг уйғонган ҳолатларини ҳарактерлайди. Шунинг учун ядро боғланиш энергиясининг мумкин бўлган $W_t > W_0$ қийматлари айни ядронинг энергетик сатҳларини ифодалайди. 9.3- расмда ядронинг асосий ва уйғонган энергетик сатҳлари тасвирланган.

Ядро бир уйғонган ҳолатдан қуйироқ уйғонган ҳолатга ёки асосий ҳолатга ўтганда электромагнит нурланиш чиқаради. Бу нурланиш гамма-квант ёки гамма-нур (γ деб белгиланади) деб аталади. Чиқариладигаш γ -нурларнинг энергияси ядронинг бошлангич ва охирги ҳолатларини ҳарактерловчи энергетик сатҳлар фарқига тенг. Масалан, 9.3-расмда тасвирлнган γ_1 -квант энергияси $W_1 - W_0$ га, γ_2 -квант энергияси эса $W_2 - W_0$ га тенг. Лекин юқорироқ сатҳдан қуйироқ сатҳга ўтишларнинг барчаси ҳам амалга ошавермайди. Умуман, ўтишлар интенсивлиги (яъни эҳтимоллиги) сатҳларнинг квант характеристикаларига боғлиқ. Ўтишлар интенсивлигининг тафсилоти анча мураккаб бўлиб, улар устида тўхтамаймиз.

4-§. Радиоактивлик

Радиоактивликни биринчи марта 1896 йилда француз олими Беккерель кузатган, уран ва унинг бирикмалари ўз-ўзидан чиқарган нурлар шаффоформас (ёруғлик учун) жисмлардан паррон ўтган, фотопластинкага таъсир қилган, ҳазони ионлаштирган. Кейинчалик, радиоактивлик ҳодисасини ўрганишга бир қатор олимлар, айниқса Пьер Кюри ва унинг рафиқаси Мария Кюри – Складовская катта ҳисса қўшдилар. Умуман, радиоак-



9.3- расм.

тивлик ҳодисасида химиявий элементнинг беқарор изотоплари элементар зарралар ёхуд ядролар чиқарип бошқа элемент изотопларига айланади. Табиий шароитларда мавжуд бўлган изотопларда кузатиладиган радиоактивликни табиий радиоактивлик, сунъий равишида ҳосил қилинадиган изотопларда кузатиладигани эса сунъий радиоактивлик деб аталади. Лекин сунъий ва табиий радиоактивликларнинг бир-биридан фарқи йўқ, дейиш мумкин. Уларнинг фарқи емирилаётган изотопларни табиий шароитларда учраши ёки учрамаслигига, холос. Радиоактивлик ҳодисаси туфайли радиасактив ядролар емирилиб, борган сари камайиб боради. Радиоактив емирилиш

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (9.11)$$

қонун бўйича содир бўлади. Бу ифодадаги N_0 — бошланғич (яъни $t = 0$) вақтда радиоактив моддада мавжуд бўлган ядролар сони, N — бирор t вақтдан сўнг емирилмай қолган ядролар сони, λ эса емирилиш доимийси деб аталувчи катталик. Кўпинча λ ўрнига ярим емирилиш даври (τ) деб аталадиган катталиктан фойдаланилади: λ ва τ лар орасида қўйидаги боғланиш мавжуд:

$$\tau = \ln 2 / \lambda = 0,693. \quad (9.12)$$

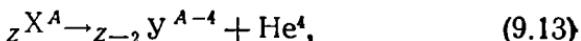
Радиоактив изотопнинг ярим емирилиш даври τ шундай вақт интервалики, бу вақт ичида мавжуд радиоактив ядроларнинг ярми емириласи. Айни радиоактив изотоп учун τ ўзгармас катталик. Унинг қиймати ташқи шароитларга (температура, босим, магнит ёки электр майдонларнинг таъсирига) ва радиоактив ядроларни қандай химиявий бирикмалар таркибида эканлигига боғлиқ эмас. τ нинг қийматлари турли радиасактив ядролар учун турлича, масалан, секунднинг улушларидан миллион йилларгача бўлиши мумкин.

Таркибида радиоактив ядролар мавжуд бўлган моддаларни радиоактив манбалар ёки препаратлар дейилади. Радиоактив препаратнинг характеристикаси сифатида препарат активлиги деган физик катталиктан фойдаланилади. Радиоактив препаратнинг активлиги бирлик вақтда содир бўладиган емирилишлар сонини ифодалайди. Унинг СИ даги бирлиги беккерель (Бк). 1 секунд давомида 1 емирилиш содир бўладиган радиоактив препаратнинг активлиги 1 беккерель бўлади. Ядро физикасига оид адабиётларда препарат активлигининг

кюри (Ки) деб номланган бирлиги учрайди: $1\text{ Ki} = 3,7 \cdot 10^{10}\text{ Бк}$. Лекин СТ СЭВ 1052-78 га асосан 1980 йил 1 январдан бошлаб бир қатор бирликларда (хусусан кюри) дан фойдаланиш тұхтатылды.

Әнди радиоактивлик турлари билан танишайлык.

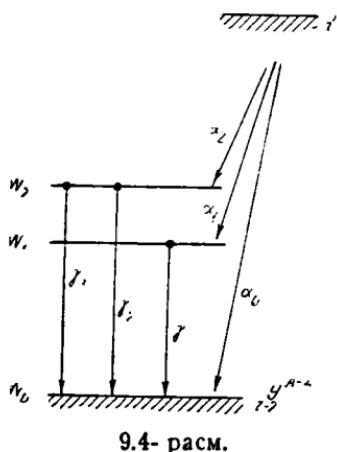
Альфа-емирилиш. Мазкур емирилишда радиоактив ядро α -зарра (He^4 ядроси) чиқарып, заряди иккى бирликка, масса сони эса түрт бирликка кичик бўлган ядрога айланади. α -емирилиш схематик тарзда қуидагича ёзилиши мумкин:



бунда X —емирилаётган (она) ядронинг химиявий символи, Y —емирилиш туфайли вужудга келган (бала) ядронинг химиявий символи. α -емирилишни энергетик нуқтаи назардан муҳокама қилайлик. Олдинги парамграфда ядрони унинг таркибидаги барча нуклонларга нисбатан боғланиш энергияси ҳақида мулоҳаза юритгандик. Худди шундай мулоҳазаларни барча нуклонларга нисбатан эмас, балки унинг таркибий қисмларига нисбатан юритиш мумкин. Масалан, zX^A ядрони α -зарра (He^4) ва $z-2Y^{A-4}$ ядродан ташкил топган деб ҳисоблаш мумкин. Бу иккى ташкил этувчига нисбатан ядронинг боғланиш энергиясининг қиймати

$$\epsilon_\alpha = [m(z-2Y^{A-4}) + m(\text{He}^4) - m(zX^A)]c^2 \quad (9.14)$$

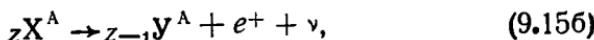
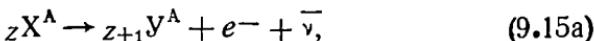
бўлади. Агар $\epsilon_\alpha > 0$ бўлса, zX^A ядродан α -зарра ажralиб чиқмайди. zX^A ядродан α -заррани ажратиш учун миқдори ϵ_α га тенг энергия сарфлаш керак. Аксинча, $\epsilon_\alpha < 0$ бўлганда, zX^A ядро ўзидан α -зарра ва $z-2Y^{A-4}$ ядрога ажralади. Бу жараёнда $|\epsilon_\alpha|$ га тенг энергия ҳам ажralади, у α -зарра ва $z-2Y^{A-4}$ ядролар орасида тақсиланаади. α -емирилишнинг шартли схемаси 9.4- расмда тасвирланган. Баъзи ҳолларда бола ядронинг ассий ҳолати эмас, уйғонған ҳолати амалга ошиши мумкин. Натижада α -зарранинг энергияси бир неча дискет қийматларга эга бўлазади. Бу ҳолларда γ - нурлар чи-



9.4- расм.

қариш воситасида бола ядро уйғонган ҳолатдан ассоций ҳолатга ўтади.

Бета-емирилиш. Бета-емирилишнинг уч тури мавжуд: β^- - емирилиш; β^+ - емирилиш; электрон ютиш. Уларнинг схемаси қуйидагича бўзилади:



Бу схемалардан кўринишича, β^- -емирилишда ядродан электрон ажралиб чиқади, β^+ -емирилишда эса позитрон ажралиб чиқади. Электрон, позитрон... Ахир ядро протон ва нейтронлардан ташкил топган бўлса, электрон ёки позитрон қаердан олинади?—деган савол гуфилади. Бу саволга жавоб қўйдагича. β -емирилишларнинг учала турида ҳам ядронинг масса сони ўзгармайди. Лекин ядро заряди бир бирликка ўзгаради. β^- -емирилишда ядродаги битта нейтрон

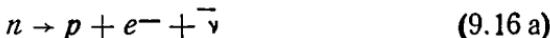


схема бўйича протонга айланади. β^+ -емирилишда эса, аксинча, битта протон нейтронга айланади:



β -емирилишнинг учинчи турида, яъни электрон ютиш жараёнида ядро электрон қобиқдаги (асосан K -қобиқдаги) электронни ютади. Бу электрон ядродаги бирор протон билан қўшилиб қўйидаги



схема бўйича нейтронга айланади.

(9.15) ва (9.16) ифодалардаги ν ва $\bar{\nu}$ ҳарфлар билан нейтрино ва антинейтрино белгиланган. Бу зарралар ҳақидаги тушунчалар β -емирилишни тушуниришда вужудга келган қўйидаги икки муаммони бартараф қилиш учун киритилади.

1) β -зэрраларнинг энергетик спектри дискрет эмас, балки узлуксиз бўлиб чиқди (9.5-расм). β -зэрраларнинг энергиялари жуда кичик миқдордан айни радиоактив ядро учун характерли бўлган максимал қийматгача бўлган интервални эгаллайди.

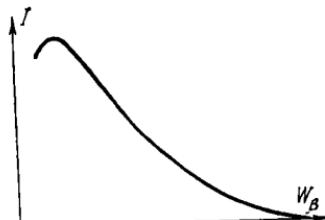
2) β -емирилишда бир нуклон иккинчи хил нуклонга айланади ва бу жараёnda β -зарра ҳосил бўлади. Ик-

кинчи томондан, протон, нейтрон ва β -зарра (электрон ёки позитрон) нинг спини $1/2$ га тенг. Демак, импульс моментининг сақланиш қонуни бажарилиши учун β -емирилиш жараёнида β -заррадан ташқари спини $1/2$ га тенг бўлган яна бир зарра чиқарилиши лозим деган фикр илгари сурилди. β^+ -емирилишда чиқарилиши лозим бўлган заррани нейтрино деб, β^- -емирилишдагисини эса антинейтрено деб аталди. Нейтрино „кичик нейтрон“ деган маънени беради. β -емирилишларда заряднинг сақланиш қонуни бажарилади. Шунинг учун v ва γ лар электронейтрал бўлиши керак. Бу зарраларнинг мавжудлиги 1956 йилда исботланди. Юқорида баён этилган β -зарралар спектрининг узлуксизлиги ҳам шу зарралар мавжудлиги билан боғлиқ: электрон (ёки позитрон) ва антинейтрено (ёки нейтрено) энергияларининг йиғиндиси айни радиоактив емирилиш учун доимий катталик бўлиб, электрон (позитрон) энергияси қанчалик катта бўлса, антинейтрено (нейтрено) зиммасига шунчалик камроқ энергия тўғри келади.

Спонтан (ўз-ўзидан) бўлиниш. Спонтан бўлинишда ядро ўз-ўзидан икки ўртacha массали бўлакларга ажралади. Бу бўлаклар, одатда, β -зарралар ва γ -нурлар чиқариб емирилади. Спонтан бўлиниш оғир ядроларда кузатилади.

5-§. Ядервий нурланишлар ва уларни қайд қилиш усуллари

Ядервий нурланиш деганда электронлар, прогонлар, γ -квантлар, α -нурлар, нейтронлар каби зарраларнинг оқими тушунилади. Ядервий нурланиш жисмдан ўтаетганда турли физик ҳодисалар рўй беради. Бу ҳодисалардан нурланишни қайд қилувчи қурилмаларда фойдаланилади. Шунинг учун қурилмалар тафсилотини баён қилишдан олдин зарядли зарралар ва γ -нурларнинг жисм билан таъсирашуви ҳақида фикрлашиб олайлик. Зарядли зарралар, асосан, жисм атомларининг электронлари билан ўзаро таъсирашади. Натижада жисм атомлари ионлашади ёки уйғонган ҳолатга ўтади. Зарядли зерра электрон билан ҳар бир тўқнашганда



9.4-расм.

ўз энергиясининг бир қисмини йўқотади. Масалан, α -зарра ҳавода ҳаракатланаётганда бир жуфт ион ҳосил қилиш жараёнида ~ 35 эВ энергия йўқотади. Агар α -зарра энергияси 3 МэВ бўлса, унинг батамом тормозланишида тахминан $1,3 \cdot 10^5$ жуфт ион ҳосил бўлади. α -зарранинг массаси етарлича катта бўлгани учун у электрон билан тўқнашгач, ўз йўналишини деярли ўзгартирмайди. Енгил зарралар эса, масалан, электрон, тўқнашув натижада каттэроқ бурчакларга оғади. Шунинг учун электроннинг йўли оғир зарраларники сингари тўғри бўлмайди.

Юқори энергияли зарядланган зарралар тормозловчи жисм ядроларининг электр майдонида ҳаракатланаётганда электромагнит нурланиш (тормозланишдаги нурланиш) чиқариш ҳисобига ҳам энергияларини йўқотадилар. Лекин бу эффект енгил зарралар (масалан электронлар) учун аҳамиятга эга. Гамма нурлар жисмдан ўтаётганда уларнинг сочилиши ва ютилиши содир бўлади. Бунда асосан фотоэффект, комптон эффекти ва электрон-нейтрон жуфтларнинг ҳосил бўлиши кузатилади. Бу учала жараёнда ҳам γ -нурларнинг жисм билан таъсирлашуви туфайли электронлар ҳосил бўлади. Бу электронлар ўз навбатида муҳит атомларини ионлаштиради. Демак, яdroвий нурланишнинг жисмга таъсири жисм атомларининг ионлашишига сабаб бўлади. Натижада жисм нурланиш энергиясини ютади. Жисмнинг ионланиш даражасини ва жисм ютган энергияни характерлаш учун қўйидаги катталиклардан фойдаланилади:

1. *Ионловчи нурларнинг ютилган дозаси*—нурланилаётган жисмнинг бирлик массаси томонидан ютилган ионловчи нурланиш энергияси. Унинг СИ даги ўлчов бирлиги—грей (Гр). Нурланаётган жисмнинг 1 кг массасига ионловчи нурланишнинг 1 Ж энергияси бериландага ютилган доза $1\text{Гр} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$.

2. *Керма*—бильсита ионловчи нурланиш туфайли бирлик массали жисмда вужудга келган зарядли зарралар кинетик энергияларининг йифиндиси. Керма инглизча „Kinetic Energy Released in Material“ сўзларнинг юш ҳарфларидан олинган. Керма ҳам грей (Гр) ларда ўлчанади. Лекин керма ва ютилган доза бир-биридан ўарқ қилувчи физик катталиклардир. Бу фарқнинг юҳияти қўйидагича: ютилган доза тушунчаси бевосита онловчи нурланишлар (масалан зарядли зарралар) га

нисбатан қўлланилади. Керма тушунчаси эса бевосита эмас, балки билвосита ионловчи нурланишни характерлайди. Масалан, γ -квантлар ёки нейтронлар жисмга тушганда уларнинг ўзлари тўғридан-тўғри жисм атомларини ионлаштируйди, балки жисм атоми ёки атомининг ядрои билан таъсирилашиши туфайли зарядли зарралар ҳосил бўлади. Бу зарралар эса жисм атомларини ионлаштиради, бошқача айтганда, γ -нурлар ёки нейтронлар жисмга тушганда жисм атомларини билвосита ионлаштиради.

3. Рентген ва гамма нурланишнинг экспозицион дозаси—нурланишнинг ҳаводаги ионловчи таъсирини характерловчи катталик бўлиб, у қуруқ атмосфера ҳавоси (зичлиги $1,293 \text{ кг}/\text{м}^3$ бўлган атмосферанинг Ер сиртига яқин қатламидаги ҳаво) нинг бирлик массасида рентген ва γ -нурланиш вужудга келтирадиган бир хил ишорали ионларнинг умумий заряд миқдори билан аниқланади. СИ даги ўлчов бирлиги – $\text{Кл}/\text{кг}$.

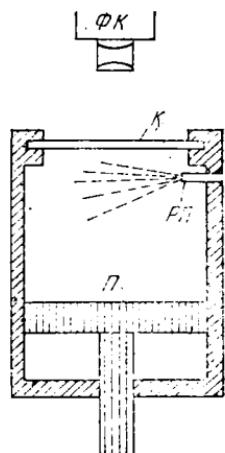
4 Нурланишнинг эквивалент дозаси—тирик организм, тўқима ёхуд орган нурланилганда вужудга келтирадиган ёмон (салбий) оқибатларнинг ўлчамидир. Ўлчов бирлиги—зиверт (Зв): $1\text{зв} = 1\frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$.

Адабиётларда ютилган дозанинг рад, экспозицион дозанинг рентген ва эквивалент дозанинг бэр деб номланган ўлчов бирликлари учрайди. Бу бирликлар қўлланилмайди. Улардан СИ даги бирликларга қуйидаги муносабатлардан фойдаланиб ўтиш мумкин:

$$\begin{aligned} 1 \text{ рад} &= 10^{-2} \text{ Гр}; \\ 1\text{Р} &= 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}; \\ 1 \text{ бэр} &= 10^{-2} \text{ Зв}. \end{aligned}$$

Энди ядервий нурланишларни қайд қилиш учун қўлланилдиган баъзи қурилмалар билан танишайлилек.

Вильсон камераси (9.6- расм) цилиндриком ҳажмдан иборат бўлиб, унинг юқоридаги К қопқофи шаффоф жисмдан ясалган. Камерада ҳаво ва сув буғиниң аралашмаси бор. Радиоактив препарат *РП* дан чиқаётган ядервий нурланиш ўйлида ионлар ҳосил бўлади. Агар

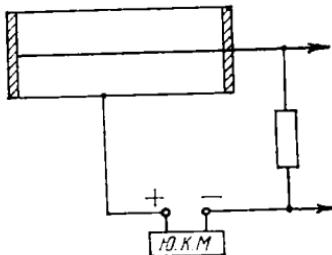


9.6-расм.

Поршени ҳаракатга келтириш йўли билан камера ҳажмини кескин орттирасак, температура пасайиб кетади ва ҳар бир ион атрофида сув буғлари томчилар сифатида конденсацияланади. Ионлар атрофида вужудга келган барча томчилар биргаликда зарра траекторияси бўйлаб чўзилган чизиқча шаклини ҳосил қиласди. Бу чизиқчани зарранинг треки (изи) деб аталади. Камера юқорисидаги фотокамера ФК ёрдамида бу трекларнинг суратини олиш мумкин. Агар Вильсон камераси кучли бир жинсли магнит майдонга жойлаштирилса (буни академик Д. В. Скобельцин таклиф этган), зарралар Лорентз кучи таъсирида эгри чизиқ бўйлаб ҳаракатланади, яъни уларнинг треклари эгри чизиқдан иборат бўлади. Трекнинг эгрилик радиуси зарранинг массаси, заряди ва тезлигига боғлиқ. Шунинг учун бу характеристикаларни магнит майдон катталиги ва трек радиуси орқали ҳисоблаб топиш мумкин.

Гейгер—Мюллер счётыигида (9.7-расм) цилиндрическим металл найчанинг икки асоси герметик равишда беркитилади. Найчанинг ўқи бўйлаб ингичка сим ўтқазилаади. Сим ва найча (улар бир-биридан изоляцияланган, албатта) счётыкнинг электродлари вазифасини ўтайди. Счётык ҳажми, одатда, метил спиртнинг буғлари ва аргоннинг аралашмаси билан тўлдирилади. Счётыкнинг электродларига юқори кучланишлар манбаи (*Ю. К. М.*) дан потенциаллар фарқи берилади. Счётык ҳажмидан учиб ўтаётган зарра ўз йўлидаги газ атомларини ионлаштиради. Бу ионлар электр майдон таъсирида электродлар томон ҳаракатланади. Кучли электр майдонда ионларнинг тезлиги ортади ва улар нейтрал атомлар билан тўқнашиб иккиласми ионлашувни вужудга келтиради. Булар эса ўз навбатида яна янги ионларни ҳосил қиласди. Электродларга етгунча ионлар сони геометрик прогрессия бўйича ортиб боради. Бошқача айтганда, ионлар қуюни ҳосил бўлади. Ионлар қуюни электродларга етиб боргач, занжирда электр импульс вужудга келади. Уни маҳсус радиосхема ёрдамида қайд қиласади.

Қалин қатламли фотоэмумъсияларда зарралар изини

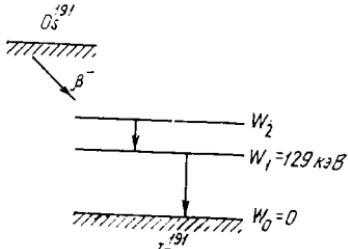


9.7-расм.

фотосуратга олиш мумкин. Тез ҳаракатланаётган зарра фотоэмульсия (фотоэмульсия—желатинанинг сувли эритмасидаги AgBr кристалчаларидир) молекулаларини ионлаштиради ва унинг кристалчаларини қорайтиради. Зарранинг фотоэмульсияда қолдирган изининг қалинилиги ва узунлигига қараб унинг энергиясини ва бошқа ҳарактеристикаларини аниқлаш мумкин. Фотоэмульсиялар усулидан, юқори энергияли зарраларнинг реакциядан кейинги учиш манзағасини қайд қилишда, янги элементар зарраларни ўрганишда ва космик фазони тадқиқот қилишда кенг фойдаланилади.

6- §. Мёссбауэр эффекти

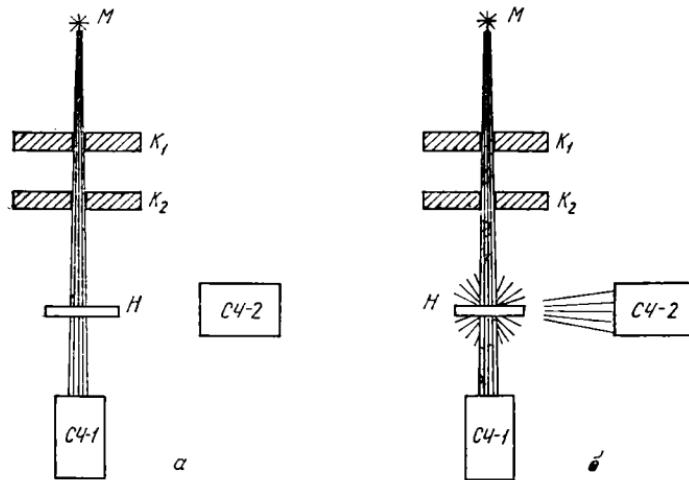
Ядро уйғотилган W_1 ҳолатдан асосий ҳолат W_0 га ўтганда энергияси $\hbar\omega = W_1 - W_0$ бўлган γ -квант чиқаради. Агар ядро худди шу энергияли γ -квантни ютсан у асосий ҳолатдан W_1 энергияли уйғонган ҳолатга ўта, ди. γ -нурланишнинг бундай ютилиши **резонанс ютилиши** дейилади. Резонанс ютилишни кузатиш учун тажрибани қуйидагича амалга ошириш керак. γ -нурланишларнинг манбай сифатида бирор радиоактив препаратдан фойдаланиш мумкин. Масалан, Os¹⁹¹ ядроси β^- -емирилиш туфайли Ir¹⁹¹ ядросига айланади (9.8-расм). Лекин Ir¹⁹¹ нинг асосий ҳолати эмас, балки энергияси $W_2 = 171 \text{ кэВ}$ бўлган уйғонган ҳолати вужудга келади. Ядро бу сатҳдан $W_1 = 129 \text{ кэВ}$ сатҳга, сўнгра асосий ҳолатга ўтади. $W_1 \rightarrow W_0$ ўтишда вужудга келадиган γ -нурланишдан фойдаланайлик. Бунинг учун γ -нурларни Ir¹⁹¹ атомларидан ташкил топган нишонга йўналтириш керак. Тажриба қурилмаси схематик тарзда 9.9-расмда тасвиrlанган. M манбадан чиқаётган γ -нурланишлар H нишонга K_1 ва K_2 коллиматорлар ёрдамида йўналтирилади. Коллиматор латинча collimator (тўғри чизиқ бўйлаб йўналтираман) сўзидан олинган. У оптикада қўлланилган тирқишли тўсиқقا монанд вазифани бажаради. Лекин коллиматорнинг тўсувчи қисми γ -нурларни ютадиган даражада қалин бўлиши керак, албатта. Коллиматордан ўтган γ -нурлар йўналишида нишоннинг орқа томонига биринчи счётчик CЧ-1



9.8- расм.

вазифани бажаради. Лекин коллиматорнинг тўсувчи қисми γ -нурларни ютадиган даражада қалин бўлиши керак, албатта. Коллиматордан ўтган γ -нурлар йўналишида нишоннинг орқа томонига биринчи счётчик CЧ-1

ни, γ -нурлар йўналишига перпендикуляр равища нишоннинг ён томонига иккинчи счётчик $C4-2$ ни жойлаштирайлик. Нишондаги ядроларда γ -нурланишнинг резонанс ютилиши рўй бермаган ҳолда (9.9-*a* расмга к.) $C4-2$ га γ -квантлар тушмайди. Шунинг учун $C4-2$ га уланган электрон қурилмага электр импульслар келмайди, яъни у санамайди. Биринчи счётчик $C4-1$ эса нишондан ўтиш жараёнида интенсивлиги озгина сусайган γ -квантларни санайди. Нишондаги ядроларда γ -нурланишнинг резонанс ютилиш ҳодисаси содир бўлган ҳолда



9.9- расм.

манзара ўзгача бўлади. γ -квантни ютиб уйғонган ҳолатга ($W_1=129$ кэВ) ўтган ядролар маълум Δt (ядронинг W_1 ҳолатда яшаш давомийлиги) вақтдан сўнг γ -нурланиш чиқариб, асосий ҳолатга қайтади. Лекин чиқарилётган бу нурланишлар барча томонларга (9.9-*b* расмга к.) тарқалади. Шунинг учун $C4-2$ ҳам санай бошлайди. $C4-1$ нинг санофи эса аввалги ҳолдагига, яъни γ -нурланишнинг резонанс ютилиши рўй бермаган ҳолдагига нисбатан камроқ бўлади, албатта. Умуман, $C4-2$ дан возкечиб фақат битта $C4-1$ ёрдамида тажриба ўtkazilsa ҳам бўлади, чунки $C4-1$ нинг санофини камайиб кетиши нишонда γ -нурланишнинг резонанс ютилиши содир бўлаётгандигидан далолат беради. Бу саноқ қанчалик кўпроқ камайса резонанс ютилиш шунчалик кескинроқ амалга ошаётган бўлади. Лекин баён этилган тарзда амалга оширилган тажрибаларда нурланишнинг резонанс

ютилиши кузатилмайды. Бунинг сабаби нимада? Мазкур саволга жавоб бериш учун Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабатига мурожаат қиласылар. Бу муносабатга асосан, уйғонган ҳолаттнинг нурланиши қанчалик тез содир бўлса, айни уйғонган ҳолат энеэнергиясининг қийматидаги ноаниқлик шунчалик кўпроқ бўлади. Факат барқарор (яъни стабил) ядро асосий ҳолатининг энергетик қийматигина аниқ ($\Delta W = 0$) бўлади, холос. Бошқа барча ҳолатлар энергиясининг қийматларида ноаниқлик мавжуд, яъни $\Delta W \neq 0$. Масалан, тажрибада қўлланилаётган Ir^{191} ядросининг $W_1 = 129$ кэВ деб белгиланган ҳолатдаги яшаш давомийлиги $\Delta t \approx 10^{-10}$ с. Ядро бу ҳолатдан асосий ҳолатга ўтиш жараёнида чиқарилган γ -нурланиш энергиясининг қийматидаги ноаниқлик

$$\Delta W \approx \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{1.05 \cdot 10^{-14} \text{Ж}\cdot\text{с}}{10^{-10} \text{с}} \approx 10^{-24} \text{ Ж} \approx 6 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}$$

га тенг. Бу ноаниқлик γ -нурланишнинг номонохроматикилдигига сабаб бўлати. Номонохроматиклик ана шу катталик билан характерланади ва уни γ -нурланиш чизигининг табиий кенглиги (Γ) деб номланади. Мұҳокама қилинаётган мисолда $\Gamma \approx 6 \cdot 10^{-6}$ эВ. Мазкур катталик γ -нурланиш энергиясининг ниҳоят кичик улушкини ташкил этади, яъни $\Gamma/W = 6 \cdot 10^{-6}$ эВ/129·10³ эВ $\approx 4 \cdot 10^{-11}$.

Энди, ядро γ -квант чиқараётган вақтда содир бўладиган қуйидаги ҳодисага эътибор берайлик. γ -нурланиш чиқараётган ядро ва нурланган γ -квант битта системани ташкил этади. Буни миљиқ ва ундан чиқиб кетаётган ўқдан иборат системага ўхшатиш мумкин. Шунинг учун чиқарилган γ -квантнинг импульсига миқдоран тенг, лекин тескари йўналишдаги импульсига ядро ҳам эга бўлиши, яъни у „тепки“ олиши лозим. Бу „тепки“ натижасида ядро маълум кинетик энергияга эришади. Бошқача айтганда, ядронинг уйғониш энергияси, яъни $W_1 = 129$ кэВ фақат γ -квант энергияси тарзида нурлантирилмайды. Аксинча, мазкур энергия γ -квант ва ядро орасида тақсимланади. Бу тақсимот ядро ва γ -квант массаласига тескари пропорционал равишда содир бўлади. Унчалик мураккаб бўлмаган ҳисоблар мұҳокама қилинаётган мисолда ядро „тепки“ туфайли $T_\gamma \approx 0,05$ эВ кинетик энергияга эришишини кўрсатади. Бу унчалик катта энергия эмас, лекин нурланиш чизигининг табиий кенглигидан $\sim 10^4$ марта катта. Демак, чиқарилаётган γ -нурланишнинг энергияси ядронинг уйғониш энергиясидан T_γ қадар кичик, яъни $W_1 = W_1 - T_\gamma$. Бу γ -квант

нишонга тушганда энергиянинг T_y га тенг қисми нишон ядросига импульс беришга сарфланади. Натижада нишон ядросини уйғотиш учун қолган энергиянинг қиймати $W_1 - 2T_y$ га тенг бўлади. Бу эса W_1 энергия билан характерланувчи ҳолатни уйғотишга етарли эмас. Шунинг учун тажрибада γ -нурланишнинг резонанс ютилиши кузатилмайди.

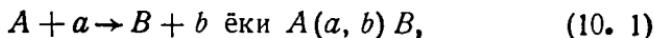
1958 йилда ёш физик Р. Мёссбауэр (у 1929 йилда туғилган) баён этилган муаммони ҳал қилиш йўлини ишлаб чиқди. γ -нурланиш чиқараётган ядронинг „тепки“ сини камайтириш учун ниҳоят паст температурагардан фойдаланилди. Манба ва нишон 88 К температурагача совитилди. Бундай паст температурагарда кристалдаги ядроларнинг иссиқлик тебранишлари шу қадар камайиб кетадики, кристалл парчаси фақат мустаҳкам ягона системадек ҳаракатланиши мумкин, холос. Бундай кристалл таркибидаги бирор ядро γ -нурланиш чиқаргандага „тепки“ ни шу ядронинг ўзи эмас, балки яхлит кристалл парчаси олади. Кристалл парчасининг массаси ядро массасига нисбатан жуда катта ($\sim 10^8$ марта) бўлгани учун ядродан γ -квант чиқарилиш жараёнида кристалга „тепки“ сифатида бериладиган энергияни амалда нолга тенг деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун бундай „музлатилган“ кристалл таркибидаги ядролар чиқараётган γ -нурланишларни деярли мнохроматик деб ҳисобласа бўлади. Деярли сўзини ишлатишимишнинг сабаби шундаки, бу нурланишнинг энергетик тарқоқлиги (яъни ΔW) мавжуд. Лекин бу тарқоқлик γ -нурланиш чиқариш чизигининг табиий кенглиги Γ дан ортмайди. У эса ниҳоят кичик $\Gamma/W = 4 \cdot 10^{-11}$. Нишондаги ядролар худди манбадагилардек „музлатилади“. Натижада нишонга тушаётган γ -нурланиш энергияси ядрони уйғотишга етарли бўлади. Шунинг учун Мёссбауэр амалга оширган тажрибаларда γ -нурланишнинг резонанс ютилиши кузатилди.

X боб ЯДРОВИЙ РЕАКЦИЯЛАР

1-§. Ядервий реакцияларнинг асосий қонуниятлари

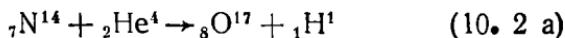
Икки зарра (икки ядро ёки ядро ва зарра) бирбири билан 10^{-15} м лар чамасигача яқинлашганда ядервий кучларнинг таъсири туфайли ўзаро интенсив таъсирилашади, натижада ядервий ўзгаришлар вужуде

га келади. Бу жараённи ядровий реакциялар деб атала-ди. Ядровий реакцияни қуйидагича ёзиш одат бўлган:



бунда A — бошланғич ядро, a — реакцияга киришувчи зарра, b — ядровий реакцияда ажралиб чиқувчи зарра, B — ядровий реакцияда вужудга келган ядро. a ва b зарралар — нейтрон, протон, алфа-зарра, гамма-квант, енгил ядролар ёки бошқа элементар зарралар бўлиши мумкин.

Биринчи ядровий реакцияни 1919 йилда Резерфорд амалга оширган. Бунда азотни α -зарралар билан бомбардимон қилиш натижасида кислород ва протон ҳосил бўлган. Юқорида баён этилган ядровий реакцияларни ёзиш усулига асосланиб мазкур реакцияни



ёки ихчамроқ



куринишларда ифодалаш мумкин.

Реакцияларнинг турлари кўп. Лекин реакцияга киришувчи зарраларнинг табиатига асосланиб уч синфга: 1) зарядли зарралар; 2) нейтронлар; 3) γ -квантлар таъсирида амалга ошадиган реакцияларга ажратиш мумкин.

Реакцияларни амалга ошиш механизми бўйича уларни икки синфга шартли равишда ажратса бўлади:

1. *Ядровий реакцияларни оралиқ ядро орқали амалга ошиши.* Бунда реакция икки босқичда ўтади. Биринчи босқичда зарра ядро томонидан ютилади. Вужудга келган системани оралиқ ядро ёки компаунд ядро деб аталади. Иккинчи босқичда эса оралиқ ядро емирилади. Демак, реакция



схема бўйича амалга ошади. C^* ядронинг (бундаги ўлдузча ядронинг уйғонган ҳолатини ифодалайди) яшаш давомийлиги анча катта — тахминан $(10^{-14} + 10^{-15})$ с бўлади. Ядро физикасида ядровий вақт тушунчасидан фойдаланиш одаг бўлган. *Ядровий вақт* деганда энергияси 1 МэВ бўлган нуклон ($v \sim 10^7$ м/с) га мос

келади) ядронинг диаметрига ($\sim 10^{-14}$ м) тенг масофани босиб ўтиши учун кетган вақт

$$\tau_y = \frac{10^{-14} \text{ м}}{10^7 \frac{\text{м}}{\text{с}}} = 10^{-21} \text{ с}$$

тушунилади. Демак, оралиқ ядронинг яшаш давомийлиги ядрсвий вақтдан $10^6 \div 10^7$ марта катта.

2. Заррани ядро билан бевосита ўзаро таъсирилашуви түфайли амалга ошадиган реакциялар. Мисол тариқасида дейтсон (H^2) ни ядро билан ўзаро таъсирилашувини баён қиласылыштык. Ядрога яқинлашган дейтоннинг протснини ядро итариб юборади (иккаласининг ҳам заряди мусбат бўлганлиги учун). Дейтоннинг нейтрони эса ядрога кириши мумкин. Натижада дейтон бўлиниб кетади, яъни унинг нейтронини ядро ютади, протони эса ядрога кирмасдан ўтиб кетади. Буни баъзан, „узиб олиш“ реакцияси деб ҳам аталади.

Ядрсвий реакцияларни тажрибаларда ўрганиш түфайли реакцияларда сақланиш қонунларининг бажарилиши аниқланди:

1. Ядрсвий реакцияга киришувчи зарраларнинг умумий заряди реакцияда вужудга келган зарраларнинг умумий зарядига тенг.

2. Ядрсвий реакцияга киришаётган зарралардаги нуклонларнинг тўлиқ сини реакциядан кейин ҳам сақланади, яъни реакцияда ҳосил бўлган зарралар нуклонларининг тўлиқ сонига тенг бўлади. Бу икки қонуннинг бажарилишини қуидаги жадвалда келтирилган ядрсвий реакциялар мисолида текшириб кўрса бўлади.

Ядрсвий реакция	Электр заряди	Нуклонлар сони
$N^{14} + a \rightarrow O^{17} + p$	$7 + 2 = 8 + 1$	$14 + 4 = 17 + 1$
$H^2 + H^1 \rightarrow He^3 + n$	$1 + 1 = 2 + 0$	$2 + 2 = 3 + 1$
$Li^7 + p \rightarrow Be^7 + n$	$3 + 1 = 4 + 0$	$7 - 1 = 7 + 1$
$S^{32} + n \rightarrow P^{32} + p$	$16 + 0 = 15 + 1$	$32 + 1 = 32 + 1$
$Be^9 + \gamma \rightarrow 21He^3 + n$	$4 + 0 = 2 \cdot 2 + 0$	$9 + 0 = 2 \cdot 4 + 1$

3. Ядрсвий реакцияларда массанинг сақланиш қонуни (ва энергиянинг сақланиш қонуни ҳам) сажарилади. Бу икки қонунни биргаликда баён қиласылыштык сабаби масса ёа энеғгия ўзаро $W=mc^2$ муносабат билан боғланганлигидадир. Ядрсвий реакцияни (10. 1) белгиланишига амал қиласылыштык. У ҳолда ядрсвий реакцияга киришаётган зарраларнинг тинчликдаги массаларини m_A

ва m_a деб, реакцияда вужудга келган зарраларникини әса m_B ва m_b деб белгилаймиз. Уларнинг кинетик энергияларини мос разишда T_A , T_a , T_B , T_b деб белгилайлик. Натижада реакцияга киришаётган зарралар тўлиқ энергияларининг йиғиндиси реакцияда вужудга келган зарралар тўлиқ энергияларининг йиғиндисига тенглигини қўйидагича ифодалаймиз:

$$m_A c^2 + T_A + m_a c^2 + T_a = m_B c^2 + T_B + m_b c^2 + T_b.$$

Мос ҳаzlарни группаласак, бу иғода қўйидаги

$$[(m_A + m_a) - (m_B + m_b)] c^2 = (T_B + T_b) - (T_A + T_a)$$

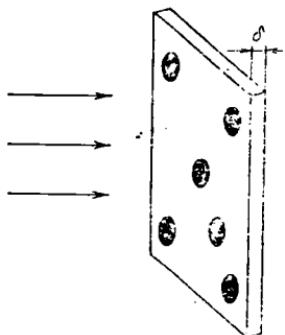
кўринишга келади. Бу тенгликнинг ўнг томони реакция натижасида вужудга келадиган энергия ўзгаришини ифодалайди. Ядрорий реакцияда ажралиб чиқадиган ёки ютиладиган энергияни *реакция энергияси* деб аталади ва одатда, Q ҳарфи билан белгиланади. У ҳолда

$$Q = [(m_A + m_a) - (m_B + m_b)] c^2 = (T_B + T_b) - (T_A + T_a) \quad (10. 3)$$

Агар $Q > 0$ бўлса, зарралар тинчликдаги массасининг камаюви ҳисобига зарралар кинетик энергиясининг ортиши кузатилади. Бу ҳолда *экзоэнергетик реакция* амалга ошаётган бўлади. Экзоэнергетик реакция ($T_A + T_a$) нинг ҳар қандай қийматида ҳам амалга ошади. Фақат зарра зарядли бўлган ҳолда унинг энергияси ядро электр майдонининг қаршилигини (одатда, уни кулон тўсифи дейилади) енгишга етарли бўлиши керак, албатта.

Агар $Q < 0$ бўлса, *эндоэнергетик реакция* содир бўлади. Бунда зарралар кинетик энергиясининг камаюви ҳисобига уларнинг тинчликдаги массалари ортади. Шунинг учун реакцияга киришаётган зарралар кинетик энергиялари ётарлича катта бўлиши, яъни $(T_A + T_a) = -|Q| + (T_B + T_b)$ шарт бажарилиши керак.

Энди ядрорий ўзаро таъсир эҳтимоллигини характерлаш учун қўлланиладиган *эффектив кесим* тушунчаси билан танишайлик. Бунинг учун қўйидаги хаёлий тажриба устида мулоҳаза юритайлик. Нишон сифатида қўлланилаётган бир жинсли жисм таркибидаги ядролар концентрацияси, яъни бирлик ҳажмдаги ядролар сони n бўлсин. Нишоннинг қалинлиги δ шундай бўлсинки (10. 1-расм), ундаги ядролар бир-бирини тўсмасин. Бу



10·1- расм.

нишонга тушаётган зарраларнинг зичлиги (яъни нишоннинг бирлик юзидан бирлик вақтда ўтадиган зарралар сони) N бўлсин. Бу зарраларнинг ҳаммаси ҳам нишондаги ядролар билан тўқнашавермайди, албатта. Чунки тўқнашиш содир бўлиши учун зарра нишондан учеб ўтаетганда унинг йўлида ядро мавжуд бўлиши керак. Агар ядрони радиуси r_y бўлган шарча деб тасаввур қилсак, унинг кўндаланг кесими $\sigma' = \pi r_y^2$ юзли доира бўлади. Нишоннинг бирлик юзига мос келган ҳажмдаги ядролар сони $n\delta$ га, бу ядролар кесимларининг умумий юзи эса $\sigma' n\delta$ га teng бўлади. Бу юзниг қиймати қанчалик катта бўлса, нишонга тушаётган заррани ядрордан бирортаси билан тўқнашишининг эҳтимоллиги шунчалик катта бўлади. У ҳолда нишондаги ядролар билан тўқнашадиган зарралар сони

$$\Delta N = N\sigma' n\delta$$

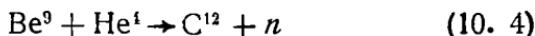
ифода билан аниқланади. Агар $N = 1$ (яъни нишоннинг бирлик юзига бирлик вақтда битта зарра тушмоқда) ва $n\delta = 1$ (яъни нишоннинг бирлик юзига мос келувчи ҳажмда биттагина ядро мавжуд) бўлса, $\Delta N = \sigma'$ бўлиб қолади. Демак, юзи бир бирликка teng нишон ҳажмидаги биттагина ядро мавжуд бўлган ҳолда бу нишонга бирлик вақтда битта зарра тушаётган бўлса, унинг ядро билан тўқнашиш эҳтимоллиги миқдоран ядронинг кўндаланг кесим юзига teng экан. Лекин зарра ядро билан тўқнашганда ҳамма вақт ҳам биз қизиқаётган ядрорий реакция содир бўлавермайди. Умуман, ядрорий реакцияни содир бўлиш эҳтимоллиги зарра ва нишоннинг параметларига, айниқса, зарранинг энергиясига боғлиқ. Бундан ташқари ядрорий реакцияни қаттиқ зарра билан сферик шаклдаги қаттиқ ядронинг тўқнашиши каби тасаввур қилиш ҳам ҳақиқатга унчалик мос келмайди. Натижада ядрорий реакцияни содир бўлиш эҳтимоллиги заррани ядро билан тўқнашиш эҳтимоллигидан миқдоран фарқ қиласди. Бошқача қилиб айтганда, бирор ядрорий реакцияни содир бўлиш эҳтимоллиги аслида σ' га эмас, балки ундан фарқланувчи σ қийматга эга бўлади. Бу қиймат ядронинг кўндаланг

кесимига эмас, балки қандайцир әффектив кесимга мос келади. Шунинг учун ядовий реакциянинг содир бўлиш эҳтимоллигини әффектив кесим орқали характерлаш одат бўлган. Эффектив кесим m^2 ларда ўлчанади.

2-§. Нейтронлар.

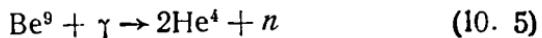
Асримизнинг ўттизинчи йиллари ядро физикаси тарихида шу билан характерлики, бу даврда α -зарралар таъсирида содир бўлацаган реакциялар интенсив равишда ўрганилди. Бу ишда эр-хотин Фредерик ва Ирен (Мария Склодовская – Кюрининг қизи) Жолио-Кюриларнинг ҳиссалари ҳам катта. Улар, хусусан, бериллий α -зарралар билан бомбаэдимон қилингандага вужудга келадиган нурланиш парафин ёхуд таркибида водород бўлган бошқа жисмлардан интенсив равишда протонларни уриб чиқаришини аниқладилар. Кейинчалик, „бериллий нурланиши“ азот, аргон каби ядролар билан тўқишина мазкур ядролар анчагина кучли „тепки“ олиши аниқланди. Лекин „бериллий нурланиши“ нинг табиати ҳақида аниқ фикрга келинмади. 1932 йилда Д. Чедвик α -зарралар таъсирида вужудга келадиган „бериллий нурланиши“ массаси протон массасига яқин бўлган электроннейтрал зарралардан иборат, деган фикрни илгари сурди. Бу фикрга асосланаб Чедвик мавжуд тажриба натижаларини миқдорий жиҳатдан ҳам изоҳлаб берди. Нейтронлар деб номланган зарралар шу тарзда кашф этилди.

Шундай қилиб, нейтронлар қузатилган биринги ядовий реакцияни



шаклда ёза оламиз. Бу реакциядан ханузгача нейтронларнинг ихчамгина манбай сифатида фойдаланилди. Бундай манбаларни бериллий металига α -нурланиш чиқарадиган препарат аралаштириб ҳосил қилинади. Масалан, 1 г радийга бир неча грамм бериллий аралаштирилса, секундига тахминан 10^7 нейтрон чиқарадиган манба ҳосил бўлади. 1 г полоний аралаштирилган (Ро – Be) манбадан секундига чиқариладиган нейтронлар сони $3 \cdot 10^6$ га етади. Бу иккала манба чиқарадиган нейтронлар энергияси кенг интервалдаги қийматларга эга. Агар моноэнергетик нейтронлар лозим

бўлса, бошқа реакциялардан фойдаланилади Масалан, Bi^{214} нинг 1,78 МэВ энергияли γ -квантлари таъсирида



реакция туфайли энергияси ~ 110 кэВ бўлган моно-энергетик нейтронлар ҳосил бўлади. Эркин ҳолатдаги (яъни ядро таркибига кирмаган) нейтрон β^- -радиоактив емирилишга мойил. Унинг ярим емирилиш даври ~ 12 минут. Емирилиш

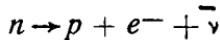


схема бўйича содир бўлади.

Нейтронлар бирор муҳитдан ўтаётганда, муҳит атом ва молекулаларининг электрон қобиқлари билан деярли таъсирашмайди. Сабаби — нейтронларнинг электр зарядга эга эмаслигидир. Нейтронлар фақатгина муҳит атомларининг ядролари билан таъсирашади, холос. Бу таъсирашув нейтроннинг тезлигига (яъни энергиясига) боғлиқ. Нейтронларнинг тезлиги бўйича шартли равишда тез ва секин нейтронларга ажратилади:

- 1) де-Бройль тўлқин узунликлари ($\lambda = \hbar/m_n v$) ядро радиуси r_a дан кичик бўлган нейтронлар [бунга $(0,1 + + 50)$ МэВ энергиялар мос келади] тез нейтронлар деб аталади;
- 2) нейтронларнинг де-Бройль тўлқин узуликлари ядро радиусидан катта бўлган ҳолларда (бунга 0,1 МэВ дан кичик энергиялар мос келади) уларни секин нейтронлар деб номланади.

Тез нейтронларнинг ядролар билан таъсирашуви, асосан, сочилишдан иборат. Сочилиш икки хил бўлади. 1. Нейтрон ядро билан эластик тўқнашганда унга ўз кинетик энергиясининг бир қисмини беради. Бериладиган энергия ядро ва нейтрон массаларининг нисбатига боғлиқ. Шунинг учун енгил ядролар билан тўқнашганда нейтроннинг энергияси анчагина камаяди. Масалан, таркибида сув (H_2O) бўлган муҳитлар орқали ўтиш жараённида нейтрон протон (H^1) га ўз энергиясининг тахминан ярмини беради. Натижада муҳитдаги протонлар билан \hbar марта тўқнашган нейтроннинг энергияси 2^k марта камаяди. Хусусан, бошланғич энергияси 5 МэВ бўлган нейтроннинг энергияси 22 тўқнашувдан сўнг тахминан 1 эВ бўлиб қолади. 10.2-расмда тез нейтроннинг сувдаги протонлар билан тўқнашув жараёнида босиб ўтган йўли тасвирланган. Тажрибаларнинг

күрсатишича, энергияси $\sim 5 \text{ МэВ}$ ли нейтрон сувда $\sim 0,2$ м чамасидаги масофани босиб ўтади, холос. У ҳолда қуйидаги савол туғилиши мумкин: бирор мұхитда ҳаракатланаётган

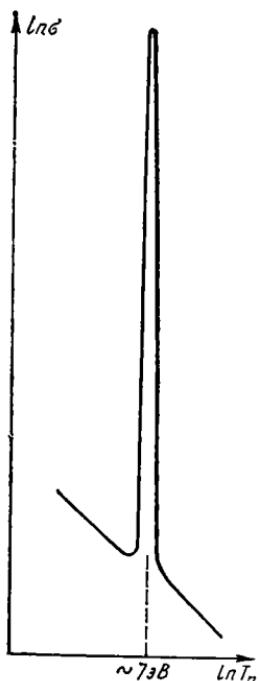
10.2- расм.



нейтроннинг энергияси қачонгача камайиши мумкин? Маълумки, мұхит таркибидаги зарралар доимо иссиқлик ҳаракатда қатнашиб туради. Иссиқлик ҳаракат энергияси ($\sim kT$) мұхит температурасы билан аниқлашар эди. Хусусан, хона температурасида ($T \sim 300$ К) бу энергиянинг қиймати 0,25 эВ га teng. Шу қийматга эришган нейтроннинг энергияси бошқа камайиши мумкин эмес, чунки нейтрон мұхит зарралари билан иссиқлик мувозанатда бўлади. Бошқача айтганда, бундай нейтрон мұхит зарралари билан тўқнашганда баъзан уларга энергия берса, баъзан эса энергия олади. Энергияси иссиқлик ҳаракат энергиясига teng бўлган нейтронларни иссиқлик нейтронлар деб ҳам аталади.

2. Тез нейтронларнинг ядро билан ноэластик тўқнашуви содир бўлганда нейтрон энергиясининг бир қисми ядрони уйғонган ҳолатга ўтказишга сарф бўлади. Бу ядро асосий ҳолатга қайтиш жараёнида γ -нурланыш чиқаради. Демак, нейтрон ва ядро орасида ноэластик тўқнашув амалга ошиши учун нейтроннинг кинетик энергияси ядронинг биринчи уйғонган сатҳининг энергияси (яъни асосий ҳолат W_0 дан кейинги биринчи энергетик сатҳ W_1 билан ҳарактерланувчи ҳолат) дан кичик бўлмаслиги шарт. Енгил ядроларда биринчи уйғонган сатҳ энергияси бир неча МэВ га teng. Шунинг учун енгил ядроларда нейтронларнинг ноэластик сочилиши ҳисобга олинмайдиган даражада кичик бўлади. Лекин оғир ядроларда биринчи уйғонган энергетик сатҳ асосий сатҳга анча яқин. Уларнинг фарқи 100 кэВ лар чамасида. Шунинг учун бу ҳолларда ноэластик сочилиш кузатилади. Бироқ бир неча тўқнашувдан сўнг нейтрон энергияси камайиб кетади. Натижада бу нейтроннинг ядро билан ноэластик тўқнашиши мумкин бўлмай қолади.

Нейтронларнинг характерли хусусиятлари шундаки, улар мұхитда ҳаракатланиши давомида әртароқ ёки кечроқ бирор ядро ичига кириб боради ва ядервий реакцияни амалга оширади. Нейтронлар таъсиридаги



10.3-расм.

ядровий реакцияларда протонлар, дейтонлар, α -зарралар ва γ -квантлар чиқарилиши мумкин. Вужудга келган ядролар, баъзан, радиоактив бўлади. Оғир ядролар эса нейтронлар таъсирида бўлениши мумкин. Бундан ташқари барча элементларнинг ядролари томонидан нейтронларнинг, айниқса, иссиқлик нейтронларнинг тутилиши содир бўлади Тажрибаларнинг кўрсатишича, муҳитга тушаётган нейтронлар энергиясининг баъзи қийматларида муҳит ядролари томонидан нейтронларни тутилиши жуда интенсивлашиб кетади, яъни мазкур реакция эффектив кесими кескин ошиб кетади. Бу ҳодиса *нейтронларнинг резонанс тутилиши* деб аталади. 10.3-расмда U^{238} ядроси томонидан нейтронлар тутилиши эффектив кесимининг графиги тасвирланган. Нейтронлар энергиясининг 7 эВ га тенг қийматида резонанс тутилиш ҳодисаси кузатилади. Бунда σ нинг

қиймати $\sim 10^4$ марта сртади, яъни $4 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ дан $2,3 \cdot 10^{-24} \text{ м}^2$ гача ошиб кетади. Демак, кинетик энергияси 7 эВ бўлган нейтрон U^{238} ядро билан қўшилиши туфайли вужудга келган система (яъни оралиқ U^{239} ядро) нинг тўлиқ энергияси шу U^{239} ядронинг уйғонган ҳолатларидан бирининг энергиясига айнан тенг бўляпти. Шунинг учун 7 эВ энергияли нейтронларнинг ядро томонидан ютилиш эҳтимоллиги кескин ортиб кетади. Шундай қилиб, нейтронлар электроннейтрал зарралар бўлганлиги туфайли улар бевссита муҳитни ионлаштирамайди. Лекин нейтронларнинг муҳит ядролари билан таъсирашуви туфайли турли эффективлар вужудга келаади. Масалан: а) тез нейтронлағнинг эластик сочилишида ядронинг „тепки“ олиши; б) нейтронлар ноэластик сочилгандан сўнг ядронинг (асосий ҳолатга қайтиш жараёнида) γ -квант чиқариши; в) нейтронлар таъсирида содир бўлган реакцияларда оралиқ ядронинг емирилиши ту-

файли зарядли зарралар ва γ -квант чиқиши; г) нейтрон таъсирида ядронинг бўлиниши; д) нейтрон тутилиши туфайли вужудга келган сунъий радиоактивлик. Баён этилган бу эфектларни қайд қилиш йўли билан нейтронлар ҳақида билосита ахборотга эга бўлиш мумкин.

3-§. Ядроларнинг бўлиниши

Э. Ферми (Италия), И. Жолис-Кюри ва П. Савич (Франция), О. Ган ва Ф. Штрасман (Германия), О. Фриш ва Л. Майтнер (Австрия) ларнинг тажрибавий ва назарий изланишлари туфайли нейтронлар билан бомбардимон қилинган оғир ядролар (масалан, уран) ни икки қисмга бўлиниши аниқланди. Бундан ташқари нейтронлар, электронлар ва γ -нурланишларнинг ҳам вужудга келиши кузатилди. Бу ҳодиса ядро бўлиниши деб ном олди. Бўлиниш жараёнида вужудга келган (Менделеев даврий жадвалининг ўртарофидаги элементларига тааллуқли) ядроларни эса бўлиниш парчалари деб аталди.

Бу ҳодисани ядро физикасига оид билимларимиз асосида талқин қилиб кўрайлик. Нейтрон $_zX^A$ ядрога киргач, унинг нуклонлари орасида ўралашиб қолади. Натижада янги $_zX^{A+1}$ ядро ҳосил бўлади, у эса икки ядрога, яъни $_z_1Y^{A_1}$ ва $_z_2V^{A_2}$ ядроларга бўлинади. Бўлиниш натижасида вужудга келиши мумкин бўлган бошқа зарралар билан қизиқмасак, мазкур реакцияни қўйидагича ёза оламиз:



X ядрони Y ва V ядроларга ажралиш имконияти энергетик нуқтаи назардан

$$Q = (\epsilon_1 A_1 + \epsilon_2 A_2) - \epsilon A \quad (10.7)$$

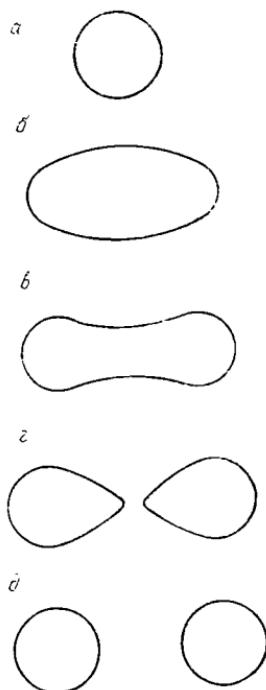
ифоданинг ишорасига боғлиқ. (10.7) да ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ лар мос равишда бўлиниш парчалари — Y ва V ҳамда X ядролардаги битта нуклонга тўғри келувчи боғланиш энергияларининг қийматлари. Даврий жадвалининг ўрта қисмидаги элементлар ядролари учун нуклоннинг ядрога боғланиш энергияси (яъни ϵ_1 ва ϵ_2 лар) нинг қийматлари жадвал охиридаги оғир ядроларники (яъни ϵ) га нисбатан $\sim 0,8$ МэВ катта Шунинг учун Q нинг ишораси мусбат бўлади. Бундан ташқари X ядронинг

нуклонлари U ва V ядролар орасида тақсимланганлиги учун

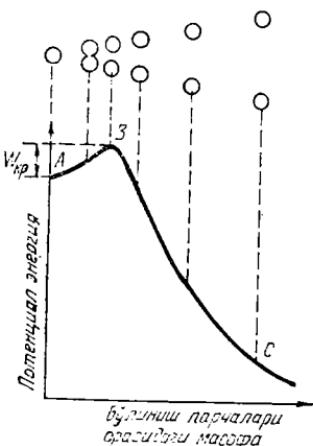
$$Z_1 + Z_2 = Z \quad \text{ва} \quad A_1 + A_2 = A + 1 \approx A \quad (10.8)$$

деб ҳисоблаш мумкин. Натижада оғир ядро (масалан U^{235}) икки ўртачароқ ядрога ажралганда $Q \approx A \cdot 0,8$ МэВ энергия ажралиши лозим, деган холосага келамиз. Кизиғи шундаки, (10.7) ифода асосида ҳисоблашлар масса сони 100 дан катта бўлган барча ядролар учун Q нинг ишораси мусбат эканлигини кўрсатди. Демак, назарий жиҳатдан $A > 100$ бўлган ядролар ўз-ўзидан, яъни спонтан бўлиниши мумкин. У ҳолда нима учун спонтан бўлиниш фақат оғир ядроларда кузатилади? Ҳақиқатан, спонтан разиш ҳа оғир ядрони икки ўртачароқ ядрога ажралиши элементлар дазрий жадвалининг охиридаги баъзи ядроларда совет физиклари Г. Н. Флеров ва К. А. Петржаклар томонидан кўзатилди. Лекин спонтан бўлинишнинг тажриба ҳа аниқланган эҳтимоллиги жуда кичик, яъни ярим емирилиш даври ниҳоят катта. Масалан, уран учун $0,8 \cdot 10^{16}$ йилга teng. Демак, юқоридаги саволни қуидагича ифодаласа ҳам бўлади: нима учун иккига ажралишга нисбатан $Q > 0$ бўлган ядроларнинг бўлинишини амалга ошириш учун ташқаридан бирор таъсир берилиши керак? Бу саволга жавоб бериш учун ядронинг томчи моделидан фойдаланилади. Мазкур моделда атом ядроси суюқлик томчисига ўхшатилади. Шунинг учун ядронинг бўлиниш жараёнини баён қилишдан олдин суюқлик томчиси устидаги мулоҳазаларга тўхтаб ўтайлик. Агар шарсимон суюқлик томчинини астагина туртсан, у деформацияланиб, „нафас олаётган қек“ тебранади. Бунда томчининг шакли шарсимондан эллипсоидсимонга, ундан яна шарсимонга ўтади. Шу тарзда маълум вақт тебрангач, томчи яна шарсимон шаклини олади, чунки бу шакл томчи учун асосийdir. Агар томчига берилган туртки етарлича катта бўлса, томчи тебраниш жараёнида эластик деформациянинг критик нуқтасидан ўтиб кетади. Натижада томчининг бўшланғич сферасимон шаклга қайтиш имконияти йўқолади. Шунинг учун томчи бир неча босқичлардан (10.4- расм) ўтиб, иккига ажралади. Ядронинг бўлиниши ҳам томчинига ўхшаш бўлади. Нейтрон ядро ичига кириб нуклонларга аралашиб кетади ва ядервий кучлар туфайли ядро билан боғланиб қолади. Бунда нейтрон ядродаги нуклонлар „коллективи“ га ўзининг кинетик ва боғланиш энер-

гияларининг йигиндисига тенг миқдордаги энергия беради. Ядрога берилган бу энергия суюқлик томчисини деформациялаш жараёнда берилган энергияга ўхшайды. Нейтрон олиб кирган энергия таъсирида ядро бўлинидаган даражада деформацияланмаса, бир қатор тебранишлардан сўнг ядро бошланғич ҳолатта қайтади. Тебраниш энергияси эса γ -квант тарзидаги нурлантирилади. Агар нейтроннинг энергияси ядрога $10 \cdot 4 \cdot 8$ расмда тасвирлангандек гантелсимон шаклини беришга етарли бўлса, энди ядро сферасимон шаклини тиклай олмайди. Ҳақиқатан, гантелсимон шаклга келган ядронинг чеккаларида жойлашган протонларнинг ўзаро итаришиш кучларини ядрсий кучлар мувозанатлаштиромайди, чунки ядрорий кучлар фақат қисқа масофалардагина тортишув характеристига эга. Гантелсимон ядронинг икки чеккалари орасидаги масофаларда эса ядрорий кучлар тортишиш эмас, аксинча итаришиш характеристига эга. Шунинг учун бу ҳолда ядрорий кучлар ядрсни бўлинишига кўмаклашади. Натижада гантелсимон шаклдаги ядро икки ядрога — бўлиниш парчаларига ажралади. Ядронинг бўлиниши учун етарли даражада деформациялай оладиган энергиянинг қиймати бўлинишининг критик энергияси W_{kp} (ёки активлаш энергияси) деб аталади. Бу катталиктининг мөҳиятини $10 \cdot 5$ -расмда тасвирланган бўлиниш парчалари нинг ўзаро таъсир потенциал энергиясининг бўлиниш парчалари орасидаги масофага боғлиқлигини ифодаловчи график ёрдамида тавсиф этайлик. Бўлиниш гарчалари бир-биридан анча узоқ жойлашган бўлса (расмлаби С нуқта шундай вазиятга мос келади), улар орасидаги электростатик итаришиш (Кулон қонунига асосан) шу қадар кичик бўладики, унинг қийматини ноль деб хисоблаш мумкин. Бўлиниш парчалари бир-бирига яқин-



10.4- расм.



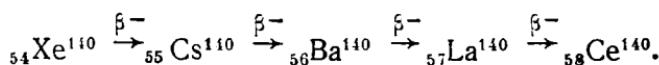
10.5- расм.

да бўлган ҳолларга, яъни ядронинг бўлинмаган вазиятларига мос келади (графикнинг устки қисмida бўлиниш парчаларининг вазиятлари тасвирланган). Графикнинг A нуқтаси эса бошлангич ядронинг асосий ҳолатига мосдир. B ва A вазиятларга мос келувчи потенциал энергияларининг фарқи ядро бўлиниши учун лозим бўладиган критик энергиядир. Шундай қилиб, критик энергиянинг қиймати ядрорий кучлар ва протонлар орасидаги кулон кучларининг муносабатига боғлиқ экан. Енгил ядроларда ядрорий кучлар устунлик қиласи. Шунинг учун уларнинг бўлиниши жуда кам содир бўлади. Масалан, $A \approx 100$ бўлган ядролар учун W_{kp} нинг қиймати 50 МэВ ларга етади. $A \approx 230$ бўлган ядролар учун критик энергиянинг қиймати бир неча МэВ ларга teng. Шунинг учун оғир ядроларнинг бўлинишини амалга ошириш анча осонроқдир. $A \approx 260$ бўлган ядролар учун W_{kp} нолга teng. Демак, сунъий равишда ҳосил қилинган оғир ядролар узоқ яшай олмайдилар, улар спонтан бўлинади.

Ядро бўлиниш ҳодисасининг назариясини 1939 йилда Н. Бор, Ж. Уиллер ва совет физиги Я. И. Френкель яратди. Шу назарияга асосланган ядронинг бўлиниш механизмини соддалаштирилган тарзда юқорида баён қилдик. Энди, ядронинг бўлинишида кузатиладиган нейтронлар ва электронлар қандай сабаблар туфайли вужудга келади? деган саволга жавоб қидирайлик. Бунинг учун ядролар тузилишидаги қуйидаги қонуни-

лашган сари уларнинг ўзаро итаришиш потенциал энергияси ҳам ортиб боради. Графикнинг бундай ўзгариши бўлиниш парчалари бир-бирига тегадиган даражада яқинлашгунча (расмдаги B нуқтагача) давом этади. Бундай масофаларда, энди, нуклонлар орасида тъсир этувчи ядрорий кучлар ўзларининг тортишиш табиатини намоён қила бошлайди. Янада қисқа масофаларда ядрорий кучлар кулон итаришиш кучларидан устунлик қиласи. Натижада потенциал энергия кама бошлайди. Графикнинг бу соҳаси парчалар ядро таркиби-

ятга эътибор берайлик. Элементлар даврий жадвалидаги турли стабил (яъни барқарор) ядролардаги нейтронлар сони N нинг протонлар сони Z га нисбати енгил ядролар учун тахминан 1 га тенг бўлса, оғир ядролар соҳасига силжиганимиз саёи бу нисбатнинг қиймати катталашиб боради. Масалан, O^{16} , Ag^{108} , Ba^{137} , U^{238} ядролари учун N/Z нинг қийматлари мос равишда 1,0; 1,3; 1,45; 1,6 ларга тенг. Демак, оғир ядро (масалан, уран) бўлиниши туфайли ҳосил бўлган бўлиниш парчаларида ҳам нейтронлар протонлардан анчагина кўп бўлади (чунки $N/Z = 1,6$ эди). Бундан ташқари бўлиниш парчалари янгигина вужудга келган вақтда ниҳоят даражада деформацияланган бўлади. Бундай деформацияларга эга бўлган ядроларни ўта уйғонган ядролар деб аталади. Ўта уйғонган ядронинг потенциал энергияси жуда катта. Шунинг учун ўта уйғонган ядро (бўлиниш парчаси) „силкиниб“ ўзидан бир-иккита нейтрон чиқариб юборади. Нейтрон чиқариш бўлиниш акти бошлангандан сўнг 10^{-14} с лар чамаси вақт ичида содир бўлади. Шу сабабли мазкур нейтронлар **оний нейтронлар** деб аталади. Оний нейтронлар чиқарилгандан кейин ҳам бўлиниш парчаларининг таркибида ортиқча нейтронлар мавжуд бўлади. Шунинг учун бўлиниш парчалари β^- -емирилишга мойил бўлади, яъни электрон ва антинейтрино чиқариб нейтрон протонга айланади. Натижада парча-ядронинг заряди 1 га ортади, нейтронларнинг сони эса 1 га камаяди. Лекин бу ядрода ҳам нейтронлар ортиқча бўлиши мумкин. У ҳолда бу ядрода яна β^- емирилиш содир бўлади. Фақат охирги ядродаги N/Z нисбат барқарорлик (стабиллик) шартига жазоб берадиган шартни қаноатлантиргандагина β^- -емирилишлар занжири тўхтайди. Масалан, ураннинг бўлиниши туфайли ҳосил бўлган бўлиниш парчаларидан бири — Xe^{140} нинг β -емирилиш занжири қуидаги-ча:

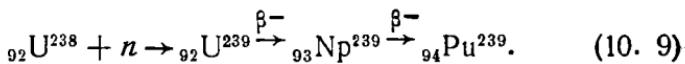


Юқорида Xe^{140} ядросини уран ядросининг бўлиниши туфайли вужудга келадиган парчалардан бири деб атадик. Бундай дейншимиизнинг сабаби шундаки, ураннинг 60 га яқин бўлиниши кузатилади. Улар ичида бўлиниш парчаларининг масса сонлари нисбати A_1/A_2 нинг 2/3 га яқин бўлганлари эса катта эҳтимоллик билан амалга ошади.

4- §. Занжир реакция. Реакторлар

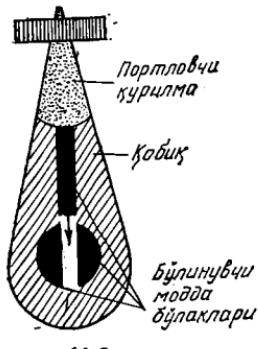
U^{235} ядроси бўлиниши туфайли ажраладиган энергиянинг тахминан $82 + 84\%$ и бўлиниш парчаларининг энергияси тарзида, қолган қисми эса нейтронлар ($2 + 3\%$), γ -нурланиш ($5 + 6\%$), электронлар ($3 + 4\%$) ва нейтринолар ($5 + 6\%$) нинг энергияси сифатида намоён бўлади. Хар бир ядро бўлингандага тахминан 200 МэВ энергия ажралади. Солиштириш мақсадида оддий химиявий реакцияларда (масалан, ёниш процессида) ажраладиган энергиянинг ҳар бир атомга тўғри келадиган улуши атиги бир неча эВ эканлигини эслайлик. Демак, ядро бўлинишида химиявий реакциядагидан миллиснлаб марта кўп энергия ажралади. Шунинг учун оғир ядроларнинг бўлиниш ҳодисаси кашф қилиниши биланоқ, бу реакцияда ажраладиган энергиядан фойдаланиш йўллари излана бошланди. Бўлиниш энергиясидан фойдаланиш имконияти амалга ошиши учун шундай шароит яратиш лозимки, бу шароитда реакция бир бошлангандан сўнг ўз-ўзидан давом эта олсин, яъни реакция занжир характерга эга бўлсин. Бундай реакцияни амалга оширишга оғир ядронинг бўлинишида вужудга келадиган $2 - 3$ дсна нейтрон ёрдам беради. Масалан, биринчи ядро бўлингандага ажралиб чиқсан $2 - 3$ нейтроннинг ҳар бири ўз навбатида янги ядроларнинг бўлинишига сабабчи бўлади. Натижада $6 - 9$ янги нейтронлар вужудга келади. Бу нейтронлар яна бошқа ядроларни бўлинишига имконият яратади ва ҳоказо. Шу тариқа бўлинаётган ядролар ва бўлингандаги натижасида вужудга келадиган нейтронлар сенни ниҳоят тез ортиб боради. Баён этилган тарзда ривожланадиган процесс — занжир реакциядир. Ҳисобларнинг кўрсатишича, биринчи ядро бўлинганидан кейин $7,5 \cdot 10^{-7}$ с вақт ўтгач $10^{24} + 10^{25}$ ядро (шунча ядро тахминан 1 кг уған таркибида бўлади) реакцияда қатнашган бўлади. Реакцияни бундай ўта шиддатли тусда ўтиши — портлаш демакдир. Лекин бу мулоҳазаларда барча нейтронлар янги ядроларнинг бўлинишига сабаб бўлади, деган фарздан фойдаланилди. Аслида нейтронлар бошқа ядролар томонидан юстилиши, лекин бу ядро бўлинмаслиги мумкин. Ёхуд нейтронлар бўлинувчи ядролар билан тўқнашмасдан реакция содир бўладиган ҳажм (яъни актив зона) дан чиқиб кетиши мумкин. Натижада занжир реакция ривожланмайди. Демак, занжир реакция ривожланиши учун ядронинг бўлиниши туфайли

ҳосил бўлган нейтронларнинг ўрта ҳисобда биттадан ортиғи янги бўлинишни вужудга келтириши шарт. Умуман, занжир реакциянинг ривожланиш тезлиги *кўпайиш коэффициенти* K_k нинг қиймати билан характерланади. Кўпайиш коэффициенти — бирор авлод бўлинишларида вужудга келган нейтронлар сонини ундан олдинги авлод бўлинишларда ҳосил бўлган нейтронлар сонига нисбатидир. Агар $K_k > 1$ бўлса занжир реакция ривожланади. $K_k < 1$ да реакция сўнади. $K_k = 1$ бўлгандага реакция бир меъёрда давом этади. Шунинг учун кўпайиш коэффициентининг қийматига таъсир этувчи факторларларни ўзгартириш йўли билан занжир реакция тезлигини бошқариш мумкин. Занжир реакцияларда уран ёки плутонийнинг изотопларидан фойдаланилади. Масалан, табиий уран таркибида 99,282 % U^{238} изотоп, 0,712 % U^{235} изостоп ва 0,006 % U^{234} изотоп бор. Тез нейтронлар таъсирида бу изотопларнинг барчаси бўлинади, секин нейтронлар эса фақат U^{235} изотопнинг бўлинишига сабаб бўла олади. Энергияси 1 МэВ дан кичик нейтронлар U^{238} ядроси томонидан тутилади ва U^{239} ҳосил бўлади. Лекин U^{239} изотоп β^- -емирилиш натижасида Np^{239} га, у эса Pu^{239} га айланади, яъни



Pu^{239} ҳам, худди U^{235} каби секин нейтронлар таъсирида бўлинади. Бундан ташқари U^{235} ва Pu^{239} ядроларнинг бўлинишида ҳосил бўладиган нейтронлар сонининг ўртача қийматлари (v) мос равишда 2,46 ва 2,90 га тенг. Демак, U^{235} ёки Pu^{239} ядроларидан фойдаланиб занжир реакцияни амалга ошириш учун имкониятлар мавжуд. Фақат нейтронларни реакцияда қатнашмай актив зонадан чиқиб кетишини камайтириш лозим. Ўз-ўзидан равшанки, актив зонанинг ҳажми (бўлинувчи модданинг массаси шу ҳажмга пропорционал) қанчалик кичик бўлса, ундан чиқиб кетадиган нейтронлар сони шунчалик кўп бўлади. Шунинг учун актив зона ҳажмини катталаштириб борилса, унинг бирор қийматида занжир реакцияни амалга ошиши учун етарли шароит яратилган бўлади. Бундай ҳажмдаги бўлинувчи модданинг массасини *критик масса* (m_{kp}) деб аталади. Масалан, соғ U^{235} дан ташкил топган бўлинувчи модда учун $m_{kp} \approx 9$ кг.

Шундай қилиб, бўлинувчи модда массасининг қиймати $m < m_{kp}$ бўлган ҳолда нейтронларнинг кўпайиш

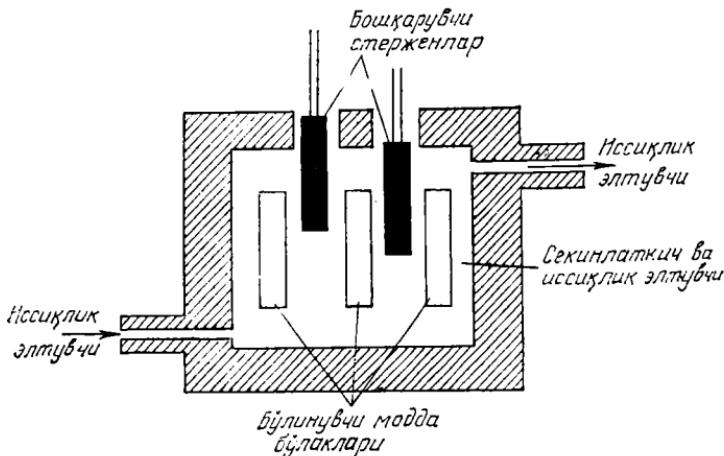


10.6- расм.

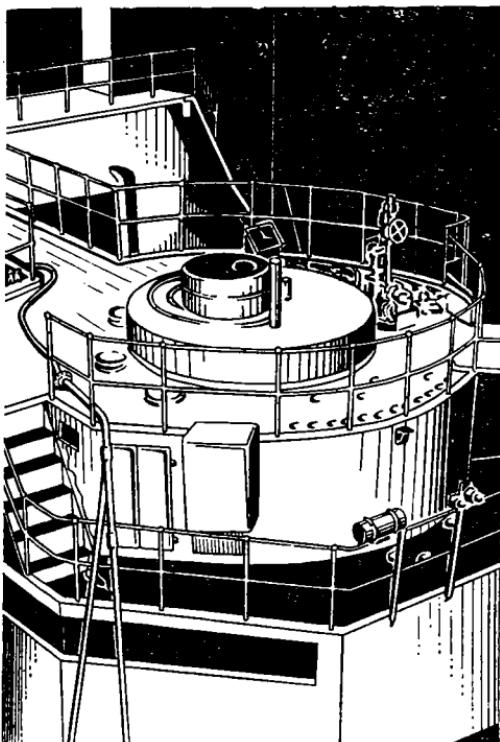
коэффициенти $K_k < 1$ бўлади, шунинг учун занжир реакция амалга ошмайди. Аксинча, $t > t_{kp}$ шарт бажарилганда $K_k > 1$ бўлади (лекин $K_k \ll v$), натижада занжир реакция ривожланади. Занжир реакция бошқарилмайдиган тарзда амалга ошиши атом бомбанинг портлаш жараёнида содир бўлади. Атом бомбанинг тузилиши схематик тарзда 10.6-расмда тасвирланган. Унда бўлинувчи модда икки ёки кўпроқ бўлаклар тарзида тайёрланади. Бу бўлакларнинг умумий масаси критик массадан катта, лекин ҳар бўлакнинг масаси критик массадан кичик. Шунинг учун ҳар бўлакнинг ўзида бўлиниш занжир реакцияси ривожланмайди. Бомбага жойлаштирилган оддий портловчи қурилма портлаганида мазкур бўлаклар қўшилиб, занжир реакцияни амалга ошишига шароит яратилади. Бўлиниш реакциясини бошлаб бериш учун керак бўладиган биринчи нейтронлар эса бўлинувчи модда ичидаги доимо „адашиб“ юрган бўлади. Масалан, массаси 1кг бўлган уранда спонтан бўлиниш туфайли секундига тахминан 20 нейтрон вужудга келади. Бундан ташқаси космик нурлар таъсирида ҳам донмо турли зарралар қатори нейтронлар ҳам вужудга келиб туради. Атом бомба портлагандаги жуда қисқа вақт ичидаги ниҳоят даражада катта энергия ажралиб чиққанлиги учун портлаш зонасида иссиқлик бир неча миллион градусга етади. Бундай иссиқлик таъсирида портлаш зонасидаги моддалар буғга айланади. Ўта қизиган шарсизмон газ тез кенгайиши натижасида жуда кучли зарб тўлқини вужудга келиб, ўз йўлидаги объектларни емиради ва куйдириб ташлайди. Кези келганда шуни қайд қилмоқ лозимки, мазкур қуролни ядеровий бомба деб аташ тўғрироқ бўларди, чунки унинг портлашида ядеровий энергия ажралади!

Бошқариладиган бўлиниш занжир реакцияларини амалга ошириш учун қўлланиладиган қурилмани *ядровий реактор* деб аталади. Бундай қурилмаларда нейтронлар қўпайиш коэффициенти K_k нинг 1 дан озгина катта қийматларида занжир реакцияни бошлаш имконияти мавжуд бўлиши керак. Ўз ҳолда актив зонадаги нейтронлар концентрацияси ва реакторнинг қув-

вати орта бошлайди. Керакли қувватга эришилганда K_k нинг қийматини айнан 1 га тенг қилиб туриш имканини бўлиши керак. Бу ҳолда занжир реакция ўзгармас тезлик билан давом этади, натижада реактор *стационар режимда* ишлай бошлайди. Бўлиниш занжир реакциясининг анчагина вариантлари мавжуд. Биз ҳозирги замон энергетикасида кенг фойдаланиётган иссиқлик нейтронлар таъсирида ишлайдиган реакторлар билан танишамиз. Реакторнинг асосий элементи — бўлинувчи моддадир. Замонавий реакторларда бўлинувчи модда сифатида U^{235} изотоп билан бойитилган табиий урандан фойдаланилади. Иссиқлик нейтронлар U^{235} ни эфектив равишда бўлинишига сабабчи бўлади. Шунинг учун бўлиниш реакциясида вужудга келган тез нейтронларни секинлатиш йўли билан иссиқлик нейтронларга айлантирилади. Одатда, секинлаткичлар сифатида графит ёки оғир сув (D_2O) дан, баъзан эса оддий сув (H_2O) дан ҳам фойдаланилади. 10. 7-расмда реактор актив зонасининг соддалаштирилган схемаси тасвирланган. Реакторнинг актив зонаси секинлаткич билан тўлдирилган. Секинлаткич ичига стержень ёки пластинка шаклида бўлинувчи модда бўлаклари жойлаштирилади. Занжир реакция тезлигини бошқарувчи стерженлар ёрдамида ўзgartириш мумкин. Бу стерженлар нейтронларни интенсив равишда ютадиган материаллар (масалан, бор ёки кадмий) дан тайёрланади. Бошқарувчи стерженларнинг кўпроқ ёки камроқ қисмини актив зона



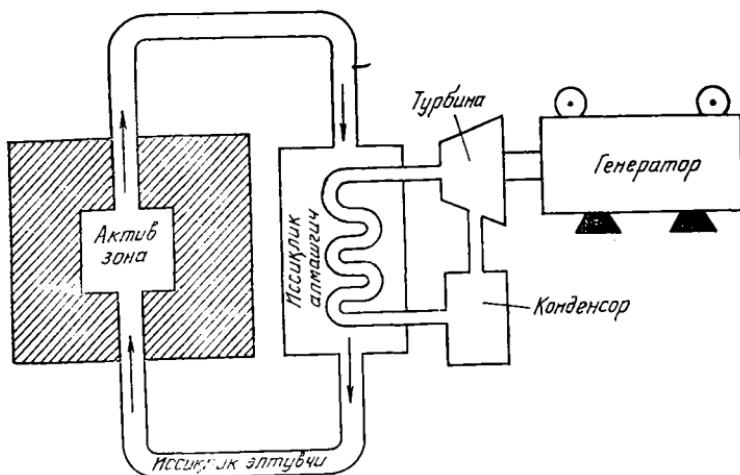
10.7-расм.



10.8- расм.

ичига киритиш йўли билан K_k нинг қийматини ўзгартиришга эришилади. Стациснар режимда ишлаётган реакторнинг актив зонасидаги нейтронлар сони нормадан озгина четга чиқиши (яъни K_k нинг қиймати 1 дан озгина фарқланиши) билансоқ маҳсус автоматик қурилма бошқарувчи стерженлағни көракли томонга силжитади. 10.8-расмда Ўзбекистон Фанлар Академиясининг ядро физикаси институтида илмий-тадқиқот мақсалларида фойдаланилаётган ядрорий реакторнинг тасвири келтирилган.

Ядрорий энергиядан фойдаланишга асосланган қурилмаларнинг асосий қисми ядрорий реактордир. Мисол тариқасида атом электр станция (АЭС) нинг ишлаш принципи билан танишайлик. Занжир бўлининш реакциясида ажралаётган энергия актив зонани айланаб юрадиган (10.9-расмга қ.) иссиқлик әлтувчига ўтади. Иссиқлик әлтувчи бу энергияни иссиқлик алмашгич-

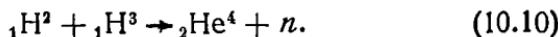


10.9- расм.

даги сувга беради, натижада сув бүгга айланади. Бүг эса ўз навбатида генераторнинг таркибий қисми бўлган турбинани ҳаракатга келтиради. Турбинадан ўтган бүг конденсорда сувга айланниб, яна иссиқлик алмашгичга боради. Шу тарзда ядрорий энергия электр энергияга айлантирилади.

5-§. Термоядервий реакциялар

Ядро боғланиш энергиясининг бир нуклонга мос келувчи қиймати ϵ нинг масса сон A га боғлиқлигини характерлөвчи график (9.2-расмга қ.) ка назар ташласак, фақат оғир ядроларнинг бўлиниши туфайлигина эмас, балки жудо енгил ядроларчи бироктириш (ядролар синтези) усули билди ҳам ядрорий энергиядан фойдаланиш мумкин, деган фикрга келамиз. Масалан, дейтерий ва тритийнинг синтезида α -зарра ва нейтрон ҳосил бўлади, яъни



Мазкур реакциянинг энергиясини (10.3) муносабатга асосланиб ҳисоблайлик:

$$Q = [(m_{\alpha^3} + m_{n^1}) - (m_{\text{He}^4} + m_n)] c^2 \approx 17,6 \text{ МэВ}. \quad (10.11)$$

Демак, реакция экзотермик ва унда қатнашаётган ҳар бир нуклонга тўғри келувчи энергия $\sim 3,5$ МэВ га

тeng. Таққослаш мақсадида U^{235} нинг бўлинишида ажраладиган энергиянинг битта нуклонга мос келувчи улуши $\sim 0,85$ МэВ лигини эслайлик.

Ядролар синтези амалга ошиши учун улар бирбири билан ядровий кучларнинг таъсири сезиладиган масофа ($r \sim 10^{-15}$ м) гача яқинлашиши керак. Лекин ядроларнинг бу даражада яқинлашишига кулон итаришиш кучлари туфайли улар орасида вужудга келадиган потенциал тўсиқ қаршилик кўрсатади. Бу тўсиқни енгиш учун H^2 ва H^3 нинг синтез реакциясида ядролар

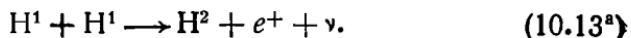
$$\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 r} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 2 \cdot 10^{-15}} \approx 0,7 \text{ МэВ} \quad (10.12)$$

энергияга эга бўлиши керак. Демак, тўқнашашётган ядроларнинг ҳар бирини кинетик энергияси $\sim 0,35$ МэВ бўлса, ядровий синтез реакцияси амалга ошади. У ҳолда ядролар синтези иссиқлик ҳаракатнинг энергияси (яъни $3kT/2$) туфайли содир бўлиши учун ядроларни қандай температурагача қиздириш лозим? — деган саволга жавоб топайлик. Ҳисоблардан кўринишича, бу температура $2 \cdot 10^9$ К бўлиши керак Мазкур температурани амалда ҳосил қилиб бўлмайди. Лекин бунчалик юқори температурага ҳожат ҳам бўлмаса керак. Бу фикр қуйидаги икки сабабга асосланади.

1) ихтиёрий T температурадаги газ молекулалари тезликларининг қиймати Максвелл тақсимотига бўйсунади. Шу сабабли Максвелл тақсимотини характерловчи графикнинг „думи“ га мос келувчи тезликлар билан ҳаракатланадиган ядролар иссиқлик ҳаракат энергиясининг қийматлари $3kT/2$ дан анча катта бўлади;

2) туннель эфект туфайли ядролар бирикиши учун лозим бўладиган кинетик энергиянинг қиймати кулон тўсиғи баландлигидан кичик ҳам бўлиши мумкин. Шунинг учун H^2 ва H^3 ядроларнинг $\sim 10^7$ К температурада ҳам етарлича интенсив бирикиши кузатилади. Ядролар синтези юқори температураларда содир бўлганлиги учун уни термоядровий реакция деб ҳам аталади. Бу қадар юқори температура юлдузларда, жумладан, Қуёшда мавжуд. Қуёш нурланишининг спектрини ўрганиш асосида юлдузлар таркиби, асосан, водород ва гелийдан ҳамда озгина миқдордаги ($\sim 1\%$ ча) углерод, азот ва кислороддан иборат. деган холосага келинган. Қуёш энергияси унинг таркибидаги ядроларнинг синтези, яъни термоядровий реакциялар туфайли ажралади. Бу реакцияларнинг варианларидан

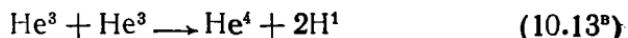
бири протон — протон (pp) циклидир. Мазкур циклдаги биринчи реакцияда икки протон бирикиб, дейтонни ҳосил қиласы:



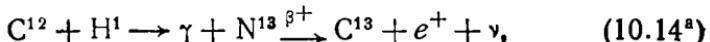
Иккинчи босқичда



реакция амалга ошади. Шундан сүнг

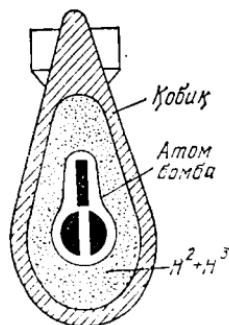


реакцияда гелий ядроиси ва икки протон ҳосил бўлади. Бундан ташқари Бете томонидан таклиф этилган углерод цикли ҳам амалга ошиши мумкин. Мазкур цикл қўйидаги тўрт босқичда ўтади:



Бу циклда ҳам гелий ядроиси ҳосил бўлади. Бундан ташқари циклнинг биринчи босқичидаги C^{12} ядроиси ҳам вужудга келади. У яна янги циклни бошлайди. Бошқача қилиб айтганда, C^{12} ядроиси углерод циклида „ядровий катализатор“ вазифасини ўтайди. Шуни ҳам қайд қилмоқ лозимки, углерод цикли pp — циклга нисбатан юқорироқ температураларда ўтади. Замонавий тасаввурларга асосан, Қуёш энергиясининг манбай асосан pp -циклдир.

Олимлар сунъий равишда термоядеровий реакцияни амалга ошириш усулини топдилар. Бунинг учун термоядеровий реакцияда қатнашиши лозим бўлган ғодда (масалан H^2 ва H^3 аралашмаси) ичидаги атом бомба (10.10 -расм) портлатилса бас. Атом бомба портлагандага фоят қисқа вақт ичидаги температура $\sim 10^7$ К га етиб, дейтерий ва тритий бирикади, бунда энергия ажralиб чиқиши янада кучлироқ портлаш тарзида намоён бўлади. Портлашда водород изотоплари қатнашганлигидан баён этилган принципда ишлайдиган қуролга водород бомба деб ном берилган. Агар водород бомбанинг деворла-



10.10-расм.

рига U^{238} изотоп (яни табиий уран, чунки унинг 99% и U^{238} эди) қолланса, термоядровий реакцияда ажралиб чиқадиган тез нейтронлар U^{238} ядроларининг бўлинишига сабабчи бўлади. Бунинг натижасида бомбанинг портлаш қуввати янада ортади.

Нейтрон бомба деб аталувчи қуролда эса ядервий синтез реакцияси амалга ошиши учун талаб қилинадиган шароит детонаторлик вазифасини бажарувчи атом бомбани портлатиш йўли билан эмас, балки бўшқа усуллар ёрдамида вужудга келтирилади. Нейтрон бомбани характерловчи критерий сифатида термоядровийлик коэффициенти K_t дан фойдаланилади. K_t – ядервий синтез реакциясида ажраладиган энергиянинг портлаш вақтида ажраладиган умумий энергияга нисбатидир. Нейтрон бомбада $K_t \approx 0,90 \div 0,95$. Ядервий синтез реакциясида ажраладиган энергиянинг асосий қисми ($\sim 80\%$) нейтронларнинг энергияси сифатида намоён бўлади (мазкур қуролни нейтрон бомба деб аталишининг сабаби ҳам шунда). Шунинг учун *нейтрон бомба портлаганда вужудга келадиган зарб тўлқин анчагина кучсиз, лекин нурланиш дозаси нуҳоят кучли бўлади*. Нейтронлар муҳит атомларининг электрон қобиқлари билан бевосита таъсирашмайди (2-§ га қ.). Лекин муҳит атомларининг ядролари билан таъсирашуви туфайли зарядли зарралар, ғ-квантлар ва радиоактив ядролар ҳосил бўлади. Булар эса, ўз назбатида, бўшқа атомларни ионлаштиради. Шунинг учун одам организмига нейтронларнинг таъсири тирик тўқималарнинг атом ва молекулаларини ионлаштиришдан иборат бўлади. Ионларнинг активлиги ўзгача бўлганилиги учун соғ организмда салбий таъсири кўрсатувчи химиявий бирикмалар вужудга келади. Ядервий нурланиш, хусусан, нейтронлар таъсирида баъзи мураккаб молекулалар, биринчи навбатда илик, сўнгра қон ҳосил бўлиш жараёни, айниқса, марказий нерв системасининг тўқималари заарланади. Овқат ҳазм қилиш йўли ва жинсий аъзоларнинг ҳужайралари ҳам шикастланади. Нурланишларнинг тирик организмга таъсири тўғрисида қўйидаги тажриба етарлича тасаввур беради: маймунлар узоқ вақт давомида кунига олти соатдан чамбарак айлантиришга, ўн минут айлантиргандан кейин беш минут дам олишга ўргатилган. Бундай меҳнатдан улар мутлақо чарчамаган. Сўнгра маймунларга нейтрон-гамма нурланиш билан таъсири этилган.

Нурланишнинг эквивалент дозаси 46 зиверт ($1 \text{ Зв} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$) бўлган. Нурлангандан беш секунд ўтгач, маймунлар яна чамбарак айлантиришга ундалган. Лекин уларнинг 80 % и 8 минут ичидаги иш қобилиятини бутунлай йўқотган. Нурлангандан сўнг $7 + 132$ соат ичидаги барча маймунлар ҳалок бўлган.

Шуни алоҳида қайд қилмоқ лозимки, қуввати ўн килотонна бўлган нейтрон бомба (бундай бомбадаги дейтерий-тритий аралашмасининг массаси 130 граммга тенг) портлатилганда портлаш марказидан бир километрча масофадаги очиқ ерда жойлашган одамларга худди юқорида баён этилган тажрибадагидек нурланиш эквивалент дозаси таъсир этади.

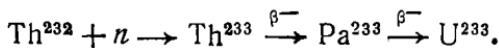
Демак, ядрорий синтез реакцияси, ҳозирча, бошқарилмайдиган тарзда амалга оширилиши мумкин. Бошқарилладиган термоядрорий реакцияни амалга ошириш учун, асосан, икки қийинчиликни енгиш керак. Биринчидан, „термоядрорий ёқилғи“ нинг температурасини $\sim 10^8 K$ гача қиздириш, яъни Қуёш температурасидан тахминан 10 марта юқори температураларни олиш усулини топиш лозим. Бунчалик юқори температуралар зарурлигининг сабаби нимада? Масала шундаки, сунъий равишда термоядрорий реакция содир бўладиган қурилманинг ҳажми чегараланган, натижада ундан иссиқлик йўқолиши ҳам Қуёшдагидан анча катта бўлади, албатта. Шунинг учун сунъий равишда ҳосил қилинадиган „митти-қуёш“ температураси Қуёшнидан анча юқори бўлиши лозим. „Термоядрорий ёқилғи“ бундай юқори температураларда термоядрорий плазмага айланади. Берк ҳажмдаги плазма камера деворлари билан контактга киради ва унга иссиқлик бериб совиди ёки худди водород бомба мисолидагидек камерани эритиб юборади. Шунинг учун термоядрорий плазмани берк ҳажмда бирор муддат давомида сақлаб туриш муаммоси туғилади. Бу иккинчи қийинчиликдир.

И. Е. Тамм ва унинг ходимлари 1950 йилда плазмани магнит майдон ёрдамида изоляциялаш мумкин, деган фикрни илгари сурдилар. Бу фикрга асосланиб бир талай қурилмалар ясалган. Улар ичидаги совет олимлари ясаган ва „Токамак“ номи билан юргизилладиган қурилмалар эътиборга лойиқдир. „Токамак“ лар ёрдамида Халқаро ҳамкорлик асосида бошқарилладиган термоядрорий реакцияни амалга ошириш бўйича изланышлар ҳам олиб борилмоқда.

6-§. Ядро физикасининг ютуқларидан тинчлик мақсадларида фойдаланиш

Ядро физикаси ўзининг навқиронлигига қарамай талайгина ютуқларга эришдики, улар фан-техника ва саноатнинг кўргина соҳаларида қўлланилмоқда. Шуларнинг баъзилари ҳақида тўхталиб ўтайдик.

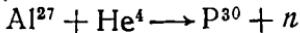
1. *Ядрорий энергетика ҳақида.* Ядрорий энергия Хиросима ва Нагасаки фожиаларидан сўнг кенг жамоатчиликка аён бўлди. Ядрорий энергиядан тинчлик мақсадларида фойдаланиш СССР да 1954 йил июляда биринчи атом электростанцияни ишга тушириш билан бошланди. Ҳозирги вақтда дунёнинг 16 мамлакатида 100 дан ортиқ атом электростанция (АЭС) лар ишлаб турибди. Уларнинг умумий электр куввати $4 \cdot 10^7$ кВт дан ортиқ. Бундан бўён энергетик балансда ядрорий энергетиканинг улуши ортиб боради. Бунинг сабаби шундаки, дунёда ишлатилаётган энергиянинг тахминан 70 % и нефть ва газни ёқиш ҳисобига олинмоқда. Борган сари ошиб бораётган энергия эҳтиёжларини ҳисобга олсак, нефть ва табиий газ запаслари узоги билан 50 йилга етади. Кўмирини ёқиш ҳисобига эса энергия эҳтиёжларини узоги билан 500 йил давомида қондириб туриш мумкин. Бу рақамлар инсониятнинг энергия таъминотида вужудга келган муаммони характерлайди. Бу муаммони ҳал қилишда ядрорий энергетикага муҳим роль ажратилган. Ҳозирги вақтда АЭС ларнинг реакторларида, асосан, U^{235} дан фойдаланилмоқда. Лекин U^{238} дан тез нейтронлар таъсирида Pu^{239} ҳосил қилиш [(10.9) га қ.] мумкин. Бу процесс кўпайтиргич реакторларда амалга ошади. Натижада бундай реакторларда икки процесс, яъни ядрорий бўлиниш ва янги „ёқилғи“ — плутоний ҳосил бўлади. Кўпайтиргич реакторлардан фойдаланиб яна бир „ёқилғи“ ни ҳосил қилиш мумкин:



U^{233} ва Pu^{239} ларда, худди U^{235} га ўхшаш, иссиқлик нейтронлар таъсирида бўлиниш реакцияси амалга ошади. Мутахассисларнинг фикрича, бошқариладиган занжир бўлиниш реакциялари учун керак бўладиган „ёқилғи“ лардан шу тарзда фойдаланилса, улар инсоният энергиявий эҳтиёжларини бир неча юз йил давомида қондира олар экан.

Термоядровий реакцияни бошқариш муаммоси ҳал бўлган тақдирда инсоният учун энергия танқислиги хавфи бутунлай йўқолган бўлади, чунки океан сувларидаги „термоядровий ёқилғи“ нинг запаслари жуда катта.

2. Сунъий радиоактивликдан фойдаланиш. 1934 йилда Ирен ва Фредерик Жолио-Кюрилар алюминийни α -зарралар билан нурладилар. Нурлаш тўхтатилгандан сўнг ҳам нишондан позитронларни ажралиб чиқаётганлиги аниқланди. Вақт ўтиши билан позитронларнинг активлиги экспоненциал қонун бўйича камайиб борди. Бу ҳодиса сунъий радиоактивлик эди. Баён этилган тажрибада



ядровий реакция туфайли ҳосил бўлган P^{30} — ярим емирилиш даври 150 с га тенг бўлган радиоактив ядродир. Ана шу P^{30} ядроларни емирилиши туфайли позитронлар кузатилган. Ҳозирги вақтда сунъий радиоактивлик ҳосил бўладиган реакциялар яхши ўрганилган. Бу соҳада, айниқса, жисмларни нейтронлар оқими билан нурлаш туфайли (яъни нейтрон реакцияларда) сунъий радиоактивлик ҳосил қилиш кенг қўлланилади. Масалан, бирор жисм таркибидаги аралашма миқдорини аниқлаш лозим бўлсин. Бунинг учун жисмни ва ундан алоҳида аралашма элементидан ташкил топган моддани (уни контрол модда деб атайлик) бир хил шаронтда реакторда нурлайлик. Маълум муддатдан сўнг, текширилаётган жисм ва контрол модда чиқараётган нурлаши спектрини ўлчаймиз. Бунда аралашма атомларининг нейтрон тутиши туфайли ҳосил бўладиган сунъий радиоактивликнинг хусусиятини ҳисобга олиб, α , β , ёхуд γ -спектрни ўлчаш мумкин. Мисол учун вужудга келадиган сунъий радиоактивликни характерлайдиган маълум энергияли γ -квантлар интенсивликларини ўлчаш мумкин. Текширилаётган жисм ва контрол модда томонидан чиқарилаётган айни γ -нурланиш интенсивликларини солиштириб, текширилаётган жисмдаги аралашма миқдори ҳақида жуда аниқ маълумот олиш мумкин. Бу усул жисм таркибидаги аралашмани сунъий радиоактивлантиришга асосланганлиги учун уни *радиоактивацион анализ* деб аталади.

Яна бир мисол билан танишайлик. Ер атмосферасида космик нурлар таъсирида C^{14} изотоп ҳосил бўлади. Унинг ярим емирилиш даври 5600 йил. Бир томондан

C^{14} ҳосил бўлади, иккинчи томондан радиоактив емирилиш ҳисобига камаяди, натижада атмосферадаги C^{14} „радиоактив мувозанат“ да бўлади. Таркибида углерод бўлган барча жисмларда C^{14} ҳам мавжуд. Масалан, одам баданинг тирик тўқималарида углероднинг тахминан 10^{-8} улуши C^{14} дан ташкил топгандир. Барча тирик мавжудот ва ўсимликлар таркибида ҳам C^{14} мавжуд ва унинг миқдори атмосферадаги C^{14} билан мувозанатда бўлади. Лекин ҳаёт тугаши билан организмга C^{14} нинг қўшилиши ҳам тўхтайди. Бироқ организмда мавжуд бўлган C^{14} радиоактив емирилиши давом эттиради. Шунинг учун эски ёғоч ёки суяқ таркибида янгисига нисбатан C^{14} нинг миқдори камроқ бўлади. Демак, C^{14} нинг концентрациясини ўлчаш туфайли ҳаёт тугагандан бери ўтган вақти ҳисоблаб топиш мумкин. Шундай қилиб, C^{14} изотоп антропологлар учун ўзига хос „радиоактив соат“ бўлиб хизмат қиласиди.

3. Радиоактив изотоп оддий изотопга хос бўлган барча химиявий хусусиятларга эга бўлади. Лекин оддий изотопдан фарқи унинг радиоактивлигиди. Шунинг учун жисм (масалан, организм) даги радиоактив изотопни унинг нурланишини қайд қилувчи қурилмалар ёрдамида аниқлаш мумкин. Бундан медицинада диагностика учун фойдаланилади. Масалан, радиоактив йоддан қалқонсимон безнинг функционал ҳолатини аниқлашда фойдаланиш мумкин. Бунинг учун организма заар қилмайдиган миқдорда радиоактив йэдли әритма ичилади. Қалқонсимон без ўзлаштирган йоднинг миқдорини унинг ӯ-нурланишини қайд қилиш усули билан аниқлаб бўрилади. Касалларда соғлом одамларга нисбатан йэдни ўзлаштирилиши тезроқ содир бўлишига асосланиб диагноз қўйилади. Мазкур усулни ишлаб чиққанларни учун республикамиз олимлари — Ё. Х. Тўрақулов ва Р. Қ. Исломбеков Ленин мукофти билан тақдирланганлар.

4. Саноатнинг турли соҳаларида гамма-дефектоскопия, технолёгик процессларни контрол қилиш усулларидан фойдаланимоқда. Бунда қўлланилаётган ядрорий нурланишини қайд қилувчи счётчикларни процессли бошқарувчи қурилмаларга улаш йўли билан мазкур процессли автоматик равишда ўзгартириб туришга (яъни корректировка қилишга) эришилади.

XI боб

ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР

1-§. Космик нурлар

Космосдан келаётганилиги учун космик нурлар деб ном олган зарраларни ионизацион камералардаги сирқиши токининг сабабларини қидириш туфайли кашф этилди. Яdroвий нурланишлар таъсири бўлмаган ҳолда ионизацион камера орқали ўтадиган ток (яъни сирқиши токи) нинг қиймати жуда кичик бўлади. Бу ток ионизацион камерада қўлланилган электроизоляцион материалларнинг ниҳоят кичик бўлса-да, ўтказувчанлик хусусиятига эгалиги туфайли келиб чиқади. Сирқиши токини вужудга келтирувчи барча сабабларни эътиборга олиб ўтказилган ҳисоблар сирқиши токининг қиймати тажрибаларда кузатилаётганидан анчагина кичик бўлиши лозимлигини кўрсатди. 1911 — 1912 йилларда Гесс, Гоккель ва Кольгерстер ҳаво шарлари ёрдамида ионизацион камераларни атмосферанинг юқори қатламларига кўтариб маҳсус тажрибалар ўтказдилар. Тажриба натижаларини муҳокама қилиб, улар қуйидаги хуносага келдилар: космик фазодан келаётган қандайдир зарралар ионизацион камера токининг ортишига сабабчидир. Кейинчалик кўпгина олимларнинг хизматлари туфайли ионизацион камерадаги газни ионлаштирувчи нурланиш (яъни космик нурлар) нинг табиати аниқланди. Космик нурларни бирламчи ва иккиламчи нурланишлар тарзида ўрганамиз. Бирламчи нурланиш космик фазодан келаётган зарралар оқимидир. Бирламчи нурланиш зарраларининг ўртача энергияси 10^{10} эВ чамасида. Лекин айрим зарралар энергияси 10^{19} эВ ва ҳатто ундан ҳам юқори қийматларга эга. Ҳаво шарлари ва ракеталар ёрдамида ионизацион камералар, счётчиклар, фотоэмультсияларни атмосферанинг юқори қатламларига кўтариб ўтказилган тажрибалар натижасида бирламчи космик нурланишнинг таркиби ўрганилган. 2-жадвалда Ер сиртининг 1 м^2 юзига 1 с ичida бирламчи космик нурланиш таркибида тушаётган зарралар сони келтирилган.

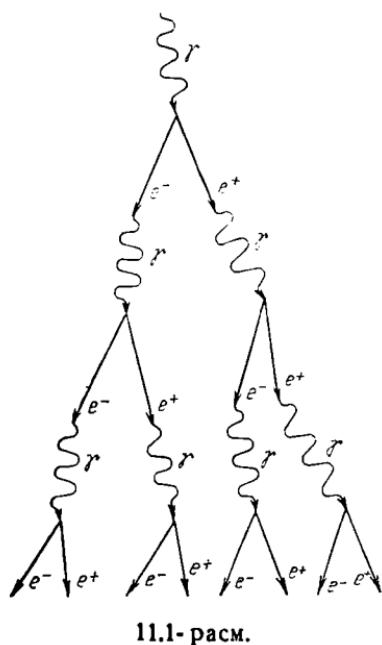
Бирламчи нурланиш Ер атмосферасининг юқори қатламларидаги атомлар ядролари билан тўқнашиб, иккиламчи нурланишни вужудга келтиради. Одатда, 20 км дан қўйироқ баландликларда космик нурлар, асосан, иккиламчи нурланишдан иборат бўлади. Иккиламчи

Зарралар номи	Z	Зарралар сони
Протонлар	1	1300
Альфа-зарралар	2	94
Ли, Ве, В нинг ядролари	3 — 5	2,0
С дан F гача элементлар ядролари	6 — 9	6,7
Не дан К гача элементлар ядролари	10 — 19	2,0
Са дан У гача элементлар ядролари	20 — 92	0,5

нурланиш икки компонентадан иборат: биринчиси юмшоқ компонента, у 8—10 см қалинилдиги қўроғинда ютилади. Иккинчисини қаттиқ компонента деб номланган, чунки қалинилиги 10 см бўлган қўроғиндан ўтганда ҳам унинг интенсивлиги унчалик ўзгармайди. Юмшоқ компонента электрон-позитрон жуфтлари жаласидан иборат. Тез ҳаракатланаётган зарядли зарра атом ядросининг яқинидан учиб ўтаётганда тормозланиди, натижада γ -квант чиқарилади. Шу тарзда ёки бошқа бирор процессда вужудга келган катта энергияли γ -квант атом ядроси билан таъсирилашганда электрон-позитрон жуфт ҳосил бўлади (11. 1- расмга к) Ҳаво

таркибидаги атом ядросининг яқинидан учиб ўтаётган электрон ёхуд позитрон тормозланиб. γ -квант чиқаради. У эса яна электрон-позитрон жуфтни ҳосил қиласди ва ҳоказо. Жаласимон ривожланадиган бу процесс γ -квант энергияси электрон-позитрон жуфтни ҳосил қилишга етмай қолгунча давом этиши мумкин. Электрон-позитрон жуфтлар жаласи биринчи марта 1928 йилда академик Скобельцын томонидан кузатилган.

Қаттиқ компонента мезонлар оқимидан иборат. Мезонлар космик нурлар қаттиқ компонентасининг жисм билан таъсирилашувини ўрганиш туфайли кашф



қилинди. Х. Андерсен ва С. Неддермейер магнит майдонга жойлаштирилган Вильсон камерасидан фойдаланиб ўтказган тажрибалари асосида космик нурлар қаттиқ компонентасининг таркибида массаси электрон массасидан тахминан 200 марта катта бўлган зарядли зарралар мавжуд, деган хуносага келдилар. Қайд қилинган зарраларнинг массаси электрон ва протон массаларининг оралиғидаги қийматга эга бўлганлигидан уларни мезонлар (грекча „μεσος“ „оралиқдаги“ сўзидан олинган) деб аталди. Мусбат ва манфий мезонлар мавжуд бўлиб, улар мос равиша μ^+ ва μ^- шаклида белгиланади (мю-плюс-мезон ва мю-минус-мезон деб ўқилади). Мю-мезон массасининг замонавий қиймати $m_\mu \approx 207 m_e$. Мю-мезонлар $\tau \approx 2 \cdot 10^{-6}$ с давр билан

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} \quad \text{ва} \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$$

схема бўйича емирилади.

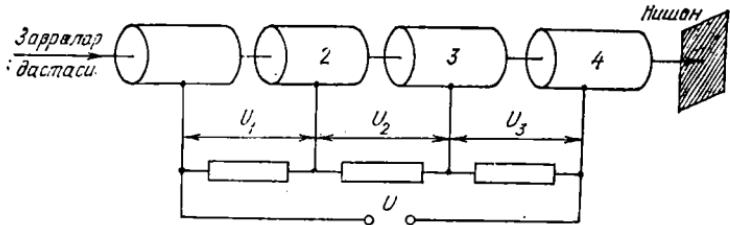
Космик нурларни ўрганиш жараёнида яна бир неча элементар зарралар кашф этилди. Бу зарраларни қайд қилиш учун қалин фотоэмультсияли фотопластинкалар баланд тоғларнинг чўққилирига жойлаштирилди, ёхуд ҳаво шарлари ёрдамида атмосферанинг юқори қатламларига чиқарилади. Фотоэмультсия қатламига кирган космик зарра ўзининг ионловчи таъсири туфайли из қолдиради. Бундан ташқари космик зарра фотоэмультсия таркибидаги кумуш ёки бром атомининг ядроси билан тўқнашиши туфайли содир бўлган ядроий реакцияда вужудга келган зарралар ҳам фотопластинкада из қолдиради. Фотопластинкага химиявий ишлов берилгач, бу изларни микроскоп остида қунт билан кузатиб ўрганилади.

2- §. Зарядланган зарраларни тезлатиш усуллари

Зарядланган зарраларни тезлатиш учун қўлланиладиган қурилмаларда (уларни одатда, тезлаткичлар деб номланади) зарядланган зарраларга электр ва магнит майдонларнинг таъсиридан фойдаланилади.

Тезлатилаётган зарранинг траекторияси тўғри чизиқка яқин бўлган тезлаткичлар — чизиқли тезлаткичлар иккига бўлинади:

1) зарраларни тезлатиш учун ўзгармас электр майдондан фойдаланилган қурилмалар чизиқли электростатик тезлаткич деб аталади;

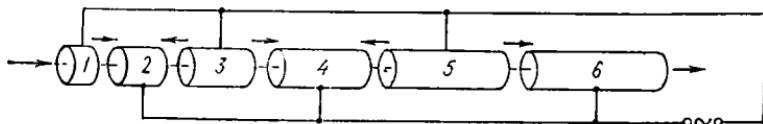


11.2- расм.

2) чизиқли резонанс тезлаткичларда эса зарралар ўзгарувчан юқори частотали майдон таъсирида тезлатилади.

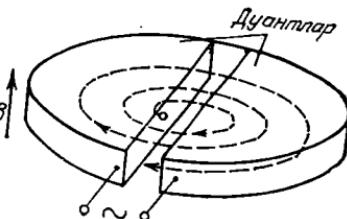
Чизиқли электростатик тезлаткичларда (11.2-расм) ўқлари бир түғри чизиқ бўйича жойлашган бир неча цилиндрсизмон ҳалқалар кетма-кет жойлашган бўлади. Бу ҳалқалар тезлатувчи электродлар вазифасини бажаради. Электродлар потенциалларининг қийматлари ҳалқалар номерига мос равишда ортиб боради. Манбадан чиққан зарралар электродлар орасидаги ўзгармас электростатик майдонларда тезлашади, яъни „турткӣ“ олади. Ҳалқалар ичida эса инерцияси бўйича ҳаракатланади. Навбатдаги ҳалқалар оралиғида яна „турткӣ“ олади ва ҳоказо. Шу тарзда тезлатилган зарралар оқими нишонга тушади.

Чизиқли резонанс тезлаткичда тоқ номерли (1, 3, 5, ...) ҳалқалар юқори частотали ўзгарувчан ток генераторининг бир қутби билан, жуфт номерли (2, 4, 6, ...) ҳалқалар эса иккинчи қутби билан уланган (11.3-расм). Ҳалқалар оралиқларидаги электр майдоннинг оний йўналишлари расмда стрелкалар билан кўрсатилган. Ҳалқаларнинг узунликлари шундай танлаб олинадики, натижада зарралар ҳалқаларнинг навбатдаги оралиғига ўзгарувчан токнинг ярим даврига тенг вақтда етиб келади. Бу вақт ичida электр майдон йўналиши тескарисига ўзгарган бўлади. Шунинг учун бу ҳалқалар оралиғида ҳам электр майдон зарраларга уларни тезлатувчи „турткӣ“ беради. Шу тарзда зарралар ҳалқаларнинг ҳар бир навбатдаги оралиғида „турт-

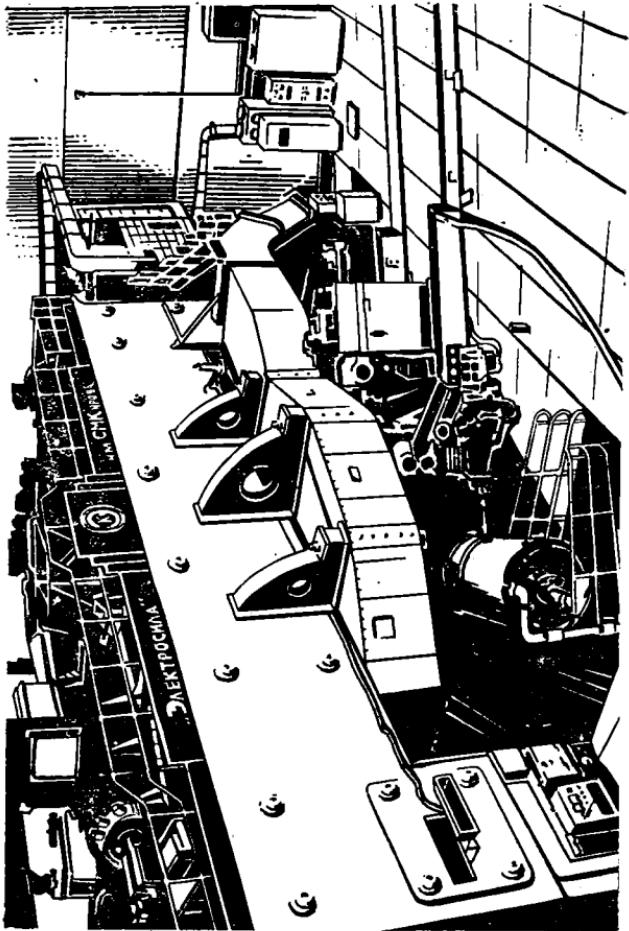


11.3- расм.

ки" олаверади. Чизиқли электростатик тезлаткичда заряди бир бирликка тенг бўлган заррани eU (бунда U — биринчи въ охирги ҳалқалар орасидаги потенциаллар фарқи) энергиягача тезлатиш мумкин. Чизиқли резонанс тезлаткичда эса айни зарра эришадиган энергиянинг қиймати $n \cdot eU$ (бунда n — ҳалқалар сони, U — генератор кучланиши) га тенг. Шунинг учун электростатик тезлаткичларда зарра эришиши мумкин бўлган энергиянинг қиймати юқори потенциаллар фарқини ҳосил қилиш қийинчилигига дуч келади. Чизиқли резонанс тезлаткичда эса заррага юқори энергия берилмоқчи бўлса тезлаткич ўлчамлари катталашиб кетади (чунки ҳалқалар сони n ни кўпайтириш лозим). Мазкур қийинчилклардан ҳоли бўлган тезлаткичларда Лоуренс ғоясидан фойдаланилади. Бунда зарядланган зарра электр майдонда тезлатилади (11.4-расмга қ.) ва магнит майдон ёрдамида ярим айланавий траектория бўйича ҳаракатланиб яна тезлатиладиган оралиққа қайтади, яна электр майдон томонидан „туртки“ олади ва ҳоказо. Мазкур ғояга асосланган биринчи тезлаткичлар циклотронлар деб номланган. Лекин циклотрон ёрдамида заррага берилиши мумкин бўлган энергиянинг қиймати ҳам чегараланган. Бунинг сабаби қуйидагидан иборат. Циклотронда магнит майдоннинг катталиги шундай танланадики, бу майдон таъсирида зарра дуантлар орасидаги ўзгарувчан электр майдоннинг ярим даврига тенг вақт ичida яна дуантлар оралиғига қайтиб келиши керак. Бошқача қилиб айтганда, зарранинг ҳаракати ва тезлатувчи майдон бирбири билан синхрон (яъни бир вақтли) бўлиши керак. Лекин зарра тезлиги ортган сари, нисбийлик назариясига асосан, унинг массаси ҳам ортади. Натижада зарранинг магнит майдонда айланниш даври ҳам ортади, шунинг учун дуантлар оралиғига зарра кечикиб етиб келади. Бу вақт ичida заррани тезлатиши лозим бўлган ўзгарувчан электр майдоннинг фазаси 180° га эмас, балки каттароқ қийматга ўзгарган бўлади. Зарранинг баён этилган кечикиши бўрган сари шу қадар катталашиб кетадики, натижада электр майдон заррани тезлатиш ўрнига унга тормозловчи таъсири кўрсатадиган бўлиб қолади.

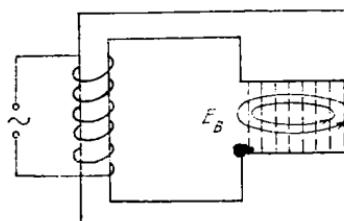


11.4-расм.

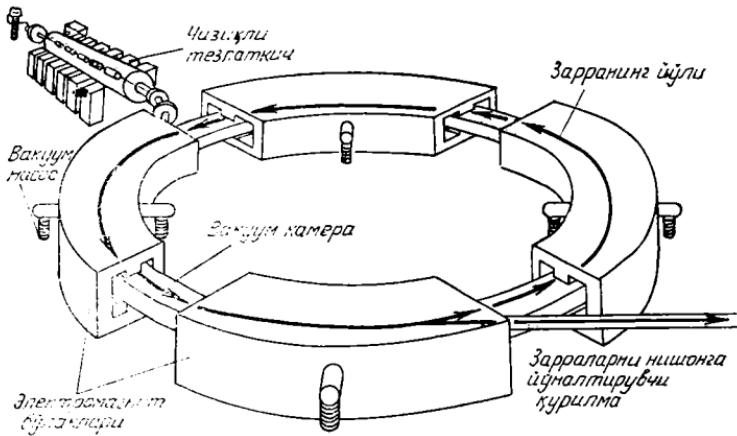


11.5 - расм.

Циклик тезлаткичларни такомиллаштиришда Векслер (СССР) ва Мак-Милан (АҚШ) ғояларидан фойдаланилди. Улар зарра массасининг ўзгарувини магнит майдонни кучайтириш йўли билан ёки тезлатувчи электр майдоннинг даврини катталаштириш йўли билан компенсациялашини таклиф этдилар. *Синхроциклотрон* (фазотрон) деб аталадиган тезлаткичда магнит майдон индукцияси худди циклотрондагидек ўзгармаслигича сақланади, лекин тезлатувчи майдоннинг даври аста ошириб борилади. Синхроциклотронда ҳам зарра энергияси ортган сари унинг траекторияси спиралсимон равишда кенгайиб боради. Шунинг учун синхроциклотрон ўлчамлари катталашади. Бирлашган ядрорий тадқиқотлар институтидаги (Дубна шаҳри) синхроциклотрон (11.5-расм) магнитининг оғирлиги 7000 тонна. Мазкур синхроциклотронда протонлар 680 МэВ гача тезлатилади. Электронни тезлатиш учун *бетатрон* деб аталадиган қурилмалардан фойдаланилади. Бетатронда электронлар уюрмавий электр майдон таъсирида тезлашади. Бетатроннинг тузилишини тушуниш учун оддий икки чулғами трансформаторни тасаввур қилинг (11.6-расмга қ.). Биринчи чулғам ўзгарувчан ток манбаига уланади. Натижада ўзгарувчан магнит майдон вужудга келади. Магнит майдоннинг ўзгарувини содир бўладиган фазо соҳаларида электромагнит индукция ҳодисасига асосан уюрмавий электр майдон вужудга келади. Шунинг учун мазкур соҳага электронлар оқими киритилса, улар уюрмавий электр майдон кучланганилиги (E_B) чизиқлари бўйлаб айланади. Бошқача, қилиб айтганда, трансформаторнинг иккинчи „чулғами“ вазифасини ўзгармас радиусли айланма орбиталар бўйича ҳаракатланадиган электронлар бажаради. Бетатрондаги электронларни ҳам тезлатиш чегараси мавжуд. Бунинг моҳияти шундаки, тезланиш билан ҳаракатланадиган электрон электромагнит тўлқин нурлантиради. Шунинг учун электрон бир неча юз МэВ энергиягача тезлатилганда унинг нурланиш сифатида йўқотадиган энергияси сезиларли бўлиб қолади. Натижада электроннинг траекторияси айла-



11.6-расм.



11.7-расм.

на эмас, балки ичкари томонга қайрилган спирал шаклига ўтади. Демак, электронни бошқа тезлатиб бўлмайди.

Ўзида бетатрон ва синхроциклотроннинг ишлаш принципларини мужассамлаштирган қурилмалар ҳам мавжуд. Электронларни тезлатиш учун қўлланиладиган бундай қурилмалар синхротрон деб аталади. Оғирроқ зарраларни, масалан, протонларни тезлатиш мақсадида қўлланиладиган мазкур қурилма *синхрофазотрон* деб номланган. Уларда зарралар битта айланма орбита бўйлаб ҳаракатланганлиги учун камера катта тороид шаклида ясалади. Бу эса ўз навбатида ниҳоят катта электромагнит ясашдан қутқаради. Бошқача айтганда, электромагнитнинг марказий қисмига ҳожат йўқ. Фақат зарралар ҳаракатланадиган соҳаларда (яъни тороид атрофида) магнит майдон мавжуд бўлиши шарт. Шунинг учун электромагнитни яхлит шаклда эмас, балки бир неча бўлаклардан иборат қилиб ясаш имконияти туғилади (11.7-расмга қ.). Лекин бу бўлакларни жойлаштириш ниҳоят катта аниқлик билан бажарилади. Протонлар, аввал, чизиқли тезлаткичда 50 МэВ гача тезлатилади. Ўсиб борувчи магнит майдонда бу протонлар айланма орбита бўйлаб ҳаракат қиласди. Даври ортиб борадиган электр майдон эса протонларга тезланиш беради. Бу тарзда бир неча ўн ГэВ гача протонларни тезлатишга эришилади.

3-§. Элементар зарралар

Замонавий тезлаткичларда зарраларни юқори энергияларга тезлатиш имконияти элементар зарраларни ўрганишга кенг шароитлар яратиб берди. Хусусан, антипротон ва антинейтронларни кашф этилиши синхрофазotronда юқори энергияли протонлар оқимини ҳосил қилиш билан боғлиқ. Умуман, 1932 йилда электроннинг антизарраси позитрон кузатилгандан сўнг, барча элементар зарраларнинг антизарралари ҳам бўлиши лозим, деган фикр физикада мустаҳкам ўрин олди. Лекин антипротон 23 йилдан сўнг, яъни 1955 йилда Чемберлен, Сегре, Уиганд ва Ипсилантис амалга оширган тажрибада қайд қилинди. Улар б ГэВ гача тезлатилган протонлар билан мис нишонни нурладилар. Бунда юқори энергияли протон мис ядросининг таркибидағи бирор нуклон билан таъсирилашади ва қуидаги реакциялардан бири амалга ошади:



Антипротоннинг электр заряди манфий, хусусий магнит моменти механик моментга тескари йўналган. Худди электрон ва позитрон каби протон ва антипротон ўзаро аннигиляцияланади. Антипротон нейтрон билан тўқнашганда ҳам аннигиляцияланиши мумкин.

Бир йилдан сўнг, яъни 1956 йилда антинейтрон кашф қилинди. Антинейтроннинг хусусий магнит моментининг йўналиши механик моментининг йўналиши билан бир хил. У нуклон билан (яъни протон ёки нейтрон билан) тўқнашганда аннигиляцияланиши мумкин.

Кейинчалик (1965 — 1966 й.) энг оддий ядролар — дайтерий ва тритийларнинг антиядролари антидайтерий ва антитритийлар кузатилди.

Хозирги вақтда деярли барча зарраларнинг (фотон, пи-ноль-мезон ва эта-мезондан ташқари) антизарралари мавжудлиги аниқланган. Антизаррани белгилаш учун зарранинг белгисидан фойдаланилади, фақат белги тепасига чизиқча қўйилади. З-жадвалда зарралар ва уларнинг антизарралари келтирилган.

Жадвалдан кўринишича, барча зарралар тўрт группа шаклида жойлаштирилган. Биринчи группага ўзининг хусусиятлари билан бошқа зарралардан ажралиб турадиган электромагнит майдон квенти-фотон киради, холос. Лептонлар группаси массалари 207

электрон массасидан кичик бўлган енгил зарралардан ташкил топган. Мезонлар группасига кирган зарраларнинг массалари эса лептонлардан оғирроқ, лекин барионлар группасидаги зарралардан енгилроқ. Шунинг учун уларни ўрта массали зарралар группаси деса ҳам бўлади.

Зарраларни группаларга ажратишда уларнинг фрактат массалари эмас, балки бошқа хусусиятлари ҳам эътиборга олинган. Масалан, лептонлар ва барионларнинг спинлари $1/2$ га (сомега—гипероннинг спини $3/2$ га тенг), мезонларники 0 га, фотонники эса 1 га тенг. Зарралар яна бир хусусияти билан бир-биридан фарқланади. Бу хусусият — зарралар орасидаги ўзаро таъ-

3 - жадвал

Зарранинг номи	Белгиси		Тинчликдаги массаси, МэВ	Яшаш давомий- лиги, с
	зарра	анти- зарра		
Фотон	τ		0	барқарор
Электрон Мю-мезон Нейтрино	e^- μ^- ν	e^+ μ^+ ν	0,511 106 0	барқарор $2 \cdot 10^{-6}$ барқарор
Пи-мезон Пи-ноль-мезон Ка-мезон Ка-ноль-мезон Эта-мезон	Мезонлар π^+ π^0 K^+ K^0 η	Лептонлар e^- μ^- ν	140 135 494 498 549	$2,6 \cdot 10^{-8}$ $0,8 \cdot 10^{-16}$ $1,2 \cdot 10^{-8}$ $10^{-10} \pm 10^{-8}$ $2,4 \cdot 10^{-10}$
Протон Нейтрон Ламбда-гиперон Сигма-плюс-гиперон Сигма-ноль-гиперон Сигма-минус-гиперон Кси-ноль-гиперон Кси-минус-гиперон Омега-минус-гиперон	Барионлар p n Λ Σ^+ Σ^0 Σ^- Ξ^0 Ξ^- Ω^-	\bar{p} \bar{n} $\bar{\Lambda}$ $\bar{\Sigma}^+$ $\bar{\Sigma}^0$ $\bar{\Sigma}^-$ $\bar{\Xi}^0$ $\bar{\Xi}^-$ $\bar{\Omega}^-$	938,2 939,6 1116 1189 1192 1197 1315 1321 1672	барқарор $0,9 \cdot 10^3$ $2,5 \cdot 10^{-10}$ $0,8 \cdot 10^{-10}$ $< 10^{-14}$ $1,5 \cdot 10^{-10}$ $3 \cdot 10^{-10}$ $1,7 \cdot 10^{-10}$ $1,3 \cdot 10^{-10}$

сир таъсиридан мавжуд:

- 1) кучли ўзаро таъсири, у билан ядрорий кучлар мисолида танишганмиз;
- 2) электромагнит ўзаро таъсири;
- 3) кучсиз ўзаро таъсири, унинг намоён бўлишини ё-емирилиш жараёнида кузатганмиз;
- 4) гравитацион ўзаро таъсири, энг суст ўзаро таъсири бўлиб, унинг элементар зарралар оламидаги ролини ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

Барионлар ва мезонлар группаларига оид зарраларда кучли ўзаро таъсири намоён бўлади. Баъзи зарралар бир вақтнинг ўзида бир неча ўзаро таъсирида қатнашиш қобилиятига эга. Масалан, протон бошқа зарралар билан кучли, электромагнит, кучсиз ўзаро таъсириларда бўла олади.

Кейинги йилларда кучли ўзаро таъсирида қатнашадиган зарралар оиласи резонанслар деб аталадиган зарраларнинг катта группаси билан тўлди. Резонансларнинг яшаш давомийтиги ($10^{-22} + 10^{-23}$) с чамасида. Биринчи марта резонансларни 1952 йилда Э. Ферми пи-мезонларнинг протонларда сочилишини текшириш жараёнида кузатган. Мазкур тажрибада пи-мезонларнинг сочилиш эҳтимоллигини уларнинг энергиясига боғлиқлигини ифодаловчи графикда кескин максимум кузатилди. Бу максимум худди маятникнинг мажбурий тебранишида юз берадиган резонанс ҳодисасидаги максимумга ўхшайди. Кашф этилган заррани резонанс деб аталиши ана шундан келиб чиқсан. Умуман, резонансни зарра ёки пи-мезоннинг нуклонга „ёпишган“ ҳолати деб талқин қилиш ҳозирча ҳал бўлмаган муаммодир. Балки, ниҳоят қисқа вақтлар давомийлигига (резонанс учун $\tau \sim 10^{-22} + 10^{-23}$ с) зарра ва пи-мезоннинг нуклонга „ёпишган“ ҳолати тушунчаларининг фарқи йўқdir.

Бироқ кашф қилинган резонанслар сони анчагина бўлиб қолди ва уларни қўшиб ҳисоблаганда элементар зарралар сони юздан ортиб кетди. Ҳозирги замон тасаввурларига асосан, маълум бўлган бошқа зарралардан ташкил топмаган зэррани элементар деб аташ мумкин, холос. Масалан, вэдород атоми протон ва электрондан ибрат. Шунинг учун уни элементар зарра деб бўлмайди. Балки вэдорэд атоми элементар зарралардан ташкил топган системадир. Нейтрон-чи? Нейтрон $n \rightarrow p + e^- + \nu$ схема бўйича ёмирилади, ле-

кин у протон, электрон ва нейтринодан иборат система эмас, бу зарралар нейтрон емирилаётган лаҳзада вужудга келади (худди ядронинг уйғонган ҳолатидан асосий ҳолатга ўтишида фотон ҳосил бўлганидек). Шунинг учун ҳозирги тасаввурларга асосан нейтрон элементар заррадир. Бироқ шунга қарамай, олимлар маълум элементар зарралардан ҳам элементарроқ зарралар мавжуд эмасмикан? — деган саволга жавоб қидирмоқдалар. Баъзи назариётчи физикларнинг фикрича, табиятда ҳали кашф қилинмаган зарралар мавжудки, бу зарралардан ҳозирча элементар деб аталётган зарралар ташкил топгандир. Бу соҳада 1964 йилда Гелл—Ман томонидан таклиф этилган гипотеза ётиборга лойиқ. Бу гипотезага асосан, барча мезонларни, барионларни ва резонансларни **кварклар** деб номланган уч зарра ва **антискварклар** деб аталган уч антизарранинг тури комбинациялардаги боғланиши тарзида вужудга келтириш мумкин. Агар мазкур гипотеза қабул қилинса, ҳозиргача маълум бўлган элементар зарралар тартибли системага келтирлади. Лекин таклиф этилётган кваркларнинг хусусияти ҳозирги тасаввуримизда ғалатироқ. Хусусан, кварклардан бирининг электр заряди $+2e/3$, қолган иккитасининг электр зарядлари эса — $e/3$ дан бўлиши лозим. Бунинг ғалатилиги шундаки, ҳозиргача e дан кичик бўлган электр заряд табиятда кузатилган эмас.

Умуман кварклар ҳақидаги гипотезани рад этувчи бирорта ҳам тажрибавий ёки назарий далил йўқ. Иккинчи томондан, кваркларнинг мавжудлигини тасдиқловчи бирор тажрибавий далил ҳам йўқ, бу соҳадаги уринишлар туфайли ҳозирча бирор муваффақиятга эришилгани ҳам йўқ.

Баён этилган муаммони ҳал қилиш — физикларнинг келажакдаги асосий вазифаларидан биридир.

И Л О В А

Халқаро бирликлар системаси (СИ)

Катталикинг номи	Номи	Белгиси	Таърифи
------------------	------	---------	---------

Асосий бирликлар

Узунлик	метр	м	Криптон-86 атомининг $2\ p_{10}$ ва $5d_5$ сатҳлари орасидаги ўтишга мос бўлган нурланишнинг вакуумдаги тўлқин узунилигидан 1650763,73 марта катта бўлган узунликни 1 метр деб қабул қилинган.
Масса	килограмм	кг	Халқаро килограмм прототипининг массасини 1 килограмм деб қабул қилинган.
Вақт	секунд	с	Цезий-133 атоми асосий ҳолатининг икки ўта нозик сатҳлари орасидаги ўтиш вақтига мос бўлган нурланиш давридан 9192631770 марта катта вақтни 1 секунд деб қабул қилинган.
Электр токнинг кучи	ампер	А	Ампер вакуумда бир-биридан 1 м масофада жойлашган икки параллел чексиз узун ва кесими жуда кичик тўғри ўтказгичлардан ўтгандага ўтказгичнинг ҳар 1 м узунлигига $2 \cdot 10^{-7}$ Н ўзаро таъсир кучи ҳосис қиладиган ўзгармас ток кучидир.
Термодинамик температура	кельвин	К	Сувнинг учланма нуқтасини характерловчи термодинамик температуранинг $\frac{1}{273,16}$ улуши 1 кельвин деб қабул қилинган.
Модда миқдори	молль	молль	Углерод-12 нинг 0,012 кг массасидаги атомлар сонига тенг элемент (масалан, атом, молекула, ион, ...) лардан ташкил топган системадаги модда миқдори 1 моль деб қабул қилинган.

1	2	3	4
Ёруглик кучи	кандела	кд	101325 Па босим остидаги платинанинг қотиш температурасига teng температурадаги тўла нурлангичнинг $\frac{1}{600000} \text{ м}^2$ юзидан перпендикуляр йўналишда чиқарилаётган ёруглик кучини 1 кандела деб қабул қилинган.

Кўшимча бирліклар

Яssi бурчак	радиан	рад	Узунлиги радиусига teng ёйга (айланга ёйига) тиравувчи марказий бурчак 1 радиан деб қабул қилинган.
Фазовий бурчак	стерадиан	ср	Учи сфера марказида бўлган ва шу сфера сиртидан радиус квадратига teng юзли фигурани ажратувчи фазовий бурчакни 1 стерадиан деб қабул қилинган.

Ҳосилавий бирліклар

Юз	метр квадрат	м^2	1 м^2 —томонларининг узунлиги 1 м дан бўлган квадратнинг юзи.
Ҳажм	метр куб	м^3	1 м^3 —қирраларининг узунлиги 1 м дан бўлган кубнинг ҳажми.
Тезлик	метр тақсим секунд	$\frac{\text{м}}{\text{с}}$	$1 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ тезлик билан тўғри чизиқли текис ҳаракат қилаётган моддий нуқта 1 с давомида 1 м масофага кўчади.
Тезланиш	метр тақсим секунд квадрат	$\frac{\text{м}}{\text{с}^2}$	$1 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$ тезланиш билан тўғри чизиқли текис ўзгарувчан ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг тезлиги 1 с давомида $1 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ га ўзгариади.
Бурчак тезлик	радиан тақсим секунд	$\frac{\text{рад}}{\text{с}}$	$1 \frac{\text{рад}}{\text{с}}$ бурчак тезлик билан текис айланётган жисмнинг барча нуқталари 1 с вақт ичидаги айланиш ўқига нисбатан 1 рад бурчакка бурилади.

1	2	3	4
Бурчак тезланиш	радиан тақсим секунд квадрат	$\frac{\text{рад}}{\text{с}^2}$	$1 \frac{\text{рад}}{\text{с}^2}$ бурчак тезланиш билан текис тезланувчан айланма ҳаракат қилаётган жисмнинг бурчак тезлиги 1 с давомида $1 \frac{\text{рад}}{\text{с}}$ га ўзгаради.
Зичлик	килограмм тақсим метр куб	$\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$1 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ — шундай бир жинсли модданинг зичлигики, мазкур моддадан ажратиб олинган 1 м^3 ҳажмининг массаси 1 кг бўлади.
Импульс	килограмм-метр тақсим секунд	$\frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}}$	$1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}}$ — тезлиги $1 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ бўлган 1 кг массали моддий нуқтанинг импульси
Импульс моменти	килограмм-метр квадрат тақсим секунд	$\frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}}$	$1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}}$ — радиуси 1 м ли айланга бўйлаб ҳаракатланадётган импульси $1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}}$ бўлган моддий нуқтанинг импульс моменти.
Инерция моменти	килограмм-метр квадрат	$\text{кг} \cdot \text{м}^2$	$1 \text{ кг} \cdot \text{м}^2$ — айланиш ўқидан 1 м масофада жойлашган массаси 1 кг бўлган моддий нуқтанинг инерция моменти.
Куч	ニュ顿	N	1 N — массаси 1 кг жисмга таъсир қилиб, шу таъсир йўналишида жисмга $1 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$ тезланиш берадиган куч.
Солиширмавозн (оғирлик)	ニュ顿 тақсим метр куб	$\frac{\text{Н}}{\text{м}^3}$	$1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^3}$ — шундай бир жинсли модданинг солиширмавозн оғирлигики, бу модда 1 м^3 ҳажмининг оғирлиги 1 Н га тенг бўлади.
Куч (ва жуфт куч) моменти	ニュ顿-метр	N·m	$1 \text{ Н} \cdot \text{м}$ — кучнинг таъсир чизигидан 1 м масофада жойлашган нуқтага нисбатан қиймати 1 Н бўлган кучнинг моменти.

Давоми

1	2	3	4
Куч импульси	ньютон секунд	Н·с	1 Н·с — 1 с давомида таъсир этувчи 1 Н кучнинг импульси.
Босим	паскаль	Па	1 Па — 1 Н кучнинг куч йўналишига перпендикуляр бўлган 1 м ² юзга берадиган босими.
Динамик қовушоқлик	паскаль-секунд	Па·с	1 Па·с — шундай муҳитнинг динамик қовушоқлигиги, бу муҳитнинг ламинар оқишида бир-биридан 1 м масофа (оқимга нормал йўналишда) узоқликдаги қатламлар тезликларининг фарқи $1 \frac{m}{s}$ бўлса, муҳитдаги қатламнинг 1 м ² юзига 1 Н ички ишқаланиш кучи таъсир этади.
Кинематик қовушоқлик	метр квадрат тақсим секунд	$\frac{m^2}{s}$	$1 \frac{m^2}{s}$ — зичлиги $1 \frac{kg}{m^3}$ ва динамик қовушоқлиги 1 Па·с бўлган муҳитнинг кинематик қовушоқлигидир.
Сиртий таранглик	ニュトン тақсим метр	$\frac{N}{m}$	$1 \frac{N}{m}$ — шундай суюқликинг сиртий таранглигиги, бу суюқлик эркин сиртини чегараловчи контурнинг 1 м узунлигига (сиртга уринма бўйлаб, лекин контурга нормал йўналишда) 1 Н куч таъсир қиласи.
Иш (ва энергия)	жоуль	Ж	1 Ж — 1 Н куч таъсирида жисмни (таъсир этувчи куч йўналишида) 1 м масофага кўчиришда бажарилган иш.
Қувват	вatt	Вт	1 Вт — 1 с давомида 1 Ж иш бажаридиган машина (ёхуд иш бажарувчи) нинг қувватидир.
Цельсий температураси	цельсий градуси	°C	Цельсий градуси ўлчов жиҳатидан кельвинга teng.
Иссиқлик миқдори	жоуль	Ж	1 Ж — катталиги 1 Ж бўлган механик ишга эквивалент иссиқлик миқдоридир.
Иссиқлик оқим	вatt	Вт	1 Вт — миқдори 1 Вт бўлган механик қувватга эквивалент иссиқлик оқимдир.

1	2	3	4
Иссиқлик ўтказувчандик	ватт тақсим метр-кельвин	$\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	$1 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$ — шундай модданинг иссиқлик ўтказувчанлигиги, бундай модда кесимининг 1 м^2 юзига бериладиган иссиқлик оқим 1 Вт бўлганда мазкур модданинг бир-биридан 1 м узоқликдаги нуқталарининг температураси 1 К га фарқланади.
Иссиқлик сифим	жоуль тақсим кельвин	$\frac{\text{Ж}}{\text{К}}$	$1 \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$ — шундай системанинг иссиқлик сифимики бу системага 1 Ж иссиқлик миқдори берилганда унинг температураси 1 К га ортади.
Моляр иссиқлик сифим	жоуль тақсим моль-кельвин	$\frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$	$1 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ — массаси 1 моль бўлган ҳолда иссиқлик сифими $1 \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$ бўладиган жисмнинг моляр иссиқлик сифимидир
Солиштирма иссиқлик сифим	жоуль тақсим килограмм-кельвин	$\frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ — массаси 1 кг бўлган ҳолда иссиқлик сифими $1 \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$ бўладиган жисмнинг солиштирма иссиқлик сифимидир.
Электр заряд миқдори	кулон	Кл	1 Кл — ток кучи 1 А бўлган кўндаланг кесимдан 1 с давомида ўтган электр заряд миқдоридир.
Электр майдон потенциали	Вольт	В	1 В — электр майдон шундай нуқтасининг потенциалидирки, бу нуқтадан 1 Кл зарядни чексизликка кўчириш учун 1 Ж иш бажариш керак.
Электр майдон кучланганлиги	вольт тақсим метр	$\frac{\text{В}}{\text{м}}$	$1 \frac{\text{В}}{\text{м}}$ — кучланганлик чизиги бўйлаб бир-биридан 1 м узоқликда жойлашган икки нуқтасининг потенциаллар фарқи 1 В бўлган биржинсли электр майдон кучланганлигидир. Бундай майдонга киритилган 1 Кл зарядга 1 Н куч таъсир этади.

1	2	3	4
Электр индукция (силициш)	кулон тақсим метр квадрат	$\frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}$	1 $\frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}$ — электр майдон шундай нуқтасининг индукциясики, бу нуқтадаги кучланганлик ($E = \frac{D}{\epsilon_0 \epsilon}$ ифодага асосан) $\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon} \frac{B}{m}$ бўлади.
Диполнинг электр моменти	кулон-метр	$\text{Кл} \cdot \text{м}$	1 Кл·м — бир-бираидан 1 м масофада жойлашган ҳар бирининг зарди 1 Кл дан бўлган қарама-қарши ишорали система, яъни диполнинг электр моментидир.
Контурнинг магнит моменти	ампер-метр квадрат	$\text{А} \cdot \text{м}^2$	1 $\text{A} \cdot \text{м}^2$ — юзи 1 m^2 бўлган сиртни ўраб олган ясси контурдан 1 А ток ўтгандаги магнит моментидир.
Магнит индукция	тесла	Тл	1 Тл — шундай майдоннинг магнит индукциясики, бундай майдон томонидан магнит моменти 1 $\text{A} \cdot \text{м}^2$ бўлган ясси контурга таъсир этадиган айлантирувчи моментнинг максимал қиймати 1 Н·м га teng.
Магнит майдон кучланганлиги	ампер тақсим метр	$\frac{\text{А}}{\text{м}}$	1 $\frac{\text{А}}{\text{м}}$ — магнит майдон шундай нуқтасининг кучланганлигиси, бу нуқтадаги магнит индукция ($B = \mu_0 \mu H$ ифодага асосан) $\mu_0 \mu$ Тл бўлади.
Магнит оқим	вебер	Вб	1 Вб — магнит индукцияси 1 Тл бўлган бир жинсли майдонда (майдон йўналишига перпендикуляр равишда жойлашган) 1 m^2 юзни тешиб ўтадиган магнит оқимидир.
Индуктивлик	генри	Гн	1 Гн — шундай ўтказгич (контур) нинг индуктивлигиси, ундан 1 А ток ўтганда вужудга келадиган тўла магнит оқим 1 Вб га teng бўлади.
Электр қаршилик	ом	Ом	1 Ом — икки учидаги потенциаллар фарқи (кучланиш) 1 В бўлганда 1 А ток ўтадиган ўтказгичнинг электр қаршилигидир.

1	2	3	4
Электр юритувчи куч	вольт	В	1 В — шундай электр ток манбанинг электр юритувчи кучи (ЭЮК) ки, бу манбани ўз ичига олган берк занжир бўйлаб 1 Кл зарядни кўчиришда 1 Ж иш бажарилади.
Электр кучланиш	вольт	В	1 В — ўзгармас ток кучи 1 А бўлган ҳолда электр занжирнинг 1 Вт қувват сарфланадиган қисмидаги кучланишdir.
Электр сифим	фарад	Ф	1 Ф — 1 Кл заряд берилганда потенциали 1 В га ортадиган ўтказгичнинг электр сифимиdir.
Электр ўтказувчаник	сименс	См	1 См — электр қаршилиги 1 Ом бўлган ўтказгичнинг электр ўтказувчанилигидir.
Солиштирма электр қаршилик	Ом-метр	Ом·м	1 Ом·м — кўндаланг кесими 1 m^2 , узунлиги 1 м бўлганда 1 Ом электр қаршилика эга бўладиган ўтказгичнинг солиштирма электр қаршилигидir.
Солиштирма электр ўтказувчаник	сименс тақсими метр	$\frac{\text{См}}{\text{м}}$	$1 \frac{\text{См}}{\text{м}}$ — кўндаланг кесими 1 m^2 ва узунлиги 1 м бўлганда 1 См электр ўтказувчаникка эга бўладиган ўтказгичнинг солиштирма электр ўтказувчанилигидir.
Электр токнинг зичлиги	ампер тақсими метр квадрат	$\frac{\text{А}}{\text{м}^2}$	$1 \frac{\text{А}}{\text{м}^2}$ — 1 А ток ўтказгичнинг 1 m^2 кўйдаланг кесими бўйича текис тақсимланган ҳолдаги электр токнинг зичлигидir.
Даврий процесс частотаси	герц	Гц	1 Гц — 1 с давомида даврий процесснинг битта цикли амалга ошадиган ҳолдаги даврий процесс частотасидir.
Айланиш частотаси	секундинг минус биринчи дарожаси	с^{-1}	1 с^{-1} — 1 с давомида бир марта тўлиқ айланадиган текис айланувчи жисмнинг айланиш частотасидir.
Ёруғлик оқим	люмен	лм	1 лм — ёруғлик кучи 1 кд бўлган нуқтавий манбадан 1 ср фазовий бурчакда чиқарилаётган ёруғлик оқимидir.

1	2	3	4
Ёруғлик энергия	люмен-се- кунд	лм·с	1 лм·с — 1 с давомида таъсир ётувчи 1 лм ёруғлик оқимда мужасамлашган ёруғлик энергиядир.
Равшанлик	кандела тақсим метр квадрат	$\frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$	$1 \frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$ — ёруғлик кучи 1 кд бўлган 1 м^2 юзли ёруғлик тарқатадиган сиртнинг равшанидидир.
Ёритувчан- лик	люмен тақ- сим метр квадрат	$\frac{\text{лм}}{\text{м}^2}$	$1 \frac{\text{лм}}{\text{м}^2}$ — 1 лм ёруғлик оқим чиқарадиган 1 м^2 юзли сиртнинг ёри- тувчанидидир.
Ёритилган- лик	люкс	лк	1 лк — юзи 1 м^2 бўлган сиртга 1 лм ёруғлик оқим тушиши туфайли вужудга келадиган ёритилганлидир.
Ёруғлик экспозиция	люкс- секунд	лк. с	1 лк. с — ёритилганлик 1 лк бўлган ҳолда 1 с давомида вужудга кела- диган ёруғлик экспозициядир
Радиоактив модданинг активлиги	беккерель	Бк	1 Бк — 1 с давомида битга емири- лиш акти содир бўладиган радио- актив модданинг активлидидир.
Ярим емирилиш даври	секунд	с	1 с — шундай радиоактив ядронинг ярим емирилиш даврики, бу вақт давомида бошлиғич ҳолатда мав- жуд бўлган ядролардан ярми еми- рилиб бўлган бўлади, яъни мазкур ядролардан ташкил топган радио- актив модданинг активлиги бу вақт давомида икки марта камаяди.
Нурланиш интенсив- лиги	ватт тақсим метр квад- рат	$\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$	$1 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$ — шундай нурланиш интен- сивлигики, бунда 1 м^2 юзли сиртга нормал равишда тушаётган нурла- нишнинг куввати 1 Вт га тенг бў- лади.
Нурланиш- нинг ютил- ган дозаси	грей	Гр	1 Гр — бевосита ионловчи ихтиёрий нурланиш томонидан 1 кг мас- сали жисмга 1 Ж энергия берадиган нурланишнинг ютилган дозасидир.

1	2	3	4
Керма	грей	Гр	1 Гр — бильвосита ионловчи нурланиш таъсирида жисмнинг 1 кг массасидан уриб чиқарилган зарядли зарралар кинетик энергияларининг йигиндиси 1 Ж га тенг бўлган керма.
Ютилган дозанинг қуввати	грей тақсим секунд	Гр с	$1 \frac{\text{Гр}}{\text{с}}$ — шундай нурланиш ютилган дозасининг қувватики, бунда 1 с давомида нурланган жисм ютган нурланиш дозаси $1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$ га тенг бўлади.
Керманинг қуввати	грей тақсим секунд	Гр с	$1 \frac{\text{Гр}}{\text{с}}$ — шундай керманинг қувватики, бунда 1 с ичидаги керма 1 Ж га тенг бўлади.
Рентген ва гамма нурланишнинг экспозицион дозаси	кулон тақсим кило-грамм	Кл кг	$1 \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$ — рентген ва гамма нурланишнинг шундай экспозицион дозасики, бунда қуруқ атмосфера ҳавоси (зичлиги $1,293 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$) бўлган атмосферанинг Ер сиртига яқин қатламидаги ҳаво) нинг 1 кг массасида вужудга келадиган ҳар бир ишорали ионларнинг умумий заряди 1 Кл га тенг бўлади.
Нурланишнинг эквивалент дозаси	зиверт	Зв	1 Зв — нурланишнинг шундай эквивалент дозасики, бу нурланиш таъсирида тирик организм, тўқима ёхуд органда вужудга келадиган ёмон (салбий) оқибатлар $1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$ нурланиш дозасининг таъсирига эквивалент бўлади.

**СТ СЭВ 1052 — 78 стандартга асосан 1980 йил 1 январдан
бошлаб бекор қилинган бирліклар**

Катталиктиннинг номи	Катталиктиннинг ўлчов бирлиги		
	Номи	Белгиси	СИ бирлиги билан мұносабаты
Узунлик	ангстрем	Å	1 Å = 10 ⁻¹⁰ м
Юз	барн	б	1 б = 10 ⁻²⁸ м ²
Күч, вазн (оғирлик)	дина килограмм-күч грамм-күч	дина кг-күч г-күч	1 дина = 10 ⁻⁵ Н 1 кг-күч = 9,80665 Н 1 г-күч = 9,80665 × 10 ⁻³ Н
Босим	килограмм-күч таксим сантиметр квадрат миллиметр си- моб устуны	кг-күч см ² мм сим. уст.	1 $\frac{\text{кг-күч}}{\text{см}^2}$ = 98066,5 Па 1 мм сим. уст. = 133,322 Па
Иш, энергия	эрғ	эрғ	1 эрг = 10 ⁻⁷ Ж
Күват	от кучи	о. к.	1 о. к. = 735,499 Вт
Динамик қовушоқлик	пуаз	П	1 П = 0,1 Па·с
Кинематик қовушоқлик	стокс	Ст	1 Ст = 10 ⁻⁴ $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$
Магнит оқим	максвелл	Мкс	1 Мкс = 10 ⁻⁸ Вб
Магнит индукция	гаусс	Гс	1 Гс = 10 ⁻⁴ Тл
Магнит майдон кучланғанлиғи	эрстед	Э	1 Э = $\frac{10^3}{4\pi} \frac{\text{А}}{\text{м}} =$ $= 79,5775 \frac{\text{А}}{\text{м}}$
Иссиқлик миқдори	калория	кал	1 кал = 4,1868 Ж
Радиоактив модданинг активлигі	кюри	Ки	1 Ки = 3,7 · 10 ¹⁰ Бк

Нурланишнинг ютилган дозаси	рад	рад	1 рад = 0,01 Гр
Рентген ва гам- ма нурланиш- нинг экспози- цион дозаси	рентген	P	$1 P = 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$
Нурланишнинг эквивалент до- заси	бэр	бэр	$1 \text{ бэр} = 0,01 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$

СИ бирликлари билан баравар фойдаланиладиган системадан ташқари бирликлар

Катталиктининг номи	Катталиктининг ўлчов бирлиги		
	Номи	Белгиси	СИ бирлиги билан муносабати
Масса	тонна массанинг атом бир- лиги	т м.а.б.	$1 \text{ т} = 10^3 \text{ кг}$ $1 \text{ м.а.б.} = 1,66057 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Вақт	минут соат сутка	мин соат сутка	$1 \text{ мин} = 60 \text{ с}$ $1 \text{ соат} = 3600 \text{ с}$ $1 \text{ сутка} = 86400 \text{ с}$
Энергия	электрон- вольт	эВ	$1 \text{ эВ} = 1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}$
Хажм	литр	л	$1 \text{ л} = 10^{-3} \text{ м}^3$
Ясси бурчак	градус	...	$1^\circ = \frac{\pi}{180} \text{ рад} \approx 1,745329 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$
	минут	...	$1' = \frac{\pi}{10800} \text{ рад} \approx 2,908882 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$
	секунд	..."	$1'' = \frac{\pi}{648000} \text{ рад} \approx 4,848137 \cdot 10^{-6} \text{ рад}$

Физик доимийлар

Доимийнинг номи	Доимийнинг белгиси ва қиймати
Гравитацион доимий	$\gamma = 6,672 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{кг}^2}$
Электроннинг заряди	$e = 1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Водород атомининг тинчликдаги массаси	$m_{H_1} = 1,67356 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Нейтроннинг тинчликдаги массаси	$m_n = 1,67495 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Протоннинг тинчликдаги массаси	$m_p = 1,67265 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Электроннинг тинчликдаги массаси	$m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Магнит доимий	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}} = 1,256637 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$
Бор магнетони	$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2$
Нейтроннинг магнит моменти	$\mu_n = -9,647 \cdot 10^{-27} \text{ А} \cdot \text{м}^2 = -1,91 \mu_B$
Протоннинг магнит моменти	$\mu_p = 14,1 \cdot 10^{-27} \text{ А} \cdot \text{м}^2 = 2,79 \mu_B$
Электроннинг магнит моменти	$\mu_e = 9,2848 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2$
Нормал шароитлардаги ($T_0 = 273,15 \text{ К}$, $p_0 = 101325 \text{ Па}$) 1 моль идеал газнинг ҳажми	$V_0 = \frac{RT_0}{p_0} = 22,414 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}^3}{\text{моль}}$
Больцман доимийси	$k = \frac{R}{N_A} = 1,381 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$
Планк доимийси	$h = 6,6262 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$
$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05459 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$	
Ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги	$c = 2,997924 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$
	$\left(\frac{1}{c} = 3,335604 \cdot 10^{-9} \frac{\text{с}}{\text{м}} \right)$
	$\left(c^2 = 8,987552 \cdot 10^{16} \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2} \right)$
Электроннинг солиширима заряди	$\frac{e}{m_e} = 1,758805 \cdot 10^{11} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$
Газ универсал доимийси	$R = 8,314 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$
Авогадро сони	$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{молль}}$
Лошмидт сони	$n_0 = \frac{N_A}{V_0} = 2,686 \cdot 10^{25} \frac{1}{\text{м}^3}$
Фарадей сони	$F = N_A \cdot e = 9,648 \cdot 10^4 \frac{\text{Кл}}{\text{моль}}$
Электр доимий	$\epsilon_0 = 8,854188 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$
Ядовий магнетон	$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27} \text{ А} \cdot \text{м}^2$

М У Н Д А Р И Ж А

I б о б. Ёруғлик интерференцияси

1- §/ Ёруғлик түлқин	7
2- §. Ёруғлик интерференциясининг мөдияти	9
3- §/ Когерентлик	12
4- §. Интерференцион манзарани ҳисоблаш	16
5- §/ Юпқа пластинкалардаги интерференция	18
6- §/ Интерферометрлар. Кўп нурли интерференция	24

II б о б. Ёруғлик дифракцияси

1- §/ Ёруғлик дифракцияси. Гюйгенс-Френель принципи	27
2- §/ Френель зоналари	29
3- §/ Френель дифракцияси	31
4- §/ Фраунгофер дифракцияси	35
5- §/ Дифракцион панжара	37
6- §/ Фазовий панжаралардаги дифракция	43
7- §. Голография	47

III б о б. Электромагнит түлчинларининг модда билан ўзаро таъсири

1- §/ Ёруғлик дисперсияси	51
2- §/ Дисперсиянинг электрон назарияси	53
3- §. Вавилов-Черенков нурланиши	57

IV б о б. Ёруғликнинг қутбланиши

1- §/ Табиий ва қутбланган ёруғлик	59
2- §/ Ёруғликнинг қайтишда ва синишда қутбланиши	63
3- §/ Ёруғликнинг иккига ажралиб синишидаги қутбланиш	65
4- §/ Поляризаторлар	69
5- §/ Малюс қонуни	71
6- §. Оптик анизотропияни сунъий равишда хосил қилиш усуллари	73

V б о б. Иссиқлик нурланиш

1- §. Нурланиш ва жисм орасидаги муносабат характеристикалари	78
2- §. Кирхгоф қонуни	82
3- §. Абсолют қора жисм учун иссиқлик нурланиш қонулары	85
4- §. Планк формуласи	88
5- §. Оптик пирометрлар	91

VI б о б. Ёруғликтининг квант хусусиятлари

1- §. Фотоэффект ва унинг қонунлари	93
2- §. Фотоэффект назарияси	97
3- §. Фотон ва унинг характеристикалари	99
4- §. Ёруғлик босими	102
5- §. Комптон эффекти	103
6- §. Электромагнит нурланиш корпескуляр ва тўлқин хусусиятларининг диалектрик бирлиги	106

VII б о б. Квант механикасининг элементлари

1- §. Моддаларнинг корпескуляр-тўлқин дуализми. Де-Бройль формуласи	107
2- §. Атом тузилиши ҳақидаги тасаввурларнинг ривожланиши	112
3- §. Де-Бройль тўлқинларининг физик маъноси	121
4- §. Гейзенбергнинг ноанициклар муносабати	124
5- §. Шредингер тенгламаси	128

VIII б о б. Атом тузилиши

1- §. Водород атоми. Квант сонлар	137
2- §. Штерн ва Гарлах тажрибаси	140
3- §. Электроннинг спини	143
4- §. Паули принципи	145
5- §. Д. И. Менделеевнинг элементлар даврий системаси	148
6- §. Рентген спектлари	151
7- §. Молекулалар	154
8- §. Люминесценцион нурланиш	158
9- §. Парамагнит резонанс	160
10- §. Мажбурий нурланиш. Лазерлар	161

IX б о б. Ядро физикаси

1- §. Атом ядросининг таркиби ва асосий характеристикалари	165
2- §. Ядровий кучлар	169
3- §. Ядро массаси ва боғланиш энергияси	171
4- §. Радиоактивлик	175
5- §. Ядровий нурланишлар ва уларни қайд қилиш усуллари	179
6- §. Мёссбауэр эфекти	183

X боб. Ядроревакциялар

1- §. Ядроревакцияларнинг асосий қонуниятлари	186
2- §. Нейтронлар	191
3- §. Ядроларнинг бўлиниши	195
4- §. Занжир реакция. Реакторлар	200
5- §. Термоядроревакциялар	205
6- §. Ядро физикасининг ютуқларидан тинчлик мақсадларида фойдаланиш	210

X I боб. Элементар зарралар

1- §. Космик нурлар	213
2- §. Зарядланган зарраларни тезлатиш усуллари	215
3- §. Элементар зарралар	221

И л о в а	225
---------------------	-----

22.33
A 98

Аҳмаджонов О. И.

Физика курси: Олий ўқујорт. инженер-техник ихтисоси бўйича ўқувчи студ. учун дарслик.— Т., Ўқитувчи, 1983.

Оптика, атом ва ядро физики, 240 б.

Аҳмаджанов А. И. Курс физики. Оптика, атомная и ядерная физика.

ББК 22.33 Я
53(075)

На узбекском языке

АМИЛ ИСМАИЛОВИЧ АҲМАДЖАНОВ

КУРС ФИЗИКИ

ОПТИКА, АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Учебник для студентов инженерно-технических специальностей ВУЗов

Ташкент „Ўқитувчи“ 1983

Редактор *М. Пулатов*
Расмлар редактори *С. Соин*
Техредактор *Т. Скиба*
Корректор *Д. Умарова*

ИБ № 2929

Теришга берилди 5. 01.1983 й. Босишга руҳсат этилди 16. 08. 1983 й. Формат 84×108^{1/4}.
Тип. қоғози № 1 Кегли 10 шпонсиз. „Литературная“ гарнитураси. Юбори босма усулида босилди. Шартли 6. ҳ. 12,60. Нашр л. 11,32. Тиражи 7 000. Зак. № 774.
Р-00-265 Баҳоси 65 т.

„Ўқитувчи“ нашриёти. Тошкент, Навоий кўчаси, 30. Шартнома № 9—306—82.

Ўзбекистон ССР Нашриётлар, полиграфия ва китоб савдоси ишлари Давлат комитети. Тошкент „Матбуот“ полиграфия ишлаб чиқариш бирлашмасига қарашли 1-босмахона. Тошкент, Ҳамза кўчаси, 21. 1983 й.

Типография № 1. ТППО „Матбуот“. Государственного комитета УзССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли. Ташкент, ул. Ҳамзы, 21.