

**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА  
МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ**

**ТОШКЕНТ ДАВЛАТ АВИАЦИЯ ИНСТИТУТИ**

**ФУКАРО АВИАЦИЯСИ ФАКУЛЬТЕТИ**

**”ФИЗИКА ВА КИМЁ“ КАФЕДРАСИ**



**К.А.САМИГОВ**

**ОПТИКА, АТОМ ВА ЯДРО ФИЗИКАСИ**

**БЎЙИЧА**

**МАЪРУЗАЛАР МАТНИ**

Техника соҳасининг

5520800 “Авиасозлик ва космик техника”,

5520900 “Авиация ва космик техникадан фойдаланиш”,

5840100 “Хаво ҳаракатларини бошқариш”,

5521300 “Электротехника, электромеханика ва электротехнология”,

5522000 “Радиотехника”

5140090 “Касбий таълим” (педагогика)

мутахассисликлари бўйича бакалаврлар тайёрлаш учун

**ТОШКЕНТ – 2007**

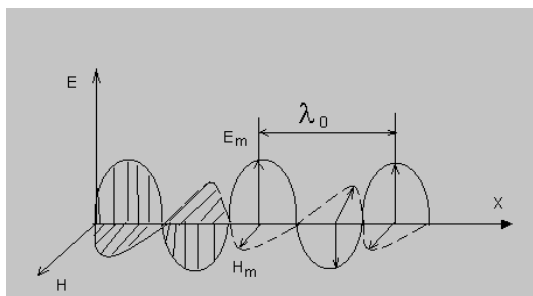
## МАЪРУЗА – 1

### ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТУЛКИНЛАРНИНГ КУШИЛИШИ. ЁРУГЛИК ТУЛКИНЛАРИ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ. КОГЕРЕНТЛИК.

**Маърузанинг максоди:** Еруглик тулкинларини хосил булиши, уларнинг табиати, уларнинг тенгламаси, турлари ва энергияси хакида маълумотлар берилади. Еругликнинг интерференцияси урганилади.

Электромагнит тулкин назариясига асосан, фазонинг ихтиёрий нуктасида электр майдоннинг хар кандай узгариши кушни нукталарда узгарувчан магнит майдонни вужудга келтиради. Бу майдон эса, уз навбатида, узгарувчан электр майдонни пайдо килади ва хоказо. Бу узгаришлар фазонинг бир нуктасидан иккинчи нуктасига узатилади, натижада електромагнит тулкиннинг хар томонга таркалиши содир булади. *Электромагнит тулкин таркалаётганда фазонинг хар бир нуктасида электр ва магнит майдонлар даврий равишда (масалан  $\omega$  частота билан) узгариб туради.* Бу узгаришлар **E** ва **H** векторларнинг тебранишлари сифатида ифодаланади:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= E_m \cos(\omega t + \varphi_0) = E_m \cos(2\pi\nu t + \varphi_0) \\ \mathbf{H} &= H_m \cos(\omega t + \varphi_0) = H_m \cos(2\pi\nu t + \varphi_0) \end{aligned} \quad (1)$$



1.1.- Расм

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

**E** ва **H** векторларнинг тебранишлари бир хил фазада ва узаро перпендикуляр текисликларда содир булади. 1.1 - расмда *Ox* йуналиш буйича таркалаётган тулкин тасвирланган. Электромагнит тулкин **E** ва **H** векторларнинг фазода тебранишидан иборатдир. Лекин соддалаштириш максодида биз бундан кейинги мулохазаларимизда факат **E** векторнинг тебранишлари тугрисида гапиримиз, **H** векторни эса деярли эсга олмаймиз. Аммо **E** векторга перпендикуляр йуналишда **H** вектор хам тебранаётганлигини унутмаслигимиз керак. Агар тулкиннинг турли нукталаридаги **E** векторлар факат бир текисликда ётса, бундай тулкинни *ясси електромагнит тулкин* деб, бу текисликни эса *тебраниш текислиги* деб атаймиз. 1.1 - расмда тасвирланган тулкин ясси електромагнит тулкиндир.

Максвелл хисоблашлар асосида электромагнит тулкинлар  $3 \cdot 10^8$  м/с тезлик билан таркалиши лозим, деган хулосага келди. Бу киймат кейинчалик оптик усуллар билан аниқланган ёруглик тезлигига тенг булиб чиқди. Бу эса - ёруглик электромагнит тулкиндир деб талкин қилишга имкон беради.

Хозирги вақтда энг замонавий тажрибалар асосида *ёругликнинг вакуумда таркалиш тезлиги*  $c = (299792456,2 \pm 1,1)$  м/с деб қабул қилинган.

Ҳақиқатдан, кейинчалик амалга оширилган текширишлар электромагнит тулкинларнинг частоталар диапозони ниҳоят кенг эканлигини курсатди. Хусусан, инсон кузи кура оладиган электромагнит тулкинларнинг частоталари

$$\nu = (0,75 \div 0,40) \cdot 10^{15} \text{ Гц} \quad (2)$$

диапазонда ётади. Бундай частотали тулкинларнинг вакуумда узунлиги

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu} = (0,40 \div 0,75) \cdot 10^{-6} \text{ м} = (0,40 \div 0,75) \text{ мкм} \quad (3)$$

интервалга туғри келади. Электромагнит тулкинларнинг бу диапозонини *ёруглик тулкинлар* деб юритилади. Механик тебранишлар частоталарининг маълум диапозонини инсон товуш тарзида қабул қилганидек, электромагнит тулкинлар частоталарининг юқорида келтирилган диапозонини кузимиз ёруглик сифатида қайд қилади.

Электромагнит тулкинларнинг ёруглик диапозони етарлича кенг. Уни катор монохроматик ёруглик тулкинларнинг йигиндисидан иборат, деб қараш мумкин. *Монохроматик ёруглик тулкин* деганда ёруглик диапозонидаги  $\Delta\nu$  частоталар интервали ниҳоят кичик булган ёруглик тулкин тушунилади. Монохроматик ёруглик тулкин бизнинг кузимизда маълум рангли ёруглик сифатида намоён булади. Масалан, тулкин узунликлари 0,55 дан 0,56 мкм гача булган интервалдаги нурланишни инсон кузи яшил ранг тарзида қабул қилади. Частоталар интервали  $\Delta\nu$  канчалик кичик булса, нурланиш монохроматикрок булади. ҳар қандай реал монохроматик ёруглик тулкин учун  $\Delta\nu$  чекли кийматга эга. Юқоридаги (1) ифода эса идеал монохроматик тулкин учун уринлидир.

Ёруглик нурларининг йуналишига перпендикуляр қилиб ҳаёлан  $S$  юзни жойлаштирайлик. Бу юз орқали бирлик вақтда утаётган ёруглик тулкинларнинг энергияси *ёруглик оқими* ( $\Phi$ ) деб аталади ва Ж/с ёки Вт хисобида улчанади. Бирлик вақт ичида юз бирлиги орқали утаётган ёруглик оқими, яъни

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

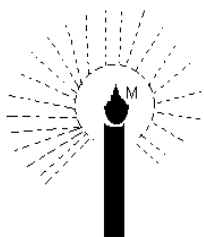
*ёруглик оқимининг зичлиги* ёки *ёруглик интенсивлиги* дейилади.

Ёруглик интенсивлиги Вт/м<sup>2</sup> хисобида улчанади. Ёруглик интенсивлиги ёруглик таркалаётган муҳитнинг синдириш курсаткичи  $n$  га ва ёруглик тулкин амплитудасининг квадратига пропорционал:

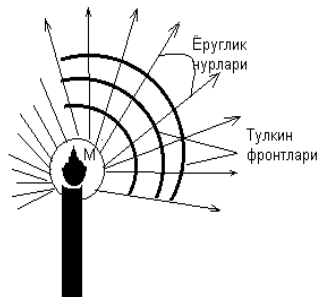
$$I \sim nE_n^2 \quad (5)$$

## Ёруглик интерференциясининг мохияти.

Ёругликнинг электромагнит тулкин назариясини XIX асрнинг иккинчи ярмида Максвелл яратган. Лекин бу давргача ҳам ёруглик табиати тугрисида иккита гипотеза мавжуд эди:

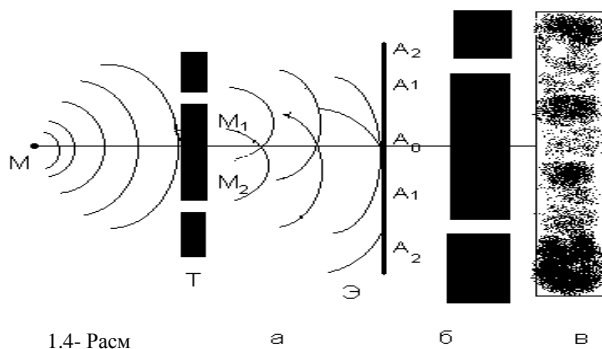


1.2.- Расм



1.3- Расм

1. Ньютон илгари сурган *корпускуляр гипотезага* асосан, ёруглик жуда кичик зарралар (корпускулалар) окимидан иборат. Корпускулалар ёруглик манбаидан нур деб аталувчи тугри чизиклар буйлаб окиб чиқади .



1.4- Расм

2. *Тулкин гипотезани* эса Гюйгенс яратди. 1.3 - расмда тулкин гипотезага асосан, М манбадан ёругликнинг нурланиши тасвирланган. Манбадан таркалаётган тугри чизиклар нурлар деб аталади. Бу нурлар тулкин фронтлари деб аталадиган сферик сиртларга перпедикулярдир.

Манбадан узоклашган сари тулкин fronti яссирок булаверади.

Ньютон ва Гюйгенс вафотларидан сунг ҳам бу икки гипотеза тарафдорлари орасида узок бахслар давом этди. Лекин 1801 йилда ёш инглиз физиги Юнг амалга оширган тажриба барча олимларнинг диққатини узига жалб этди.

Бунда М - ёруглик манбаи,  $M_1$  ва  $M_2$  лар тусикдаги жуда тор тиркишлар. Улар бир-биридан  $1 \div 2$  мм узокликда жойлашган. Ньютоннинг корпускуляр гипотезасига асосан,  $M_1$  ва  $M_2$  тиркишлардан утган корпускулалар туфайли Э экранда тиркишларнинг шаклига монанд равишда икки ёруг соха вужудга келиши лозим эди (расмнинг б кисмига каранг). Вахоланки, экранда бир неча ёруг ва коронгу сохалар кузатилади (расмнинг в кисмига к.). Кизиги шундаки,  $M_1$  ва  $M_2$  тиркишлар урта нуктасининг каршисида ёруг соха вужудга келди. Бу тажрибада кузатилган ходиса *ёруглик интерференцияси* деб ном олди. Интерференция сузи лотин тилидаги *interfere* - "халакит бермок" деган феълдан келиб чиққан. Хакикатдан, ёругликни тулкин деб караладиган булса, экрандаги ёруг ва коронгу сохаларнинг вужудга келишини куйидагича тушунтириш мумкин.  $M_1$  ва  $M_2$  лардан чиқаётган тулкинлар экраннинг  $A_0$  ва  $A_1$  сохаларида учрашиб, бир-бирини кучайтиради. Бу тулкинлар экраннинг  $A_1$  сохасида

учрашганда эса бир-бирини сусайтиради, аникроги бир-бирини йукотади. Шу мисолни ёругликнинг электромагнит тулкин назарияси асосида мухокама килайлик. Бунинг учун (1) ифодадан фойдаланиб,  $M_1$  ва  $M_2$  лардан чиқаётган ёруглик тулкинларни мос равишда

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{1m} \cos(\omega t + \varphi_{10}) \\ E_2 &= E_{2m} \cos(\omega t + \varphi_{20}) \end{aligned} \quad (6)$$

Тенгламалар билан ифодалайлик. Хар кандай электромагнит тулкиннинг, хусусан ёруглик тулкиннинг электр ва магнит майдон кучланганликлари хам майдонлар суперпозицияси принципига буйсунади. Шунинг учун (6) тенгламалар билан ифодаланадиган частоталари бир хил булган икки ёруглик тулкин экраннинг бирор нуктасида учрашиб кушилиши туфайли вужудга келадиган натижавий тулкин хам  $\omega$  частота билан тебранади. Натижавий тулкин амплитудаси ( $E_m$ ) кушилувчи тулкинлар амплитудалари билан куйидагича боғланган:

$$E_m^2 = E_{1m}^2 + E_{2m}^2 + 2E_{1m}E_{2m} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (7)$$

Кушилаётган тебранишлар фазаларининг фарки  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_{10} - \varphi_{20}$  вақт утиши билан узгармаса, куйидаги хусусий холларни амалга ошириш мумкин:

1. Фазалар фарки  $\pi$  га жуфт каррали ( $\Delta\varphi = 2k\pi$ ;  $k = 0, 1, 2, \dots$ ), яъни кушилаётган ёруглик тулкинлар бир хил фазада тебранаётган булса, (7) ифодадаги  $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 1$  булади. шунинг учун натижавий ёруглик тулкиннинг амплитудаси

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

булади. Бундай хол экраннинг  $A_0, A_2$  сохаларида амалга ошади.

2. Фазалар фарки  $\pi$  га тоқ каррали ( $\Delta\varphi = (2k - 1)\pi$ ;  $k = 0, 1, 2, \dots$ ), яъни кушилаётган ёруглик тулкинлар карама-карши фазада тебранаётган холда  $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$  булади.

Натижада (7) ифодадан фойдаланиб

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

деган хулосага келамиз. Шунинг учун экраннинг  $A_1$  сохаларида энг кам ёруглик кузатилади.

3. Фазалар фарки  $(2k - 1)\pi$  билан  $2k\pi$  интервалида булган холларда эса

$$|E_{1m} - E_{2m}| < E_m < E_{1m} + E_{2m} \quad (8)$$

муносабат бажарилади.

Кушилувчи тебранишлар амплитудаси тенг, яъни  $E_{1m} = E_{2m}$  булган хусусий холда, экраннинг  $A_1$  сохаларида кушилувчи ёруглик тулкинлар бир-бирини бутунлай йукотади, натижада коронгулик кузатилади.  $A_0, A_2$  сохаларда эса натижавий ёруглик тулкиннинг амплитудаси 2 марта, интенсивлиги эса 4 марта ошади.

## Когерентлик.

Юнг тажрибасида  $M_1$  ва  $M_2$  тиркишлардан чиқаётган ёруглик тулкинларининг устма-уст тушиши натижасида ёруглик интерференцияси руй беради. Бошқача қилиб айтганда  $M_1$  ва  $M_2$  тиркишлар ёруглик манбалари вазифасини утайди. У ҳолда қуйидаги савол туғилади: хонада икки электр лампа ёруглик таркатиб турган бўлса, хонанинг ёритилган сохаларидаги ёруглик интенсивлиги айрим лампалар туфайли вужудга келувчи интенсивликлар йигиндисига тенг бўлади., яъни ёруглик интенсивлигининг максимум ва минимумлари кузатилмайди. Бунинг сабаби нимада?

Юнг тажрибасини муҳокама қилаётганимизда  $M_1$  ва  $M_2$  тиркишлардан чиқаётган ёруглик тулкинларининг частоталарини бир хил, фазаларининг фарқи эса узгармас деб ҳисоблаганимизни эслайлик ((6) га қаранг). Бу шартлар бажарилганда қушилувчи ёруглик тулкинлар *когерент тулкинлар* дейилади. Когерент ёруглик тулкинлар устма-уст тушгандагина тургун интерференцион манзара кузатилади. Табиий ёруглик манбалари (хусусан, ёниб турган электр лампочкаси ҳам) эса когерент бўлмаган тулкинлар нурлантиради. Ҳақиқатдан, табиий ёруглик манбалари сочаётган ёруглик куп атомлар нурланишининг йигиндисидан иборат. Ҳар бир атом бошқа атомларга боғлиқ бўлмаган ҳолда нурланиш чиқаради. Алоҳида атомнинг нурланиш чиқариш вақти  $10^{-8}$  секундлар чамаси давом этади. Бу вақт давомида атом чиқарган нурланиш (яъни электромагнит тулкин) бир қатор дунглик ва ботикликлардан иборат бўлади. Уни *тулкинлар тизмаси* деб атайлик. Тулкинлар тизмасининг узунлиги (1.5-расмда  $L$  деб белгиланган) топиш учун ёруглик тулкиннинг тезлиги  $c$  ни атомнинг нурланиш вақти  $\tau \approx 10^{-8}$  с га қупайтирамиз:

$$L = c \cdot \tau \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} \cdot 10^{-8} \text{ с} \approx 3 \text{ м} \quad (9)$$

Ёруглик манбаидаги атомлар хаотик равишда "чакнаб" ва "учиб" туради. Шунинг учун турли атомлар томонидан чиқарилган тулкин чизмаларининг частоталари, амплитудалари ва бошланғич фазалари турлича бўлади. Ҳатто ёруглик филтёр ёрдамида икки табиий ёруглик манбаидаги бир хил атомлар чиқарадиган бир хил частотали (яъни монохроматик) тулкинларни ажратиб олганимизда ҳам, улардаги алоҳида тизмаларнинг фазалар фарқи узғариб туради. Шунинг учун бундай монохроматик ёруглик тулкинларининг устма-уст тушиши натижасида вужудга келадиган интерференцион манзара жуда қисқа вақт сакланиб туради. Сунг навбатдаги тулкинлар тизмаси туфайли янги интерференцион манзара вужудга келади. Лекин бу манзаранинг максимум ва минимумларнинг жойлашуви олдинги тулкинлар тизмаси туфайли вужудга келган интерференцион манзарадагидан фарқ қилади. Шу тариқа интерференцион манзаралар жуда тез узғариб туради. Инсон кузи эса секунднинг унли улушларига тенг вақт ичидаги узғаришларни сезишга

кодир, холос. Бу вақт ичида интерференцион манзара бир неча миллион марта узгаришга 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 эмаслигидир, дея оламиз. У ҳолда ёруғлик интерференциясини қандай амалга ошириш мумкин, деган савол тугилади.

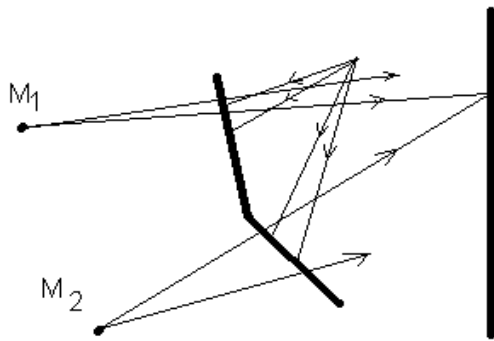
Ёруғлик интерференциясини кузатиш учун бир қанча сунъий усуллардан фойдаланилади. Уларнинг барчасининг ҳам принципи шундан иборатки, бир манбадан чиқаётган ёруғлик нурланиш икки қисмга ажратилади, сунг улар интерференциялашиши учун учраштирилади (1.5-расмга қ.). Бу тулкинлар ажралиш жойидан учрашиш жойигача турли йулларни босиб утади. 1.5-расмда икки ҳол тасвирланган: а) 1 нур қисқарок, 1' нур эса узунрок йулни босиб утади. Бу иккала нурларнинг  $\Delta l$  йул фарқи тулкин тизмасининг  $L$  узунлигидан катта. Натижада бир атом томонидан нурлантирилган, аммо турлича узунликдаги йулларни босиб утаётган ёруғлик тулкинлар интерференциялашмайди, чунки 1' тулкин тизмасининг боши учрашиш нуқтасига етиб келганда, қисқарок йул босаётган 1 тулкин тизмасининг охири учрашиш нуқтасидан утиб кетган бўлади. б) 2 ва 2' тулкин тизмаларининг  $\Delta l$  йул фарқи тулкин тизмасининг  $L$  узунлигидан кичик бўлганлиги учун улар интерференциялашади. Аммо 2 тулкин тизмасининг бир қисми ( $\Delta l$  га тенг қисми) учрашиш нуқтасидан утиб бўлганда, 2' тулкин тизмасининг боши учрашиш нуқтасига етиб келади. Натижада 2 ва 2' лар бир-бири билан тулик эмас, балки қисман учрашади. Шунинг учун  $\Delta l$  катталашган сари интерференцион манзара сусайиб боради. Интерференцион қурилмалардаги йул фарқи тулкин тизмасининг узунлигидан жуда кичик бўлади. Шу сабабли бу нурларда интерференцион манзара деярли сусаймайди.

Одатда, тулкин тизмасининг  $L$  узунлиги *когерентлик масофаси*, атомнинг нур чиқариб туриш вақти  $\tau$  эса *когерентлик вақти* дейилади.

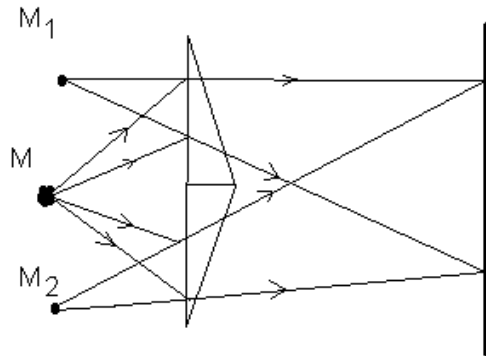
Шу принцип, яъни табиий ёруғлик манбаидан чиқаётган нурнинг узини узи билан интерференциялаштириш принципи асосида ёруғликнинг бир қатор интерференция усуллари амалга оширилган.

Юқорида муҳокама қилинга Юнг тажрибасида  $M_1$  ва  $M_2$  тиркишлар икки когерент манбалардек хизмат қилади.

Когерент манбаларни ҳосил қилишда энг қўл қўлланиладиган усул Френель кузгуларидан фойдаланишдир (1.6-расм). Иккита ясси кузгу бир-бирига  $180^\circ$  га яқин бурчак остида ёндоштирилади.  $M$  манбадан чиқаётган ёруғлик нурлари кузгулардан қайтиб шундай йуналадики, бу йуналишларни тесқари томонга давом эттирсак (расмдаги пунктир чизиклар), улар кузгулар орасидаги  $M_1$  ва  $M_2$  нуқталарда учрашади. Бу нуқталар  $M$  манбанинг кузгулардаги тасвирларидир. Демак, кузгулардан



1.6.- Расм



1.7.- Расм

кайтиб Э экранга тушаётган ёруглик нурлари худди  $M_1$  ва  $M_2$  мавхум когерент манбалардан чикаётгандек булади. Улар экранда тургун интерференцион манзарани хосил килади. Френель бипризмасидан фойдаланиш ҳам когерент ёруглик нурларини хосил қилиш имконини беради (1.7-расм). Бу холда мавхум когерент манбалар ( $M_1$  ва  $M_2$  лар) табиий ёруглик манбаи  $M$  дан чикаётган нурларнинг бипризмада синиши туфайли вужудга келади.

### Мустахкамлаш саволлари

1. Ёруглик тулқинлари қандай тулқинлар?
2. Электромагнит тулқинларнинг тенгламаси ва турларини изохлаб беринг.
3. Монохроматик ёруглик тулқини деганда нимани тушунаси?
4. Ёруглик оқими ва интенсивлиги нима?
5. Ёруглик интерференцияси деб қандай ходисага айтилади?
6. Когерентлик шартини қандай тушунтирасиз?

### Таянч суз ва иборалар

Ёруглик тулқинлари - киши онгидан ташқаридаги объектив борликдан қуриш сезгиларига таъсир уйғота оладиган сабабчи.

Монохроматик ёруглик тулқини тебранишлар частоталари бир хил булган, маълум рангли ёруглик сифатида намоён булади.

Ёруглик интенсивлиги - ёруглик нурларининг йуналишига тик булган  $1\text{ м}^2$  юзадан  $1\text{ с}$  да утаётган энергия оқими.

Интерференция ходисаси - ёруглик тулқинлари (когерент) нинг фазонинг бирор нуктасида қушилиб, бир-бирини қучайтириш ёки сусайтириш.

Оптик йуллар фарқи-геометрик йуллар фарқини мухитнинг синдириш курсаткичига қупайтмасига тенг. Когерент тулқин деб вақт утиши билан фазалар фарқи урганиладиган тулқинга айтилади.

### Тест-синов саволлари



1. Табий еруглик тулкин узунлиги  $\lambda$  мкм кайси дипазонда узгаради?

а) 0,4-0,75; в) 0,3-0,7; с) 0,2-0,75; д) 0,5-1,0 ;

2. Оптик йуллар фарки  $dx$ , геометрик йуллар фарки  $dL$  билан кандай боғлиқ?

А)  $dx=ndL$ ; В)  $dx=dL/n$ ; с)  $dx=2dL/n$ ; д)  $dx=2ndL$

3. Юнг интерференциясида, тешиklar орасидаги масофа  $d$ , тешикдан экранга булган масофа  $L$  булиб,  $\lambda$ -тулкин узунлигидаги еруглик тушмоқда, кушни интерференция максимумлар орасидаги масофа  $dx$  аниклансин.

а)  $\Delta x = \lambda L/d$  в)  $\Delta X = \lambda d/L$  с)  $\Delta X = \Delta L/\lambda$  д)  $\Delta X = 2\Delta L/\lambda$

4. Монохроматик еругликнинг интерференцияланувчи иккта тулкинлар орасидаги оптик йули фарки  $\Delta X = 0,3\lambda$ ; фазалар фарки аниклансин.

А)  $0,6\pi$  в)  $\pi$  с)  $1,5\pi$  д)  $2\pi$

5. Узунлиги 2,4мм булган , тебраниш частотаси  $5 \cdot 10^6$  гц булган монохроматик еругликнинг вакумда нечта тулкин узунлиги жойлашади?

А) 2000 в) 3000 с) 4000 д) 5000

#### Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.
2. И.Т.Трофимова, Физика курси, М., “Олий мактаб” 1992
3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т., “Укитувчи” 1989
4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Узбекистон”, 1994
5. А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

## МАЪРУЗА-2.

### ЁРУГЛИК ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИНИ КУЗАТИШ УСУЛЛАРИ: ЮПКА ПЛАСТИНКАЛАРДАГИ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ. НЬУТОН ХАЛКАЛАРИДАГИ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ХОДИСАЛАРИ.

**Маърузанинг маъсади:** ёруғликнинг интерференцияси ходисасини кузатиш усуллари ва шартлари, когерентлик шартлари асосида маълумотлар баён иилинади. Гюгенс принципи асосида ёруғликнинг тўғлиқ табиати ёрдамида интерференцияни кузатиш усуллари билан, интерференциянинг тузилиши уларнинг ишлаш тамоили билан оптек йўл фарқи хосил иилиниши хаида, интерференция ходисасини йўлланлиши тўғрисида таништирилади.

Бунинг учун йўйидаги мавзуларни куриб ўтамиз:

**Ёруғлик интерференциясини кузатиш усуллари.**

**Юпка пластинкалардаги интерференция.**

**Ньютон халкаларидаги интерференция ходисалари.**

Икки реал ёхуд мавхум когерент ёруғлик манбалари чизма текислигида бир-биридан  $d$  масофа узокликда жойлашган булсин (2.1-расм). Манбаларга параллель килиб улардан  $l$  масофа узокликдаги ( $l \gg d$ ) Э экран жойлаштирайлик. Экранда ихтиёрий А нуктани танлаб олайлик. Бу нукталарнинг манбалардан узоклигини мос равишда  $l_1$  ва  $l_2$  деб, экраннинг марказий чизигидан узоклигини  $x$  деб белгилайлик.

Бу нуктага когерент  $M_1$  ва  $M_2$  манбалардан етиб келаётган ёруғлик тулкилар учун йўл фарқини хисоблайлик. 2.1- расмдан куринишича  $l_1$  ва  $l_2$  лар тугри бурчакли учбурчакларнинг гипотенузалари. Шунинг учун кўйидагиларни ёзиш мумкин:

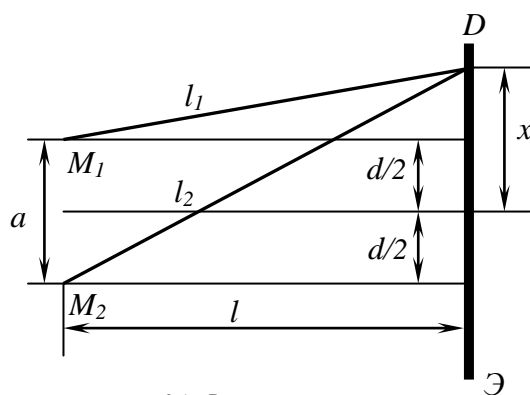
$$l_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2$$

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

Бу ифодаларни бир-биридан айирсак,  
 $l_2^2 - l_1^2 = 2xd$  ёки  $(l_2 - l_1)(l_2 + l_1) = 2xd$   
булади.

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

$$\delta = \frac{2xd}{l_2 + l_1} \quad (1)$$



2.1.- Расм

келиб чиқади. Лекин  $l \gg d$  деб шартлашган эдик. Шунинг учун  $l_2 + l_1 \approx 2l$  деб ҳисоблаш мумкин. Натижада (1) ифода

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

қурилишга келади. Агар  $\delta$  нинг қиймати ёруклик тулкининг ярим узунлиги ( $\lambda_0/2$ ) га жуфт қаррали бўлса, А нуктага когерент манбалардан етиб келаётган тулкин тизмалари бир хил фазаларда бўлади. бир хил фазалардаги тебранишларнинг қушилиши натижасида вужудга келган натижавий тебраниш амплитудаси қушилувчи тебранишлар амплитудаларининг йигиндисига тенг бўлади.

Агар  $\delta$  нинг қиймати ( $\lambda_0/2$ ) га тоқ қаррали бўлса, манбалардан А нуктага етиб келаётган тулкин тизимлари қарама-қарши фазаларда бўлади. Бу ҳолда натижавий тебраниш амплитудаси қушилувчи тебраниш амплитудаларининг айирмасига тенг бўлади. Ёруклик интенсивлиги эса тулкин амплитудасининг квадратига пропорционал. Шунинг учун экрандаги *интерференцион манзаранинг максимум ва минимум шартлари* қуйидаги қурилишга келади:

$$\delta_{\text{макс}} = \pm 2k \frac{\lambda_0}{2}; k = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

$$\delta_{\text{мин}} = \pm (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2}; k = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Булардан қурилиб турибдики, экраннинг марказий чизиги бўйлаб интенсивликнинг максимуми, бу максимумдан икки томонга қараб ( $x$  уқи бўйича) навбатма-навбат қоронгу ва ёруғ соҳалар қузатилади. Шунинг ҳам қайд қилайликки, юқорида баён этилган интерференцион манзаралар чизикли манбалар (масалан, энсизгина узаро параллель тиркишлар) учун уринли. Шунинг учун экрандаги ёруғ ва қоронгу соҳалар (максимум ва минимумлар) йул-йул полоса тарзида қузатилади. (3) ва (4) ифодалардан фойдаланиб, икки қетма-қет максимумларнинг (масалан,  $k$  ва  $k+1$  максимумлар) экраннинг марказий чизигидан узокликлари

$$x_k = k \lambda_0 \frac{l}{d} \quad (5)$$

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

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

$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = \lambda_0 \frac{l}{d} \quad (6)$$

бўлади. Бундан  $\Delta x$  қатталиқ ёрукликнинг тулкин узунлигига ва тажриба параметрларини ифодаловчи  $l/d$  нисбатга боғлиқ, деган хулосага келамиз. Шунинг учун тажрибада монохроматик ёруклик эмас, балки оқ ёрукликдан фойдаланилса, оқ ёруклик таркибидаги турли рангли ёрукликлар учун

интерференцион манзаралар бир-бирига устма-уст тушмайди. Натижада ранг-баранг товланадиган интерференцион манзарани кузатамиз. Хакикатдан, (б) ифодага асосан, бинафша нурлар ( $\lambda_0=0,40$  мкм) нинг икки кушни максимумлари орасидаги масофа кизил нурлар ( $\lambda_0=0,75$  мкм) нинг икки кушни максимумлари орасидаги масофадан кичик. Бу хол 1.8-г расмда тасвирланган.

### Юпка пластинкалардаги интенференция.

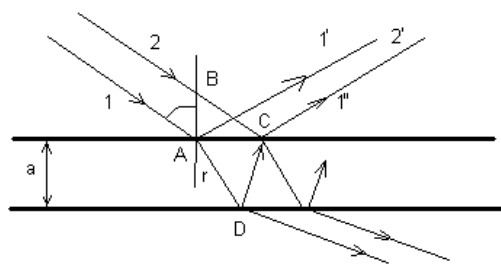
Бу пластинканинг устки ва остки текисликлари узаро параллель. Калинлиги  $d$  га тенг. Пластинкага бирор  $i$  бурчак остида параллель нурлар, яъни ясси ёруглик тулкин тушаётган булсин. Бу нурлардан хаёлан иккитасини (расмда 1 ва 2 деб белгиланган) ажратиб, улар хакида мулохаза юритамиз. Нурларга перпендикуляр равишда утказилган АВ текислик ясси ёруглик тулкиннинг фронтидир. Бу текисликка етиб келган вақтда 1 ва 2 нурларнинг фазалар фарки

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

ва йулла фарки

$$\delta = 0$$

булади. (2.2-расм) А нуктага тушаётган 1 нур кисман кайтади (расмда 1' деб белгиланган), кисман синиб АД йуналишда давом этади. Синган нур пластинканинг остки текислигигача



2.2.- Расм

етиб боргач, кисман синиб пластинкадан хавога чикади. Бошка кисми эса DC йуналишда пластинка ичига кайтади. Кайтган бу нур пластинканинг устки текислигидан кисман кайтади, кисман синиб хавога чикади (нурнинг бу кисми 1'' деб белгиланган). Лекин C нуктага ясси ёруглик тулкиннинг 2 нури хам тушади. 2 нурнинг пластинка устки текислигидан кайтган кисми (расмда 2' деб белгиланган) ва 1'' нур интерференциялашади, чунки пластинканинг устки ва остки текисликларидан кайтган бу нурлар узаро когерентдир. Агар пластинка  $\lambda_0$  тулкин узунлиги монохроматик нурлар билан ёритилаётган булса, C нуктадаги ёруглик интенсивлиги 1 ва 2 нурлар учрашгунча босиб утган йулларининг фаркига боглик булади. 1 нур ADC йулни, 2 нур эса BC йулни босиб утади. Лекин йулла фарки бу икки йулнинг геометрик айирмасига тенг деб булмайди. Бунинг сабаби шундаки, 1 нур синдириш курсаткичи  $n$  булган пластинка ичидаги, 2 нур эса вакуумдаги йулларни босиб утади. Шунинг учун 1 ва 2 нурларнинг геометрик йулла фаркини эмас, балки оптик йулла фаркини хисоблаш керак. У холда, аввал оптик йул узунлиги деб аталувчи тушунча билан танишайлик.

Ёруглик тулкин синдириш курсаткичи  $n$  булган мухитда вакуумдагига нисбатан  $n$  марта кичик тезлик билан ( $v = \frac{c}{n}$ ) билан таркалади. Шунинг учун вакуумда ёруглик тулкин бирор чекли вақт давомида мухитдагига нисбатан  $n$  марта узунрок йулни босиб ута олади. Бу йул узунлигини оптик йул узунлиги деб аташ одат булган. Бошқача килиб айтганда, оптик йул узунлиги - синдириш курсаткичи  $n$  булган мухитда ёруглик тулкин бирор масофани босиб утиши учун кетган вақт давомида ёруглик вакуумда қандай йулни босиб утиши мумкинлигини курсатувчи катталиқдир.

Бундан ташқари, ёруглик тулкин оптик зичлиги кичикрок мухит билан оптик зичлиги каттарок мухит чегарасидан қайтганда унинг фазаси  $\pi$  га узгаради. Бундай ҳолат муҳокама қилинаётган мисолда 2 нурнинг  $C$  нуктадан қайтишида содир булади. буни ҳисобга олиш учун йуллар фарқини ҳисоблаётганда  $\delta$  га ёругликнинг вакуумдаги ярим тулкин узунлиги кушиш ёхуд айириш керак.

Натижада 1 ва 2 нурларнинг  $C$  нуктадаги опти йуллар фарқи

$$\delta = (AD + DC) \cdot n - BC + \frac{\lambda_0}{2} \quad (7)$$

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

$$\delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} \quad (8)$$

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

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

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = 2k \frac{\lambda_0}{2} \quad (k=0, 1, 2, \dots) \quad (9)$$

шарт бажарилганда, минимуми эса

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (k=0, 1, 2, \dots) \quad (10)$$

шарт бажарилганда кузатилади. Пластинка ясси-параллель, яъни пластинканинг барча қисмларининг қалинлиги бир хил булганлиги учун пластинканинг барча соҳаларида  $\delta$  нинг қиймати бир хил булади. Шунинг учун (9) шарт бажарилган тақдирда пластинка юзининг барча қисми  $\lambda_0$  тулкин узунликли нурнинг рангига буялгандек қуринади. (10) шарт бажарилганда эса пластинканинг юзи қоронгу булади.

2. Нурлар параллель, яъни  $i = \text{const}$ , лекин  $d$  узгарувчан булсин. Бу холни куйидаги тажрибада амалга ошириш мумкин. Бир-бирининг устига куйилган икки ясси-параллел пластинкаларнинг оралигига бир томондан юпка шиша булакчасини кистириб куйсак, бу икки пластинка оралигидаги хажм понасимон хаводан иборат булади.

Бу хаво пона калинлиги аста-секин узгариб борувчи пластинкадир. Факат бу пластинканинг моддаси хаводан иборат. Хаво понасининг А соҳасида калинлик жуда кичик. Шунинг учун понанинг шиша пластинкалар билан чегарадош устки ва остки катламларидан кайтаётган нурларнинг йуллар фарқи  $\delta = \frac{\lambda_0}{2}$  га жуда якин булади. Понанинг калинрок соҳаси томон

силжиганимизда шундай В соҳага етиб келамизки, бу ерда  $\delta = 2 \frac{\lambda_0}{2}$

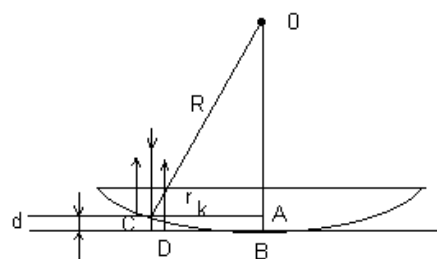
булади. Янада калинрок соҳалар томон юрганимизда  $\delta = 3 \frac{\lambda_0}{2}$  булган С

соҳа,  $\delta = 4 \frac{\lambda_0}{2}$  булган D соҳа ва хоказоларга дуч келамиз, шунинг учун  $\lambda_0$

тулкин узунликли монохроматик параллель нурлар билан ёритилаётган понанинг сиртида навбатма-навбат келувчи коронгу ва ёруг йул-йул соҳалар (полосалар) намоён булади.

Ясси шиша пластинкага радиуси R булган ясси каварик линза куйилган булсин. 2.3-расмда бу системанинг кесими тасвирланган.

Линза билан шиша пластинка оралигида хаво катлами хосил булади. Линза билан пластинканинг туташ нуктаси В дан узоклашган сари хаво катламининг калинлиги ортиб боради. Линзанинг ясси томонига тик равишда параллель монохроматик нурлар тушаётган булсин. Шу нурлар ичидан



2.3.- Расм

бирини хаёлан ажратиб курайлик. Бу нур С нуктага етиб боргач, қисман кайтади, қисман хаво катлами ичига кириб боради. Нурнинг бу иккинчи кими D нуктадан кайтгач, (тушиш бурчаги нолга тенг булгани учун хаво катламининг устки ва остки қисмларидан кайтиш бурчаклари ҳамда синиш бурчаги нолга тенг), С нуктадан кайтган нур билан интерференциялашади. Интерференциялашувчи нурларнинг йуллар фарқи хаво катламининг калинлиги  $d$  га боғлиқ. Тажрибада кулланилаётган ясси каварик линза R радиусли сферанинг бир булагидан иборат булгани учун линза билан пластинканинг туташ нуктаси В дан бир хил узокликдаги нукталар учун (бу нукталар маркази В да жойлашган  $r$  радиусли айланалардан иборатдир) хаво катламини чегараловчи сиртлардан кайтувчи нурларнинг йуллар фарқи бир хил булади. Шунинг учун В нукта

атрофида коронгу ва ёруг концентрик халкалар кузатилади. Бу тажрибани биринчи марта Ньютон амалга оширганлиги учун интерференцион манзара Ньютон халкалари дейилади.  $k$ -халканинг радиуси  $r_k$  ва унга мос булган хаво катламининг калинлиги  $d$  орасидаги боғланишни аниқлайлик. Тугри бурчакли АОС учбурчакдан куйидаги тенгликни ёза оламиз:

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

Бу тенгликни содалаштириб ва  $d^2$  хадни кичиклиги туфайли хисобга олмасдан

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

ифодани хосил киламиз. Натижада хаво катламини чегараловчи сиртлардаги С ва D нукталардан кайтган нурларнинг йуллар фарки

$$\delta = 2CD + \frac{\lambda_0}{2} = 2d + \frac{\lambda_0}{2} = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} \quad (11)$$

ифода билан аниқланади.

Интерференцион максимум ва минимум ((3) ва (4) ифодаларга қаранг) шартларидан фойдалансак,

$$\delta = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = 2k \frac{\lambda_0}{2} \quad (12)$$

тенглик бажарилганда ёруг халкалар,

$$\delta = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k+1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (13)$$

тенглик бажарилганда эса коронгу халкалар вужудга келади. Бу икки тенгликдан ёруг халкаларнинг радиуслари

$$(r_k)_{\text{макс}} = \sqrt{(k-1/2)\lambda_0 R} \quad (14)$$

ифода орқали, коронгу халкаларнинг радиуслари эса

$$(r_k)_{\text{мин}} = \sqrt{k\lambda_0 R} \quad (15)$$

ифода орқали аниқланишини топамиз. Коронгу халкалар интерференцион манзаранинг бошидан марказидан бошланади. Шунинг учун коронгу халкаларнинг хисоби  $k=0$  дан, ёруг халкаларнинг хисоби эса  $k=1$  дан бошланади.

Шуни ҳам қайд қилайликки, агар тажрибаларда монохроматик нур эмас, балки ок ёругликдан фойдаланилса, интерференцион манзаралар ранг-баранг буялган булади.

Юқорида қурилган иккала мисолад ҳам айрим сохалардаги интерференциялашувчи нурлар учун йуллар фарки доимий булишининг сабаби мухит (биз қурган мисолларда хаво пона ва хаво катлами) калинлигининг доимийлигидир. Бошқача айтганда, шу мисоллардаги ёруг ва коронгу сохаларнинг ҳар бири мухитнинг бирдай калинликдаги жойларидан кайтган ёруглик нурларининг интерференциялашиши сабабли

вужудга келади. Шунинг учун юкоридаги тажрибаларда кузатилган полосаларни (1-мисол) ва халкаларни (2-мисол) бирдай калинлик полосалари ва халкалари дейилади.

3. Пластинка калинлиги узгармас, яъни  $d=\text{const}$  булсин, лекин нурларнинг тушиш бурчаклари хар хил. Бу холни куйидаги тажрибада амалга ошириш мумкин. Ясси-параллел пластинкага М нуктавий манбадан ёруглик тушаётган булсин. Турли бурчаклар ( $i_1=i_2=i_3$ ) остида тушаётган нурлар пластинканинг устки ва остки сиртларидан кайтиб, Л линзанинг фокал текислигида жойлашган Э экранда учрашади ва интерференциялашади. Агар тажрибада монохроматик нурлардан фойдаланилса, ёруглик интерференциясининг натижаси факат тушиш бурчаги  $i$  га боглик, холос. Бу холда интерференцион манзара нисбатлашувчи эгри чизик шаклидаги йул-йул ёруг ва коронгу полосалардан иборат булади. хар бир полоса нурлар тушиш бурчагининг бирор кийматига мос келади. Шунинг учун бу полосалар бирдай киялик полосалари деб аталади. Пластинкага ок ёруглик тушаётган булса, экранда ранг-баранг бирдай киялик полосаларининг системаси намоён булади.

Шуни хам кайд килиш лозимки, юпка пластинкалардаги интерференция факат кайтган ёругликдагина эмас, балки утган ёругликда хам кузатилади.

### Мустахкамлаш саволлари

1. Ёруглик интерференциясини кузатиш усулларини айтиб беринг.
2. Гюйгенс принципини изохлаб беринг.
3. Юпка пластинкадаги ёруглик интерференциясида максимум ва минимум шартлари кандай аникланади?
4. Ньютон халкаларида интерференция ходисаси кандай амалга ошади?

### Таянч суз ва иборалар

Оптик йул узунлиги - ёруглик тулкинларининг мухитда бирор масофани босиб утиши учун кетган вақт давомида ёруглик вакуумда кандай йулни босиб утишини курсатувчи катталиқ.

Ёруглик интерференцияда максимум ва минимум шартлари - кушилувчи тулкинларнинг оптик йул фарки ( $\Delta$ ) га боглик булади:

$$\Delta_{\text{макс}} = \pm 2k \frac{\lambda}{2} ; k=0, 1, 2, \dots$$

$$\Delta_{\text{мин}} = \pm (2k+1) \frac{\lambda}{2} ; k=0, 1, 2, \dots$$

$\lambda$  - ёруглик тулкин узунлиги.



## Тест-синов соволлари

1. Еругликнинг тулкинингсиндириш курсаткичи  $n$  булган мухитда босиб утган оптик йули  $x$  ва геометрик йул узунлиги  $L$  узаро кандай боғланган?

А)  $L=x \cdot n$ ; в)  $x=L \cdot n$ ; с)  $x=L/n$ ; д)  $L=2x/n$

2. Кайтган еругликнинг фазаси кайси холда  $\pi$  га узгаради?

А) Агар еругликнинг оптик зичлиги катта мухитдан оптик зичлиги кичик мухитга тушса.

В) Агар еругликнинг оптик зичлиги кичик мухитдан оптик зичлиги катта мухитга тушса.

С) Агар еруглик мухитга тик тушса ;

3. Фабри Перо-тулкин узунлиги  $\lambda$  ортиши билан еруг халкани радиуси кандай узгаради.

А) камаяди В) ортади С) узгармайди.

4) Гавода турган совун пардасига ( $n=1,3$ ) ои ёрулик нурларининг дастаси нормал тушади. Парданинг кандай энг кичик  $d$  ялинликда тглин узунлиги  $\lambda = 0,55$  мкм бглан яйтган ёрулик интерференция натижасида максимал кучайган бглади?

а) 0,2 мкм

б) 0,1 мкм

с) 0,3 мкм

д) 0,4 мкм

5) Яйтган ёруликда ( $\lambda = 0,6$  мкм) кузатилган. Ньютоннинг иккинчи ёру халисининг диаметри  $d_2 = 1,2$  мм. Тажриба учун олинган ясси явари линзанинг оптик кучи  $D$  анилансин.

а) 1,25 дптр

б) 1,4 дптр

с) 1,5 дптр

д) 1,0 дптр

## Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.

2. И.Т.Трофимова, Физика курси, М., “Олий мактаб” 1992

3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т., “Укитувчи” 1989

4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Ўзбекистон”, 1994

5. А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

## МАЪРУЗА-3.

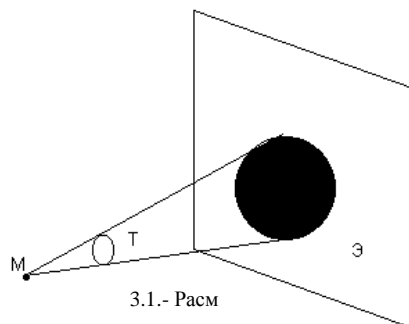
### ЁРУГЛИК ТУЛКИНЛАРИ ДИФРАКЦИЯСИ. ГЮЙГЕНС-ФРЕНЕЛЬ ПРИНЦИПИ. ДИФРАКЦИОН ПАНЖАРА ВА УНИНГ АЖРАТА ОЛИШ КОБИЛИЯТИ. ФРАУНГОФЕР ДИФРАКЦИЯСИ.

**Маърузанинг маъсади:** Ёруғликнинг тгліин табиати асосида дифракция ходисасини тушинтиришдан иборат.

Гюгенс-Френель принципи ёрдамида Френель зоналарига асосан битта тор тиріиш ёки дифракцион панжарадан ёруғлик тгліинларини уларни айланиб гтаётганда, иккиламчи тгліинлар хосил бглиши ва уларнинг ігшилиши туфайли дифракцион манзарани кузатилиши хаіда маълмотлар баён іилинади.

Ёруғлик дифракцияси деб аталадиган ходисада ёруғлик нурлари шаффофмас тусиклардан эгилиб утиб, геометрик соя сохасига кириб боради. Дифракция сузи лотинча "difrakcio" - "эгилиб утиш" дан олинган.

Масалан, нуктавий монохроматик ёруғлик манбаи М дан таркалаётган ёруғлик нурларининг йулига шаффофмас жисмдан ясалган диск шаклидаги Т тусик жойлаштирилган булсин (3.1- расм).



Геометрик оптика конунларига асосан, Э экранда Т тусикнинг сояси – доира шаклидаги коронгу соха кузатилиши лозим. Тажрибада, хакикатдан, шундай манзара кузатилади. Лекин тусикдан экрангача булган масофа тусик улчамларидан бир неча минг марта катта булган холда экраннинг тусик каршисидаги сохасида коронгулик эмас, балки кетма-кет жойлашган ёруг ва коронгу концентрик халкачалар кузатилади. Худди шундай манзара ёруғлик жуда кичик тиркишдан утганда хам кузатилади.

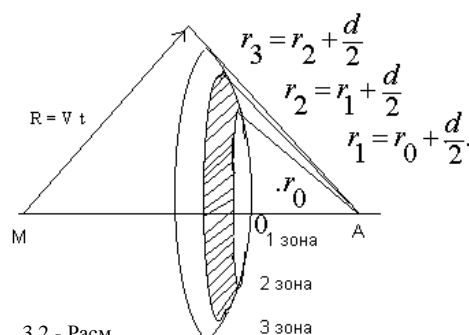
Геометрик оптика конунларига зид булган ёруғлик дифракциясининг мохияти куйидаги тарзда тушунтирилади: *Гюйгенс принципига асосан, тулкин фронтининг хар бир нуктасини иккиламчи тулкинларнинг манбалари деб хисоблаш мумкин.* Френель эса Гюйгенс принципини такомиллаштириб, бу иккиламчи тулкинларнинг манбаларини когерент манбалар деб ва фазонинг ихтиёрий нуктасидаги тебранишини бу нуктага этиб келган иккиламчи когерент тулкинлар интерференциялашишининг натижаси деб караш лозим, деган фикрни илгари сурди. Френель узи такомиллаштирган принцип (бу принципни *Гюйгенс-Френель принципи* деб аташ одат булган) ёрдамида ёруғлик дифракциясига оид бир катор ходисаларни тушунтирди. Тулкин frontiдаги нукталар, яъни иккиламчи когерент манбалар сони нихоятда куп булгани учун иккиламчи тулкинларнинг фазонинг ихтиёрий нуктасидаги интерференциясини

хисоблаш умумий холда анча кийин масала. Аммо Френель томонидан таклиф этилган тулкин фронтини зоналарга ажратиш усулидан фойдаланиш натижасида бу хисоблашни оддийгина амлга ошириш мумкин.

### Френель зоналари.

Нуктавий монохроматик ёруклик манбаи М дан ёруклик нурлари (уларнинг мухитдаги тулкин узунлиги  $\lambda$ , тезлигини  $v$  деб белгилаймиз) бир жинсли мухитда таркалаётган булсин. Чекли  $t$  вақтдан сунг ёрукликнинг тулкин fronti радиуси  $R=vt$  булган сферик сиртдан иборат булади. 2-расмда шу сферик сиртнинг бир кисми S тасвирланган. Бу сиртдаги барча нукталар – иккиламчи когерент тулкинлар манбаидир.

Фазонинг ихтиёрий А нуктасидаги ёруклик тулкиннинг амплитудасини топайлик. Бунинг учун S сиртнинг барча нукталаридан А нуктага етиб келаётган иккиламчи когерент тулкинларнинг йигиндисини топиш керак. Бу масалани Френельнинг зоналар усулидан фойдаланиб хал киламиз.



3.2.- Расм

М ва А нукталарни тугри чизик билан бирлаштирайлик. Бу тугри чизик S сиртни О нуктада кесиб утади. О нукта S сиртадги барча нукталар ичида А нуктага энг якин жойлашган. ОА ни  $r_0$  оркали белгилайлик. Марказлари А нуктада жойлашган, радиуслари эса мос равишда

$$\begin{aligned} r_1 &= r_0 + \frac{\lambda}{2} \\ r_2 &= r_1 + \frac{\lambda}{2} = r_0 + 2 \frac{\lambda}{2} \\ r_3 &= r_2 + \frac{\lambda}{2} = r_0 + 3 \frac{\lambda}{2} \end{aligned} \quad (2.1)$$

булган сфераларга уткажайлик. Бу сфералар тулкин фронтининг кесиши натижасида S сирт билан бир катор халкасимон зоналарга ажратилади. Уларни *Френель зоналари* деб аташ одат булган. Хисобларнинг курсатишича, Френель зоналарининг юзлари тахминан бир хил булади, деган хулосага келамиз. Аммо Френель зоналарининг номерлари ортган сари зоналардан А нуктагача булган масофалар хам чизикли конун билан жуда секин орта боради (масалан,  $r_3 > r_2 > r_1$ ). Бундан ташкари зоналарнинг номери ортган сари А нуктадан зоналарнинг юзларининг куруниш бурчаклари хам ортиб боради. Шунинг учун зоналардаги *барча иккиламчи тулкинлар манбаларидан А нуктагача етиб келаётган ёруклик тулкинларнинг натижавий амплитудалари* ( $E_{1m}, E_{2m}, E_{3m}, E_{4m}, E_{5m}, \dots$ )

монотон равишда камайиб борувчи сонлар кетма-кетлигини ташиқил этади, яъни

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

Иккинчи томондан, кушни Френель зоналарининг четки нукталаридан  $A$  нуктагача булган масофалар  $\lambda/2$  га фарк килади. Шунинг учун кушни зоналар  $A$  нуктада уйғотадиган тебранишларнинг фазалари  $\pi$  га фарк килади, яъни карама-карши фазада булади.

Барча зоналар туфайли  $A$  нуктада вужудга келаётган натижавий ёруглик тулкининг амплитудаси  $E_m$  ни топиш учун айрим зоналар  $A$  нуктада вужудга келтираётган тулкиларнинг амплитудаларини кушиш керак. Бунда ток зоналар туфайли вужудга келувчи тебранишлар амплитудаларини мусбат ишора билан олсак, жуфт зоналар уйғотадиган тебранишлар амплитудаларини манфий ишора билан олиш керак. Шундай килиб,

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

курунишда ёзилиши керак. Бу ифодани куйидаги шаклда ҳам ёзиш мумкин:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \dots + \left( \frac{A_{(R-1)}}{2} - A_R + \frac{A_{(E+1)}}{2} \right) + \dots \quad (2.4)$$

Монотон равишда камайиб борувчи сонлар кетма-кетлигида ((2.2) ифодага кар.) ихтиёрий хад шу хаднинг четидаги хадларнинг уртача арифметик кийматига тенглигини, яъни

$$A_R = \frac{A_{(R-1)} + A_{(R+1)}}{2}$$

эканлигини хисобга олсак, (2.4) да кавслар ичидаги ифодалар нолга тенг булади. Натижада (2.4) ифода куйидаги курунишга келади:

$$A \approx \frac{A_1}{2} \quad (2.5)$$

Демак, барча френель зоналари туфайли  $A$  нуктада уйғотиладиган натижавий тебраниш худди биринчи Френель зонаси таъсирининг ярмидек булар экан. Шунинг учун  $A$  нуктага етиб келаётган ёругликни кесими худди биринчи Френель зонасининг ярмидек булган найча буйлаб таркалаётгандек тасаввур килса булади. Хисобларнинг курсатишича,  $\lambda=0,5$  мкм,  $R=r_0=0,1$  м хол учун биринчи Френель зонасининг радиуси тахминан  $0,00016$  м булади. Шундай килиб, бу холда етарлича катта аниклик билан ёруглик тугри чизик буйлаб таркалади, деб хисоблаш мумкин.

### Френель дифракцияси.

Дифракцион ходисалар икки синфга булинади. Тусикка тушаётган ёруглик тулкининг fronti сферадан иборат булган ва кузатиш нуктаси чекли масофада жойлашган холдаги дифракцион ходисаларни биринчи марта Френель урганган. Шунинг учун бу синфга оид ходисалар *Френель*

*дифракцияси* деб аталади. Тусикка тушаётган нурлар параллел дастанни хосил килган ва дифракцион манзара чексизликда мужассамлашган холдаги ходисаларни Фраунгофер текширган. Шунинг учун бу ходисалар *Фраунгофер дифракцияси* деб аталади.

Френель дифракциясига тааллуқли булган икки ходиса билан танишайлик.

1. *Доиравий тешикдан хосил буладиган дифракция.* Нуктавий монохроматик ёруғлик манбаи (М) дан таркалаётган ёруғлик нурларининг йулига доира шаклидаги тешиги булган шаффоф Т тусик жойлаштирайлик Э экранни тусикка параллел килиб жойлаштираш, М манбадан ва доиравий тешикнинг марказидан утувчи тугри чизик экранни А нуктада кесади. А ни кузатиш нуктаси сифатида танлаб, тусикка етиб келган тулкин фронтдан Френель зоналарини ажратайлик. Тусикдаги тешик зоналардан  $k$  тасини очик колдирайлик. Бу зоналардан А нуктага етиб келаётган ёруғлик тулкинлар амплитудаларининг йигиндиси ((2.3) ифодага асосан) шу нуктадаги натижавий тебраниш амплитудасини ифодалайди, яъни:

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

Бу ифодадаги охириги хаднинг мусбат ишораси  $k$  ток булган хол учун, манфий ишораси эса  $k$  жуфт булган хол учун уринлидир. Тусикдаги доиравий тешик ток сонли Френель зоналарини очик колдирган хол учун (2.6) ифодани куйидаги курунишда ёзиш мумкин:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \dots + \left( \frac{A_{(R-1)}}{2} - A_{(R-1)} + \frac{A_R}{2} \right) + \frac{A_R}{2} = \frac{A_1}{2} + \frac{A_R}{2} \quad (2.7a)$$

Аксинча, тусикдаги тешик жуфт сонли Френель зоналарини очик колдирадиган хол учун (2.6) ифода куйидаги курунишга келади:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{3} \right) + \dots + \left( \frac{A_{(R-3)}}{2} - A_{(R-2)} + \frac{A_{(R-1)}}{2} \right) + \frac{A_{(R-1)}}{2} - A_R = \frac{A_1}{2} + \frac{A_{(R-2)}}{2} - A_R$$

Лекин икки кушни зоналар (масалан,  $k-1$  ва  $k$ -Френель зоналари) туфайли А нуктада уйготиладиган тебраниш амплитудалари  $E_{(k-1)m}$  ва  $E_{km}$

бир-биридан кам фарк килгани учун  $\frac{A_{(R-1)}}{2} - A_R \approx -\frac{A_R}{2}$  деб олиш мумкин.

Натижада  $k$  жуфт булган хол учун

$$A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_R}{2} \quad (2.7b)$$

$k$  нинг кичик кийматларида (масалан,  $3 \div 5$  га тенг булганида)  $E_{km}$  ва  $E_{1m}$  лар бир-бирига якин сонлар ( $E_{km} \approx E_{1m}$ ) булади. Шунинг учун  $k$  ток булганда А нуктада ёруғлик интенсивлигининг максимуми

( $A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_R}{2} \approx A_1$ ),  $k$  жуфт булганда эса минимуми ( $A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_R}{2} \approx 0$ )

кузатилади. Тусикдаги тиркиш очик колдирган Френель зоналарининг сони катта булганда  $E_{km} \ll E_{1m}$  булади. Шунинг учун А нуктадаги ёруғлик

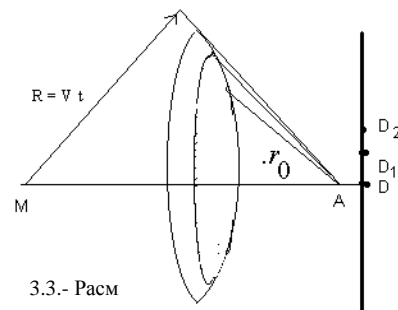
тулкиннинг натижавий амплитудаси  $k$  ток булганда  $A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_R}{2} \approx \frac{A_1}{2}$ ,  $k$

жуфт булганда ҳам  $A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_R}{2} \approx \frac{A_1}{2}$  булади. Бошқача айтганда, бу холда

ёруглик худди шаффофмас тусик булмаган холдагидек таркалади. Юкорида юритилган мулохазалар факат  $A$  нукта учун уринли эканлигини алохида кайд килайлик. Хакикатдан, Э экрандаги чексиз куп нукталар ичидан факат  $A$  нуктани  $M$  билан бирлаштирувчи тугри чизик текширилайётган тусикдаги доиравий тешик учун симметрия уки булиб хизмат килади. Бу холда тусикдаги доиравий тешик очик колдирган булади.

Лекин экраннинг тусикдаги доиравий тешик очик колдирадиган Френель зоналарининг манзараси узгача булади. Бу холда тусик учинчи Френель зонасини кисман беркитяпти. Аммо туртинчи Френель зонасининг бир кисми доиравий тешикка тугри келади, яъни очилади.  $A$  нуктадан янада узокрокдаги нукта учун эса тешик очик колдирган зоналарнинг манзараси янада бошқача булади. Бу эса экраннинг  $A$  нуктадан турлича узокликдаги  $A_1, A_2, \dots$  нукталарида ёруглик интенсивлигининг турлича булишига сабаб булади.

2. *Доиравий дискдан хосил буладиган дифракция.* Нуктавий монохроматик ёруглик манбаи  $M$  дан таркалаётган нурлар йулига доиравий диск шаклидаги шаффофмас тусикни жойлаштирайлик (3.3-расм). Э экранни эса тусикка параллел килиб жойлаштирамиз.  $M$  манба ва доиравий дискнинг марказидан утувчи тугри чизик экранни  $A$  нуктада кесади.  $A$  ни кузатиш нуктаси сифатида танласак, тусик  $S$  тулкин frontiдаги Френель зоналарининг  $k$  тасини беркитади. Шуинг учун  $A$  нуктадаги ёруглик тулкиннинг амплитудаси  $k+1$  ва ундан катта номерли Френель зоналаридан келаётган тулкинлар амплитудаларининг йигиндисига тенг булад, яъни:



$$A = A_{(R=1)} - A_{(R=2)} + A_{(R=3)m} - \frac{A_{(R=1)}}{2} + \left( \frac{A_{(R=1)}}{2} - A_{(R=2)} + \frac{A_{(R=3)}}{2} \right) + \frac{A_{(R=1)}}{2} \quad (2.8)$$

$k$  унчалик катта булмаган холлар учун  $E_{1m}$  ва  $E_{(k+1)m}$  бир-биридан кам фарк килади. Шу сабабли  $A$  нуктадаги ёруглик интенсивлиги худди манба ва экран оралигида хеч кандай тусик булмаган холдагидек булади. Лекин  $A$  нуктадан бирор масофа узокликдаги  $A_1$  нуктани кузатиш нуктаси сифатида танласак, доиравий диск  $k+1$  Френель зонасини кисман беркитади, иккинчи томондан  $k$  зона кисман очилади. Шунинг учун  $A_1$  нуктадаги ёруглик интенсивлиги  $A$  нуктадагига нисбатан заифрок булади.  $A_1$  дан ҳам узокрок жойлашган  $A_2$  ни кузатиш нуктаси сифатида танлаганимизда эса тусик Френель зоналарини янада бошқачарок тарзда

беркитади. Натижада экраннинг А нуктадан турлича узокликдаги нукталарида ёруглик интенсивликлари булади. Дифракцион манзара эса нисбатлашуви ёруг ва коронгу халкалар қуринишида булиб, k нинг ток кийматларида ҳам, жуфт кийматларида ҳам манзаранинг маркази (яъни А нукта) ёруг булади. Экранда А нуктадан узоклашиб геометрик соя сохасидан чиқилганда дифракцион манзара сезилмайдиган даражада хиралашган булади. Бунинг сабаби бу сохада дифракцион манзаранинг устига кучли ёругликнинг тушишидир.

### Мустахкамлаш саволлари

1. Ёруглик дифракцияси қандай ходиса?
2. Гюйгенс-Френель принципи қандай изоҳланади?
3. Фраунгофер ва Френель дифракцияларининг фарқи нимада?

### Таянч суз ва иборалар

Дифракция ходисаси – ёруглик тулкинларининг тусикни айланиб утиб, геометрик соя сохасига қира олишидир.

Гюйгенс принципи – тулкин фронтининг ҳар нуктасини иккиламчи тулкинларнинг манбалари деб ҳисобланади.

Френель принципи – иккиламчи тулкинларни когерент манбалар деб, фазонинг ихтиёрий нуктасидаги тебранишни, бу нуктага етиб келган иккиламчи когерент тулкинлар интерференциясининг натижаси деб изоҳланади.

### Тест синов саволлари

1. 1. уйдаги шартлардан қайси бири бажарилганда Ёруглик дифракцияси аниқроқ кузатилади.

(d-тўғлиқнинг қўлчами,  $\lambda$ -тўғлиқнинг узунлиги)

а)  $d \gg \lambda$ ; в)  $d \sim \lambda$ ; с)  $d > \lambda$

2. Френелининг қўлғини зоналаридан келатган тўғлиқларнинг кузатиш нуқтасидаги оптик йўллар фарқи  $\Delta X$  тўғлиқнинг узунлиги  $\lambda$  билан қандай муносабатда?

А)  $\Delta X = \lambda$  в)  $\Delta X = \frac{\lambda}{2}$ ; с)  $\Delta X = \frac{3\lambda}{2}$  д)  $\Delta X = 2\lambda$

3. Агар тасвир вазиятини топиш учун тўғлиқнинг фронтидан  $b=1\text{ м}$  масофада турган кузатиш нуқтаси учун бажарилаётган бўлса, ясси тўғлиқнинг фронти учун ( $\lambda=0,5\text{ мкм}$ ) бешинчи Френель зонасининг радиуси  $r_5$  қанчалик?



А)1,58мм в)1,62мм с)1,5 д)2мм

### Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.
2. И.Т.Трофимова, Физика курси , М., “Олий мактаб” 1992
3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т.,”Укитувчи” 1989
4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Узбекистон” , 1994
5. А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

## МАРУЗА - 4

### ФРАУНГОФЕР ДИФРАКЦИЯСИ.

**Маърузанинг маисади:** Френель ва Фраунгофер дифракцияларнинг фарқи уларнинг табиати ва иглланилиши урганилади.

Параллел нурлар тушаётган  $T$  тусикда узунлиги кенглиги ( $BC=a$ ) дан анча катта булган тиркиш мавжуд.

Тиркишнинг оркасига йигувчи  $L$  линзани, линзанинг фокал текислигига эса  $E$  экранни жойлаштирайлик. Текширилаётган холда тусикка тушаётган монохроматик ясси ёруглик тулкиннинг fronti, тиркиш текислиги ва экран текислиги узаро параллелдир. Тиркишга етиб келган тулкин сиртининг барча нукталарида тебранишлар бир хил фазада содир булади. Бирок бошлангич йуналиш билан бирор  $\phi$  бурчак хосил килиб таркалаётган иккиламчи тулкинлар экраннинг  $A$  нуктасига (линза йигувчи булганлиги учун кузатиш бурчга  $\phi$  нинг хар бир кийматига экраннинг бирор нуктаси мос келади) бир хил фазада етиб келмайди, чунки бу нурлар оптик йулларининг узунликлари бир хил эмас. Тиркишнинг чап ( $B$ ) ва унг ( $C$ ) чеккаларидан  $A$  нуктага етиб келаётган ёруглик нурларининг оптик йуллар фаркини топайлик. Бунинг учун  $C$  нуктадан нурлар йуналишига перпендикуляр  $CD$  ни туширамиз. У холда  $BD=BC \cdot \sin\phi = a \cdot \sin\phi$  кесма изланаётган йуллар фарки булади.  $BD$  ни хаёлан  $\lambda/2$  узунликдаги кесмачаларга ажратайлик. Бу кесмачаларнинг охирларидан  $CD$  га параллел текисликларни  $BC$  билан учрашгунча давом этгирсак, тиркишдаги  $BC$  тулкин фронтини бир хил кенгликдаги тасмачаларга ажратган буламиз. Ёнма-ён жойлашган икки тасмачанинг мос нукталаридан танланган йуналиш буйича (яъни  $\phi$  бурчак остида)  $A$  нуктага етиб келаётган нурларнинг йуллар фарки  $\lambda/2$  га тенг булади. Шунинг учун бу тасмачаларни Френель зоналари деб карашимиз мумкин. Тиркишга тугри келган Френель зоналарини топиш учун

$$\frac{a \sin\phi}{\frac{\lambda}{2}} \quad (2,9)$$

нисбатни аниклаш керак, албатта. Бундан  $a$  ва  $\lambda$  узгармас булганда Френель зоналарининг сони кузатиш бурчаги  $\phi$  га боглик, яъни кузатиш бурчаги канчалик катта булса, тиркишда шунчалик купрок Френель зоналари жойлашади, деган хулосага келамиз. Кузатиш бурчаги  $\phi$  нинг баъзи кийматларида тиркишга мос келувчи Френель зоналарининг сони бутун жуфт сонларга тенг булади, яъни

$$\frac{a \sin\phi}{\frac{\lambda}{2}} = 2R \quad \text{ёки} \quad a \sin\phi = 2R \frac{\lambda}{2}$$

φ нинг бу шартни каноатлантирувчи кийматларига мос келувчи экран нукталарида иккиламчи тулкинлар бир-бирини сундириши натижасида (чунки кушни Френель зоналаридан келаётган тулкинлар карама-карши фазада булади) коронгулик, яъни ёруглик интенсивлигининг минимумлари кузатилади.

Аксинча, φ нинг баъзи кийматларида тиркишга мос келувчи Френель зоналарининг сони бутун ток сонларга тенг булиши мумкин, яъни

$$\frac{a \sin \phi}{\lambda} = 2R + 1 \quad \text{ёки} \quad a \sin \phi = (2R + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (R = 0.1.2....)$$

Бу шартни каноатлантирувчи φ нинг кийматларига мос келувчи экран нукталарида иккиламчи тулкинларнинг таъсири факат битта Френель зонасининг таъсиридек булади. Шунинг учун бу нукталарда ёруглик интенсивлигининг максимумлари кузатилади.

Монохроматик ёруглик кулланилган холда ёруглик интенсивлигининг экран буйлаб узгариши 2.6-б расмда тасвирланган. Тиркишнинг тугрисида марказий максимум, унга симметрик равишда икки томонда бошка максимумлар жойлашади. Одатда максимумларга номер берилади. Бу номерлар (2.11) ифодадаги k нинг кийматларига мос келади. Марказий максимум учун k=0. Сунгра биринчи, иккинчи ва хоказо тартибли максимумлар (уларга k=1, 2, 3, ... лар мос келади).

Агар тажрибада монохроматик эмас, балки ок ёруглик кулланилса, турли рангдаги ёругликларнинг дифракцион максимумлари таркалиб кетиши туфайли дифракцион манзара ранг-баранг буялган булади. Тулкин узунлиги λ кичикрок булган ёруглик учун дифракцион максимум хам кичикрок бурчак остида кузатилади. 2.6-в расмда бинафша ва кизил нурлар учун ёруглик интенсивлигининг экран буйлаб узгариши тасвирланган. Экраннинг марказига барча рангдаги ёругликлар келади. Шунинг учун экрандаги марказий (ёки нолинчи) максимумнинг уртаси ок, четлари эса кизгишрок рангда булади. Маркзий максимумнинг икки томонида биринчи, иккинчи ва хоказо тартибли максимумлар жойлашган. Бу максимумларнинг бинафша ранглар марказий максимум томонидаги кисмларни эгаллайди.

### Дифракцион панжара.

*Дифракцион панжара деганда бир-биридан b узокликда жойлашган a кенгликдаги тиркишлар тупламидан иборат оптик асбоб тушунилади. Одатда дифракцион панжара куйидаги усулда ясалади: шаффоф шиша пластинкани махсус машина ёрдамида тирнаб бир-бирига параллел булган энсиз арикчалар хосил килинади.*

Шиша пластинканинг тирналган кисмлари (эни b булган арикчалар) ёруглик нурлари учун шаффофомас булади. Арикчалар оралигидаги

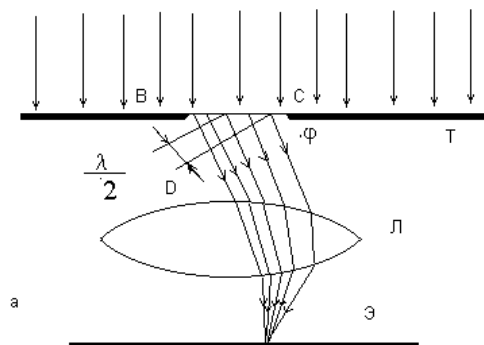
кисмлар (кенглиги  $a$  га тенг булган шаффоф тасмачалар) ёруглик нурлари учун тиркишлар вазифасини бажаради. Кушни тиркишларнинг мос нукталари орасидаги масофа

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

дифракцион панжаранинг доимийси ёки даври деб аталади.

Дифракцион панжарага (ДП) ясси монохроматик тулкин нормал тушаётган булсин (4.1-расм).

Дифракцион панжарадаги хар бир алохида тиркиш туфайли вужудга келадиган манзара олдинги мавзуда баён этилгандек булади. Панжара таркибидаги икки ёки ундан ортик тиркишлар туфайли вужудга келадиган дифракцион манзарани топиш учун эса факат алохида тиркишдан чикаётган нурларнинг экраннинг муайян нуктасида узаро интерференциясинигина эмас, балки айна нуктага турли тиркишлардан келаетган нурларнинг интерференциясини хам хисобга олиш керак.



4.1.- Расм

Кузатиш бурчаги  $\phi$  нинг бир неча кийматлари учун мулохазалар юритайлик.

1. Кузатиш бурчагининг киймати (2.10) шартни, яъни

$$a \sin \phi = 2R \frac{\lambda}{2}$$

ни каноатлантисин. Бу холда хар бир алохида тиркишдан  $\phi$  бурчак остида чикаётган нурлар экраннинг  $A_1$  нуктасида интерференциялашиши натижасида коронгулик (ёруглик интенсивлигининг минимуми) кузатилади.

Тиркишлар сони икки ёки ундан ортик булганда хам экраннинг  $A_1$  нуктасида ёруглик кузатилмайди, яъни ёруглик интенсивлигининг минимуми кайд килинади, албатта. Шунинг учун панжара туфайли вужудга келадиган дифракцион манзарадаги бу минимумлар *асосий минимумлар* деб аталади.

2. Кузатиш бурчагининг шундай кийматларини танлаб олайликки, бу бурчаклар остида алохида тиркишдан чикаётган нурлар йигувчи линзадан утгач, экраннинг  $A_2$ ,  $A_3$  ёки  $A_4$  нукталарида интерференциялашади. Натижада бу нукталарда ёруглик кузатилади. Агар тиркиш бир эмас, балки иккита булсачи? Бу холда куйидаги имкониятлар амалга ошиши мумкин:

а)  $\phi$  бурчакнинг шундай кийматлари мавжудки, натижада иккала тиркишнинг мос нукталаридан келаетган нурлар (2.8-расмдаги 1 ва 2 тиркишнинг чап четидан келаетган нурларга каранг) бир хил фазада, яъни

бу нурларнинг йуллар фарки ярим тулкин узунликка жуфт каррали –

$$L \sin \phi = 2R \frac{\lambda}{2}$$

булади. Бу холда иккала тиркишнинг мос нукталаридан келаётган нурлар  $A_2$  нуктада интерференциялашиши натижасида ёруглик интенсивлигининг максимуми кузатилади. Бу максимумлар *асосий максимумлар* дейилади.  $k$  нинг киймати эса асосий максимумлар тартибини ифодалайди;

б) кузатиш бурчаги  $\phi$  нинг баъзи кийматларида икала тиркишнинг мос нукталаридан келаётган нурлар карама-карши фазаларда, яъни бу нурларнинг йуллар фарки ярим тулкин узунликка ток каррали –

$$a \sin \phi = (2R + 1) \frac{\lambda}{2}$$

булади. Натижада иккала тиркишнинг мос нукталаридан чикаётган нурлар экраннинг бирор  $A_4$  нуктасида интерференциялашиб бир-бирини сундиради, яъни ёруглик интенсивлигининг минимуми кузатилади. Бу минимумлар *кушимча минимумлар* дейилади;

в) кузатиш бурчаги  $\phi$  нинг шундай кийматлари хам мавжудки, бунда иккалар иркишнинг мос нукталаридан чикиб экраннинг бирор нуктасига (масалан  $A_3$  нуктага) етиб келган нурлар бир хил фазада хам, карама-карши фазада хам булмайд. Шунинг учун улар интерференциялашиб, ёругликнинг максимумини хам, минимумини хам бермайди. Балки бу нуктадаги ёруглик бирор оралик интенсивликка эга булади.

Энди тиркишлар сони икки эмас, балки купрок, масалан, туртта ёки саккизта булган холларни курайлик. Бу холларга мос булган ёруглик интенсивлигининг таксимотлари 2.9-в, г расмларда тасвирланган. Асосий минимумлар ва асосий максимумлар экрандаги уз уринларини узгартирмайди. Максимумлар энсизрок ва ёругрок, максимумлар оралиги эса коронгурок булади. Агар тиркишлар сони  $N$  га тенг булса, дифракцион маназарадаги икки кушни асосий максимум оралигида  $N - 1$  кушимча минимум вужудга келади. Кушимча минимумлар оралигида эса кушимча максимумлар мавжуд булиб, улар экранда *фон* деб аталадиган кучсизгина ёругликни вужудга келтиради.

Дифракцион панжарадаги алохида  $i$  – тиркиш асосий максимум йуналишида жунатаётган ёруглик тулкиннинг амплитудаси  $E_{im}$  булсин. Экраннынг асосий максимум вужудга келадиган нуктасига барча тиркишлардан тебранишлар бир хил фазада етиб келади. Шунинг учун натижавий тебраниш амплитудаси

$$A = \sum_{i=1}^N A_i = NA_i$$

булади, чунки алохида тиркишлардан келаётган тебранишлар амплитудалари узаро тенг. Бундан асосий максимумнинг интенсивлиги

$$I \sim A^2 = N^2 A_i^2$$

га тенг булади. Демак, *дифракцион панжара туйфайли вужудга келадиган манзарадаги асосий максимумларнинг интенсивликлари панжарадаги тиркишлар сони  $N$  нинг квадратига пропорционал булади.*

Агар дифракцион панжара ок ёруглик билан ёритилсачи? Ок ёругликни турли тулкин узунликли бир катор монохроматик ёруглик тулкинларнинг суперпозицияси деб караш мумкин. Бу монохроматик тулкинлар дифракцион панжарадан утаётганда узларининг мустакилликларини саклайдилар. (2.13) шартга асосан асосий максимумлар ёругликнинг тулкин узунлигига боғлиқ. Бундан факат нолинчи тартибли ( $k=0$ ) асосий максимумлар истиснодир. Хакикатдан,  $k=0$  булганда  $\lambda$  нинг хар кандай кийматлари учун асосий максимум  $\varphi=0$  бурчак остида кузатилади, яъни ок ёруглик таркибидаги барча монохроматик тулкинларининг нолинчи асосий максимумлари устма-уст тушади. Шунинг учун дифракцион манзаранинг марказидаги ( $\varphi=0$ ) асосий максимум ок булади. Лекин биринчи, иккинчи ва хоказо тартибли ( $k=1, 2, 3, \dots$ ) асосий максимумлар турли тулкин узунликли монохроматик ёругликлар учун турлича бурчаклар остида кузатилади. Масалан, тулкин узунлиги каттарок булган кизил ёругликнинг ( $\lambda_{\text{кизил}}=0,76$  мкм) асосий максими бинафша ёругликнигига ( $\lambda_{\text{бинафша}}=0,40$  мкм) караганда каттарок бурчак остида кузатилади. Умуман, монохроматик ёругликка тегишли булган асосий максимумнинг экрандаги тасвири дифракцион панжаранинг тиркишларига параллел булган жуда энсиз чизик шаклида намоён булади. Панжарадан ок ёруглик утаётган булса, экранда спектр деб аталадиган рангли узаро параллел энсиз чизиклар кузатилади. Бу чизикларнинг хар бири айрим ёругликка тегишли булиб, бу чизиклар, одатда, *спектрал чизиклар* деб аталади. Спектрнинг тартиби (яъни  $k$  нинг киймати) юкорилашган сари спектр таркибидаги чизиклар бир-биридан яхшироқ ажралган булади.

Хар кандай оптик асбоб сингари дифракцион панжаранинг хам асосий характеристикаси – унинг *ажрата олиш кобилиятилир*. Ажрата олиш кобилияти деганда дифракцион панжаранинг тулкин узунликлари бир-бирига якин булган нурларни ажратиш хусусияти тушунилади. Масалан, панжарага тушаётган ёруглик икки монохроматик нурнинг йигиндисидан иборат булсин. Бу нурларнинг тулкин узунликлари бир-биридан  $\delta\lambda$  га фарк килсин, яъни биринчи нурнинг тулкин узунлигини  $\lambda$  деб бедгиласак, иккинчисиники  $\lambda+\delta\lambda$  булади. Дифракцион панжаранинг  $k$  – тартибли спектрида иккинчи нурнинг асосий максими биринчи нурнигига нисбатан каттарок бурчак остида кузатилади. Экранда эса бу нурларнинг асосий максимумлари ёнма-ён жойлашган икки спектрал чизик тарзида намоён булади. Лекин спектрал чизикнинг кенглиги кичик булса хам, барибир чекли кийматга эга. Шунинг учун иккала нур тулкин узунликларининг фарки  $\delta\lambda$  жуда кичик булса, иккала чизик бир-бирига ниҳоят якин жойлашадики, натижада улар ягона чизик тарзида кабул килинади. Бошкача айтганда, иккала чизикни ажрим килиб булмайд.

2.10-расмда  $\delta\lambda$  нинг турлича кийматлари учун  $k$ -тартибли спектрдаги икки кушни чизиклар (яъни асосий максимумлар) тасвирланган.

Бунда  $\lambda$  тулкин узунликли нур асосий максимумининг интенсивлиги нуктавий чизиклар билан,  $\lambda + \delta\lambda$  тулкин узунликли нурники эса штрих чизиклар билан тасвирланган. Узлуксиз чизик иккала максимумнинг йигинди интенсивлигини билдиради. Расмдан куринишича,  $\delta\lambda$  кичиклашиб, максимумлар якинлашган сари узлуксиз эгри чизикнинг чуқурлик соҳаси борган сари камайиб, ниҳоят, бутунлай йуқолиб кетади (4.2-в расмга к.).

Бу икки максимумни бир-биридан ажрим булиш чегараси сифатида Релей куйидаги фикрни таклиф килган: *агар йигинди эгри чизик минимумининг ординатаси максимумлар ординаталарининг 0,8 қисмига тенг булса, манзара ажрим булиши мумкин.*

Демак, 4.2-а ва б расмлардаги максимумлар ажрим булади. 4.2-в расмда тасвирланган максимумлар ажрим булмайди. Бу даражада бир-бирига якин тулкин узунликли нурлар ягона нур сифатида қабул қилинади. Лекин ажрата олиш қобилияти янада яхши булган панжара бу икки нурни ажрата олиши мумкин.

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

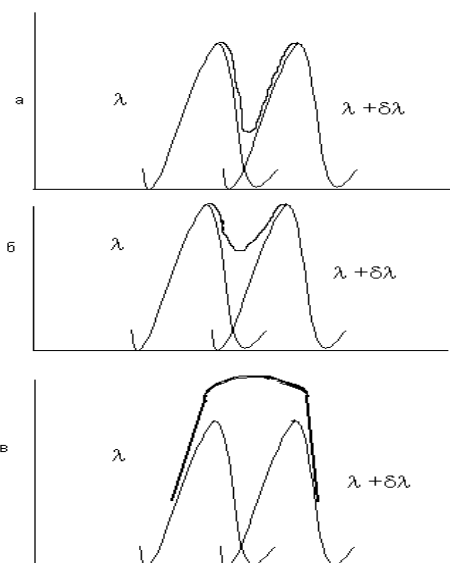
Дифракцион панжаранинг ажрата олиш қобилияти панжарадаги тиркишларнинг умумий сони  $N$  ва спектрнинг тартиб номери  $k$  нинг купайтмасига тенг, яъни:

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN$$

### Мустаҳкамлаш саволлари

1. Тор тиркиш орқали дифракцияда максимум ва минимум шартлари қандай аниқланади?
2. Дифракцион панжара ёрдамида дифракция ходисасини тушунтиринг.

### Таянч суз ва иборалар



4.2.- Расм

Дифракцион панжара - деганда бир-биридан  $b$  узокликда жойлашган  $a$  кенгликдаги тиркишлар тупламидан иборат оптик асбоб тушунилади.

Дифракцион панжаранинг доимийси ёки даври - кушни тиркишларнинг мос нукталари орасидаги масофадиир.

### Тест синов саволлари

1. Дифракцион панжаранинг ажрата олиш юбилияти иайси формула билан ифодаланади? ( $k$ -спектрининг тартиб номери,  $N$ - тиркишлар сони)

а)  $\frac{\lambda}{\delta\lambda} = KN$  в)  $\frac{\delta\lambda}{\lambda} = KN$  с)  $\frac{\delta\lambda}{\lambda} = KN$

2. Дифракцион панжаранинг  $1\text{мм}$  да  $n=200$ та штрих бор. Панжарага монохроматик ерулик ( $\lambda=0,6\text{мкм}$ ) тик равишда тушади. Бу панжара иандай энг юори тартибли максимумни беради?

А)8 В)10 С)12 Д)6

### Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.
2. И.Т.Трофимова, Физика курси, М., “Олий мактаб” 1992
3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т., “Укитувчи” 1989,
4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Узбекистон”, 1994
5. А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990



**ЁРУГЛИК ТУЛКИНЛАРИ ДИСПЕРСИЯСИ. НОРМАЛ ВА АНОМАЛ ДИСПЕРСИЯ. ДИСПЕРСИЯНИНГ КЛАССИК-ЭЛЕКТРОН НАЗАРИЯСИ.**

Ёруглик дисперсияси.

**Маърузанинг маисади:** Ёруглик тўлиқларининг призмадан бўлганда дисперсияланиши — рангларга ажралишини тушунтиришдан иборат. Модданинг синдириш кўрсаткичининг ёруглик тўлиқ узунлигига (частотасига) боғлиқлигини классик электрон назарияси ёрдамида тўлиқ иланиши баён қилинади. Нормал ва аномал дисперсияларнинг табиати.

Ньютон тажрибалар асосида ёруглик дисперсияни кашф этди. Дисперсия латинча «dispergere» («сочмоқ») суздан олинган. Умуман, ёруглик дисперсияси деганда модданинг синдириш кўрсаткичи  $n$  ни ёруглик тулқинининг циклик частотаси  $\omega$  га (ёки вакуумдаги тулқин узунлиги  $\lambda_0$  га, чунки  $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ ) боғлиқлиги туфайли содир булувчи

ходисалар тушунилади. Хусусан, Ньютон тажрибасида (5.1-расм) призмага тушаётган “оқ ёруглик” кизилдан бинафшагача рангдаги ёругликлар спектрларига ажратилган.

Агар турли моддалардан ясалган призмалар туфайли олинган спектрлар бир-бири билан солиштирилса, қуйидагилар маълум булади:

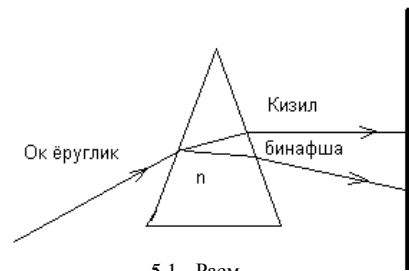
1) бир хил частотали ( $\omega = \text{const}$ ) нурлар бу призмаларда турлича бурчакларга оғади;

2) бир хил частоталар интервали  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$  га мос булган спектр қисмининг кенгликлари турли призмаларда турлича булади. Бундан, моддалар бир-биридан факат синдириш кўрсаткичининг қийматлари билангина эмас, балки синдириш кўрсаткичининг ёруглик кўрсаткичининг ёруглик частотасига боғлиқ функцияси

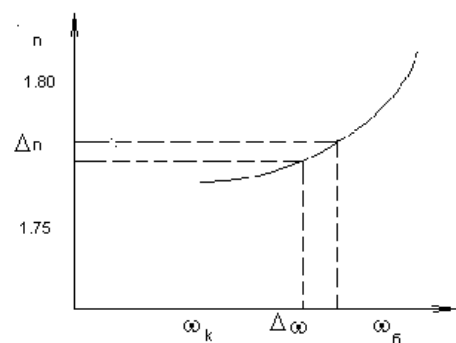
$$n = f(\omega) \quad (3.1)$$

билан ҳам фаркланади, деган хулосага келинади.

Тушаётган электромагнит тулқинларнинг частоталари ортган сари барча шаффоф моддаларнинг синдириш



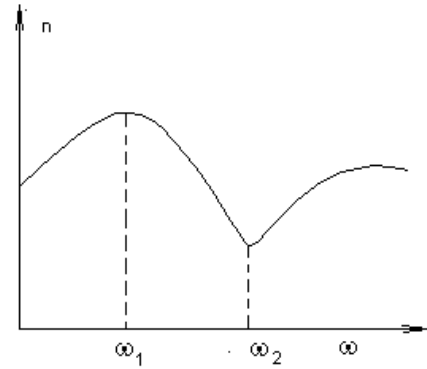
5.1.- Расм



5.2.- Расм

курсаткичлари ҳам монотон равишда ортиб боради. 5.2-расмда шиша учун  $n$  нинг  $\omega$  га боғликлиги тасвирланган.

Бинафша нурлар кизил нурларга нисбатан шишада купрок синиши хакидаги маълум факт расмда уз аксини топган. Бирор частоталар интервали  $\Delta\omega$  да синдириш курсаткичининг узгариши  $\Delta n$  ни характерловчи  $\Delta n/\Delta\omega$  катталики



5.3.- Расм

*дисперсия улчови* вазифасини бажаради. Частота ортиши билан модданинг синдириш курсаткичи ҳам ортиб борса, яъни  $\Delta n/\Delta\omega > 0$  булса, электромагнит тулкинининг электронга таъсир этувчи кучини бу моддадаги ёругликнинг дисперсияси *нормал дисперсия* дейилади. Агар частота ортиши билан модданинг синдириш курсаткичи камайса (5.3-расмдаги  $\omega_1$  дан  $\omega_2$  гача частоталар интервалига к.), яъни  $\Delta n/\Delta\omega < 0$  булса, бундай моддадаги ёруглик дисперсияси *аномал дисперсия* дейилади.

Шиша учун ок ёруглик сохасининг барча кисмларида нормал дисперсия, ультрабинафша ва ультракизил сохаларининг баъзи кисмларида аномал дисперсия кузатилади.

### Дисперсиянинг электрон назарияси.

Ёругликнинг модда билан узаро таъсирини тула изохлаш учун моддадаги электронларнинг тулкин хусусиятларини ва ёругликнинг квант хусусиятларини ҳисобга олиш керак. Лекин дисперсия ходисасини тушунтириш учун ёругликни электромагнит тулкин деб, модда тузилишини эса электрон назария асосида тасаввур қилиш етарли. Модда тузилишининг электрон назариясига асосан, жисм электронлар ва ионлардан ташкил топган. Улар электромагнит тулкин таъсирида тулкин тебранишларига монанд равишда тебранма харакатга келади. Ёруглик тулкинларнинг тебранишлари ( $10^{14} \div 10^{15}$ ) Гц интервалда содир булади. Электромагнит майдоннинг бунчалик тез узгаришини массалари етарлича кичик булган электронларгина сезишга улгуради. Шунинг учун ёруглик тулкинларнинг жисмга таъсирини ҳисоблашда ёругликнинг электронга таъсирини ҳисоблаш билан чегараланилса булади.

Жисмдан электромагнит тулкин утаётганда  $-e$  зарядли хар бир электронга электр куч ( $F_{эл} = -eE$ ) ва Лоренц кучи ( $F_{л} = -e[vB]$ ) таъсир қилади:

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

Ҳисобларнинг курсатишича, Лоренц кучи электр кучдан минг мартача кичик. Шунинг учун (3.2) даги иккинчи хадни ҳисобга олмаса ҳам булади. Натижада электромагнит тулкинининг электронга таъсир этувчи кучини

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

шаклида ифодалаш мумкин. Бунда  $E_0$  – электромагнит майдон кучланганлиги  $E$  нинг амплитуда киймати,  $\omega$  - тулкиннинг циклик частотаси. Биринчи якинлашиша (3.3) куч атом билан нихоят заиф боғланган энг четки электронларни силжитади, деб хисоблаш мумкин. Лекин бу электрон билан атомнинг колган кисми орасидаги узаро таъсирлашувчи квазиэластик куч хам мавжудки, у электронни олдинги вазиятга кайтаришга харакат килади. Бу куч  $x$  силжишга пропорционал:

$$F_{кайм} = -kx$$

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

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

тенглама билан ифодалаш мумкин. Бу тенгламани  $m$  га булиб ва тебранишнинг хусусий частотаси учун  $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$  белгилашдан фойдаланиб (3.4) ни куйидаги шаклга келтирамыз:

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

Бу тенгламанинг ечими

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

курунишда булади. Бунда  $x_0$  – максимал силжиш. (3.6) ни (3.5) га куйиб  $x_0$  нинг киймати учун

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

ифодани хосил киламыз. Иккинчи томондан, электромагнит тулкин таъсиридаги электроннинг силжиши туфайли вужудга келган атом системасини электр диполь деб тасаввур килиш мумкин. Бу дипольнинг елкаси  $x$  силжишга тенг. У холда максимал силжиш содир булган ондаги диполнинг электр моменти  $p_3 = -ex_0$  га тенг.

Модданинг бирлик хажмидаги атомлар сонини  $N$  деб белгиласак, кутбланиш вектори  $P$  нинг киймати

$$P = N \times p_3 = \frac{-Ne^2}{\omega_0^2 - \omega^2} E_0 \quad (3.8)$$

Кучланганлиги  $E_0$  булган электр майдондаги модда учун  $P$  нинг киймати мазкур модданинг диэлектрик кабул килувчанлиги  $\epsilon$ , ёки диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  (улар орасидаги  $\epsilon = 1 + \chi_3$  боғланиш мавжуд) оркали куйидагича ифодаланеди:

$$P = \chi_3 \epsilon_0 E_0 = (\epsilon - 1) \epsilon_0 E_0 \quad (3.9)$$

(3.8) ва (3.9) ифодаларни солиштирсак,

$$\epsilon = 1 + \frac{N}{\epsilon_0} = \frac{-\frac{e^2}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (3.10)$$

муносабатни хосил киламиз.

Максвелл назариясига асосан, диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$ , магнит сингдирувчанлиги  $\mu$  булган мухитда электромагнит тулкиннинг таркалиш тезлиги

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

га тенг эди. Мухитнинг синдириш курсаткичи  $n$  эса электромагнит тулкиннинг вакуумдаги тезлиги  $c$  ни мухитдаги тезлиги  $v$  га нисбати билан аникланади:

$$n = \frac{c}{u} = \sqrt{\epsilon\mu}$$

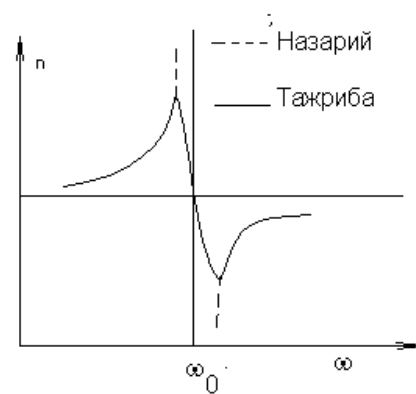
Купчилик холларда  $\mu=1$  булгани учун

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

ифода хосил булади. (3.10) дан фойдаланиб (3.11) ни куйидаги куринишда ёза оламиз:

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

Бу формула асосида хисобланган  $n$  нинг кийматларини  $\omega$  га боғлиқлик графиги 4-расмда тасвирланган. Умуман, мухитнинг синдириш курсаткичи тулкин частотасига монанд равишда ортиб боради. Лекин тулкин частотаси  $\omega$  мухитдаги электр зарядлар хусусий тебранишларининг частоталаридан бир  $\omega_0$  га яқинлашганда  $n$  нинг киймати кескин ортиб кетади.  $\omega$  нинг киймати  $\omega_0$  га юкори частоталар томонидан яқинлашганда эса  $n$  нинг киймати кескин камайиб кетади. Бошқача айтганда,  $\omega$  нинг киймати  $\omega_0$  га яқин булган сохада  $n=f(\omega)$  функция узилишга эга булади (5.4-расмдаги пунктир чизик). Бунинг сабаби назарий мулохазаларда тебранма харакатнинг сунишини хисобга олинмаганлигидир.



5.4.- Расм

Умуман, тебранувчи жисмнинг мухитдаги ишкаланиши туфайли суниш содир булади. Курилаётган холда эса “ишкаланиш” электромагнит тулкиннинг бир қисми мухитда юритилиши туфайли вужудга келади.

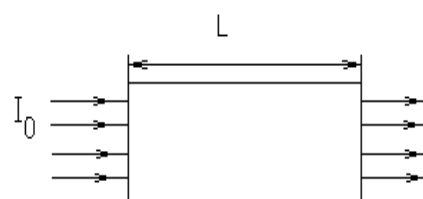
Ёруғлик тулкиннинг электр майдони таъсирида мухит атомларининг электронлари тебранма харакатга келиб, иккиламчи тулкинлар манбаига айланиб қолади. Иккиламчи тулкинлар бирламчи тулкин билан когерент булади. Бу тулкинларнинг узаро интерференциялашиши натижасида вужудга келган тулкин амплитудаси тушаётган (яъни электронларни тебранишга мажбур этаётган) тулкин амплитудасидан фарк килади. Бошқача айтганда, электронни тебратишга сарфланган энергиянинг барчаси иккиламчи тулкинлар сифатида нурлантирилмайди. Энергиянинг

бир кисми атомларнинг хаотик харакат энергиясига (яъни иссикликка) айланади. Шунинг учун ёруглик бирор моддадан утаётганда, унинг интенсивлигининг камайиши, яъни ёругликнинг ютилиши содир булади. Ёругликнинг ютилиши, айниқса, резонанс частоталар сохасида интенсив булади. Бу ютилиш электронлар тебранишининг амплитудасини чеклайди. Натижада  $n-f(\omega)$  функциянинг тажрибада кузатиладиган графиги (5.4-расмдаги узлуксиз чизик)  $\omega_0$  атрофида хам узилиб колмайди. Баъзи жисмларда резонанс частоталар бир нечта булади. Шунинг учун тушаётган ёругликнинг частотаси бу резонанс частоталарга якин булганда ютилиш кескин ортиб кетади.

Умуман, тажрибаларнинг курсатишича, моддадан утувчи ёруглик интенсивлиги (5.4-расм) экспоненциал конун буйича узгаради:

$$I = I_0 e^{-x} \quad (3.13)$$

Бу ифодада  $I_0$  – жисмга тушаётган ёругликнинг интенсивлиги,  $I$  – калинлиги  $l$  булган жисмдан утган ёругликнинг интенсивлиги,



5.5.- Расм

$x$  – ютилиш коэффициентидеб аталадиган ва жисмнинг хусусиятларига боглик булган катталиқ. (3.13) формула 1729 йилда Бугер томонидан аниқланган. Шунинг учун унинг номи билан *Бугер конуни* деб аталади.

Бугер конунидан  $x$  нинг физик маъноси келиб чиқади. Хакикатдан,  $l = 1/x$  булса,  $I = I_0 e^{-l}$  га айланади. Бундан, жисмдан утаётган ёруглик интенсивлигини  $e$  марта камайтирадиган катламнинг калинлигига тескари булган катталиқ ютилиш коэффициентидир, деган хулосага келамиз. Жисмда ёругликнинг ютилиш коэффициенти худди синдириш курсаткичи каби тушаётган ёругликнинг частотасига боглик.

### Мустахкамлаш саволлари

1. Ёруглик дисперсияси деб кандай ходисага айтилади?
2. Ёругликнинг призмадан ўтганда рангларга ажралиши кандай тушунтирилади?
3. Нормал ва аномал дисперсия кандай шароитда амалга ошади?
4. Дисперсия графиги деганда нимани тушунаси?
5. Дисперсия модисаси кандай ифода ёрдамида аниқланади?
6. Модда дисперсияси деганда нимани тушунаси?
7. Дисперсиянинг классик электрон назарияси кандай тушунтирилади?
8. Дисперсиянинг электрон назарияси ифодасини ёзиб беринг
9. Дисперсиянинг кузатилиш шартларини тушунтиринг

## Таянч суз ва иборалар

Ёруглик дисперсияси – ёруглик тулкинларининг модда билан таъсири натижасида рангларга ажралиши.

Нормал дисперсия шаффоф ёруглик ютмайдиган жисмларда кузатилади.

Аномал дисперсия шаффофмас жисмлардан ёруглик утганда кузатилади.

Ёруглик ютилиши коэффеценти — тушаётган ёругликнинг интенсивлиги  $I_0$  е марта камайгандаги мухитнинг ялинлигининг тескари олинган ( $\alpha = 1/L$ ) ийматига тенг блган физи катталиқдир.

## Тест синов саволлари

- 1) Табий ёруглик нури призмадан гтганда яйси нури энг катта бурчакка синади
  - a) Лизил
  - b) Яшил
  - c) Сарии
  - d) Бинафша
- 2) Табий ёруглик нури призмадан гтганда яйси ёруглик нури энг кичик бурчакка синади?
  - a) Лизил
  - b) Яшил
  - c) Сарии
  - d) Бинафша
- 3) Нима учун оптик муцитнинг синдириш крсаткичи  $n = \sqrt{\epsilon}$  га тенг?
  - a) Чунки оптик муцитларнинг магнитланиш мусусиятлари сезиларли эмас ( $\mu = 1$ )
  - b) Чунки оптик зарралар муцитларда электр йутубланиш вектори магнитланиш векторидан жуда дам катта
  - c)  $\mathbf{n} = \sqrt{\epsilon} \mathbf{E}$  формула шаффоф муцитлар учун уринли эмас
- 4)  $\mathbf{n} = \sqrt{\mu\epsilon}$  формула яйси муцит учун гринли эмас?
  - a) Сув
  - b) Шиша
  - c) Олмос

- d) Ёйут
- 5) Ютулиш коэффеценти  $5 \text{ м}^{-1}$  бглан суюіликнинг іандай іалинлигида ёруіликнинг интенсивлиги е марта камаяди?
- a) 0,2 м
  - b) 0,1 м
  - c) 0,4 м
  - d) 0,3 м

### Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.
2. И.Т.Трофимова, Физика курси , М., “Олий мактаб” 1992
3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т.,”Укитувчи” 1989,
4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Узбекистон” , 1994
5. А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

## МАЪРУЗА – 6.

### ЁРУГЛИК ТУЛКИНЛАРИНИНГ КУТБЛАНИШИ. КУТБЛАШ УСУЛЛАРИ.

**Маърузанинг маисади:** Ёруғликнинг ютубланиш грганишдан иборат. Ютубланган ёруғлик мосил йилинишнинг турлича тиббий ва суний усуллари билан таништирилади. Ютублагичларининг 2 та муцит чегарасидаги жараёнларни, кристал моддаларни табиатларини, ёруғликнинг ютибланиш даражаси ёрдамида текширади.

Олдинги маърузаларда кайд килганимиздек, ёруғлик нурлари тулкин узунликлари  $(0,40 \div 0,75) \cdot 10^{-6}$  м интервалдаги кундаланг электромагнит тебранишларнинг таркалиш йуналишларидир. Куёш ёки шамдан таркалаётган ёруғлик нурлари деганда шу манбаининг атомлари (элементар «нурлангич» лар) дан чикаётган ёруғлик тулкинларнинг аралашмаси тушунилади. Ёруғлик манбаининг улчамлари канчалик кичик булмасин, барибир, ундаги «нурлангичлар» сони нихоят куп булади. Бошкача айтганда, хар онда манбадаги миллиардлаб атомлар тулкин нурлантиришни тугалласа, миллиардлаб атомлар эса тулкин чикаришни бошлайди. Агар бу элементар электромагнит тулкинлар ичидан ихтиёрий биттасини ажратсак, уни нур йуналишига (яъни нурнинг таркалиш тезлиги  $v$  вектор йуналишига) перпендикуляр хамда узаро перпендикуляр булган  $E$  ва  $H$  векторларнинг тебранишлари сифатида тасаввур килишимиз керак. Бундан  $E$  вектор тебранадиган текислик *тебраниш текислиги* ва  $H$  вектор тебранадиган текислик *кутбланиш текислиги* деб аталади. Лекин тасвирни якколлаштириш мақсадида электромагнит тулкинни факат  $E$  векторнинг тебранишлари сифатида акс эттириш одат тусига кирган.

Биз хам шунга амал килайлик, ёруғлик тулкинлар, яъни  $E$  векторларнинг тебранишлари факат битта текисликда содир буладиган ёруғлик тулкинлар ясси кутбланган ёруғлик деб аталади. Демак, табиий ёруғлик манбаининг алохида атомидан бир нурланиш жараёнида чикарилган ёруғлик тулкин ясси кутбланган ёруғликка ёркин мисол була олади.

Юкоридаги мулохазалар табиий ёруғлик манбаининг алохида атоми бир нурланиш жараёнида чикарадиган тулкин тизмаси учун уринли. Нурланиш жараёни тахминан  $10^{-8}$  с давом этади. Бунда чикариладиган тулкин тизмасининг узунлиги 3 м чамасида булади. Шундан сунг атом тулкиннинг янги тизмасини нурлантириши мумкин. Лекин бу тизмадаги  $E$  векторнинг йуналиши олдинги тизманики билан боглик булмайди. Табиий ёруғлик манбаидаги турли атомлар нурлантираётган тулкинларнинг  $E$  векторлари эса турлича йуналишларга эга булиб, барча йуналишлар тенг эхтимоллидир. Масалан, ёруғлик нури манбадан кузатувчи томон



таркалаётган холда “нурлангич”лардан таркалаётган тулкинлар E векторларининг бирор ондаги фотографияси (хаёлий) булади. Бундай ёруглик табиий ёруглик ёки кутбланмаган ёруглик дейилади. Умуман, табиий ёругликни барча йуналишлардаги ясси кутбланган ёругликларнинг аралашмаси сифатида тасаввур килса ҳам булади.

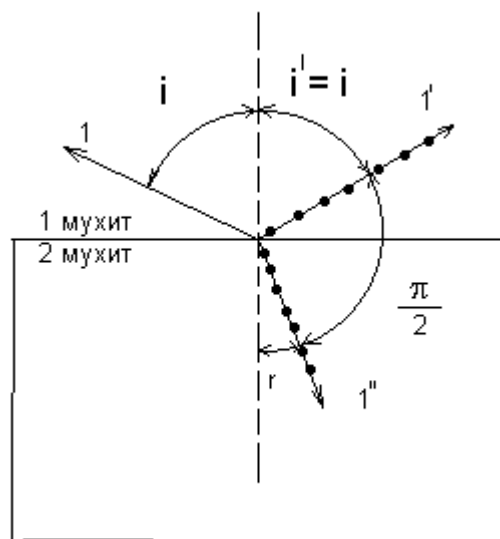
Агар ёруглик таркибида бирор йуналишдаги тебранишлар бошка йуналишлардаги тебранишларга караганда купрок булса, кисман кутбланган ёруглик билан иш тутаётган буламиз. Кисман кутбланган ёругликни табиий ва ясси кутбланган ёругликларнинг аралашмаси сифатида тасаввур килиш мумкин.

### Ёругликнинг кайтишда ва синишда кутбланиши.

Табиий ёруглик манбаидан таркалаётган ёруглик кутбланмаган булади, яъни нурга перпендикуляр барча йуналишлардаги тебранишлар мавжуд булади. Лекин табиий ёругликдаги баъзи йуналишлар буйича содир булувчи тебранишларни сусайтириш, хаттоки мутлако йукотиш усуллари ҳам бор. Шундаё усулларнинг бири билан танишайлик.

Табиий ёруглик нури икки диэлектрикни ажратиб турувчи чегарага тушаётган булсин (6.1-расм).

У кисман кайтади ( $1'$  нур) ва кисман синади ( $1''$  нур). Тажрибаларда  $1'$  ва  $1''$  нурлар узаро перпендикуляр булган холда кайтувчи нур тула кутбланган булиб, унинг тебранишлари тушиш текислигига перпендикуляр булган текисликда содир булади (расмда бу тебранишлар нукталар ёрдамида тасвирланган). Синган нур эса кисман кутбланган булади.



6.1.- Расм

6.1-расмда бу нур шартли равишда нукталар ва нур йуналишига перпендикуляр килиб утказилган кесмачалар тарзида тасвирланган. Кесмачаларнинг нукталарга нисбатан куплиги эса синган нурнинг таркибида тушиш текислигидаги тебранишлар бошка йуналишлардаги тебранишларга нисбатан купрок эканлигини билдиради.

Геометрик оптика конунларига асосан, иккинчи мухитнинг биринчи мухитга нисбатан синдириш курсаткичи  $n_{21}$  нинг киймати тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати билан аникланади:

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

Иккинчи томондан, 6.1-расмдан фойдаланиб,  $i+r=\pi/2$ , деган хулосага келамиз. Шунинг учун (1) ни куйидагича узгартириб ёза оламиз:

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

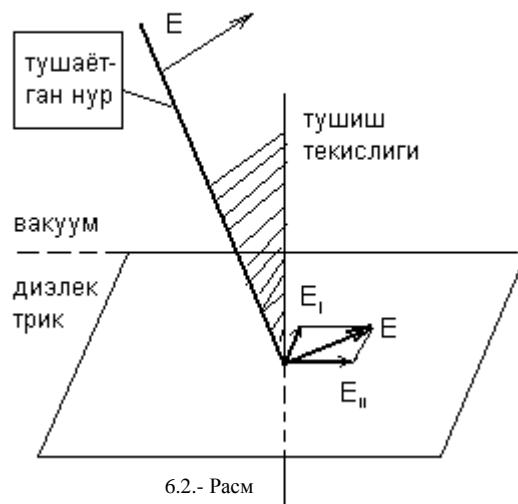
Бу муносабат *Брюстер конуни* деб,  $i$  бурчак эса *Брюстер бурчаги* (ёки тула кутбланиш бурчаги) деб юритилади. Масалан, шиша учун ( $n=1,53$ ) Брюстер бурчаги  $56^\circ$  га якин. Бошқача айтганда, табиий ёруглик нури шиша пластинкага  $56^\circ$  бурчак хосил қилиб туширилса, кайтган нур тушиш текислигига перпендикуляр йуналишда тула кутбланган булади.

Брюстер конунининг физик мохияти билан соддарок холда, яъни ёругликнинг кайтиши ва синиши икки диэлектрик чегарасида эмас, балки вакуум билан диэлектрик чегарасида руй бераётган холда танишайлик. Тушаётган ёруглик тулкиннинг электр майдони таъсирида диэлектрик таркибидаги электронлар тебранма ҳаракатга келади. Тебранувчи электронлар уз навбатида иккиламчи когерент тулкинларни нурлантиради. Иккиламчи тулкинлар бирламчи тулкинлар билан узаро когерентдир. Бу тулкинларнинг узаро интерференциялашиши туфайли кайтган ва синган нурларнинг йуналишларидан ташқари барча йуналишдаги тебранишлар сунади. Электрон назария кайтган ва синган нурларнинг табиатини шу тарзда тушунтиради.

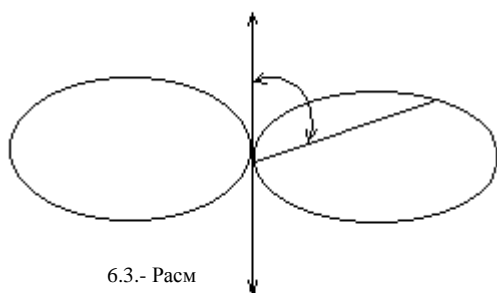
Энди, *бу нурлар нима учун кутбланади?* – деган саволга жавоб берайлик. Диэлектрикка тушаётган ёруглик нури табиий нурдир. Табиий

нурни ясси монохроматик тулкинларнинг йигиндиси деб тасаввур қилиш мумкин. Бу тулкинларнинг ихтиёрий биттаси устида мулохазаларимизни давом эттирайлик. Ясси монохроматик тулкиннинг (6.2-расм) тебраниш текислиги нурнинг тушиш текислиги билан ихтиёрий бурчак хосил қилсин.

Бу тулкиннинг  $E$  векторини ихтиёрий икки ташкил этувчининг йигиндиси шаклида ифодалашимиз



6.2.- Расм

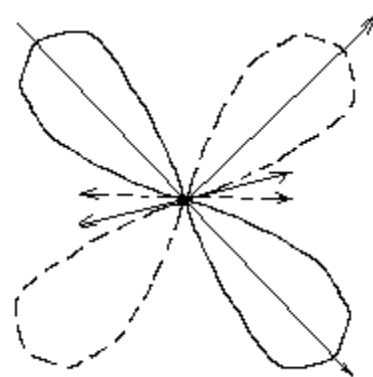


6.3.- Расм

мумкин. Ташкил этувчилардан бири нурнинг тушиш текислигида ётувчи  $E_{||}$ , иккинчиси эса тушиш текислигига перпендикуляр булган  $E_{\perp}$  лардан иборат булсин. Диэлектрикдаги электронлар  $E_{||}$  таъсирида нурнинг тушиш текислигида,  $E_{\perp}$  таъсирида

эса тушиш текислигига перпендикуляр йуналишларда тебранади. Бу тебранишларнинг хар бири туфайли ясси кутбланган иккиламчи тулкинлар таркалади. Хусусан,  $E_{\text{пер}}$  таъсирида тушиш текислигига перпендикуляр йуналишда тебранувчи,  $E_{\text{пар}}$  таъсирида эса тушиш текислигида тебранувчи ясси кутбланган иккиламчи тулкинлар хосил булади. Иккиламчи тулкинларнинг интенсивликлари таркалиш йуналишига боглик (6.3-расм). Тебраниш йуналишига перпендикуляр йуналишда ( $\theta=\pi/2$ ) нурланиш энг кучли булади. Аксинча, тебраниш йуналишида ( $\theta=0$  ёки  $\pi$ ) эса нурланиш содир булмайди.  $E_{\text{пар}}$  ва  $E_{\text{пер}}$  лар таъсирида электрон нурлантираётган иккиламчи тулкинларнинг интенсивликлари 6.4-расмда тасвирланган. Расмдан куринишича, кайтган нур йуналишида  $E_{\text{пер}}$  таъсирида таркалаётган иккиламчи тулкинлар  $E_{\text{пар}}$  таъсирида таркалаётган иккиламчи тулкинлардан устунлик килади. Шунинг учун кайтган нурда тушиш теислигига перпендикуляр йуналишдаги тебранишлар бошка йуналишдаги тебранишлардан купрок булади. Ёруглик диэлектрикка Брюстер бурчаги остида тушаётган булса,  $E_{\text{пар}}$  кайтган нур билан устма-уст тушади. Натижада кайтган нур йуналиши буйлаб  $E_{\text{пар}}$  таъсирида иккиламчи тулкинлар мутлако нурлантирилмайди. Шунинг учун кайтган нур тула кутбланган булади.

синган нур кайтган нур



6.4.- Расм

Синган нурнинг исман кутбланиши куйидагича тушунтирилади. Табиий нурда барча йуналишлардаги тебранишлар тенг эхтимолли. Тушаётган табиий нурнинг энергияси кайтган ва синган нурлар орасида таксимланганлиги учун, энергиянинг сакланиш конунига асосан, кайтган нурда бирор йуналишдаги тебранишлар купрок булса, синган нурда шу йуналишдаги тебранишлар камрок булиши керак. Шунинг учун кайтган нур кутбланганда синган нур хам кисман кутбланган булади.

### Мустахкамлаш саволлари

1. Ёругликнинг кутбланиши деб нимага айтилади?
2. Табиий ва кутбланган ёруглик тулкинларининг кандай фарки бор?
3. Ёругликни кутблаш усуларини тушунтириб беринг.
4. Кутблагичлар табиати кандай?
5. Брюстер конуни кандай ифодаланади?

### Таянч суз ва иборалар

Ёругликнинг кутбланиши деб — электромагнит тулкинларнинг тебранишларининг йуналишларини бирор тарзда тартибланишига айтилади.

Ясси кутбланган ёруглик – тебранишлар йуналиши факат бир текисликда тартибга келган ёругликдир.

Брюстер бурчаги - Брюстер конуни ифодасига мос келувчи бурчак.

## Тест синов саволлари

- 1) Ёруглик нури учун йутубланиш даражаси нимага тенг?
  - a) 1
  - b)  $1/2$ ,
  - c) 0
  - d)  $3/4$ ,
  
- 2) Йутублагичнинг вазифаси нимадан иборат?
  - e) Йутибланмаган ёруглик нурини йутиблашдан
  - f) Йутибланган ёруглик нурини интевсевлигини гзгартиришдан
  - g) Ёругликни йутибланганлигини анилашдан
  
- 3) Лисман йутибланган ёруглик нури учун йутибланиш даражаси йайси жавобда тгри крсатилган?
  - h) 0
  - i) 1
  - j) 0,5

## Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.
2. И.Т.Трофимова, Физика курси, М., “Олий мактаб” 1992
3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т.,”Укитувчи” 1989
4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Узбекистон”, 1994
5. А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

**НУРНИНГ ИККИЛАНИБ СИНИШИ.  
ТАБИЙ ВА КУТБЛАНГАН ЁРУГЛИК.**

**Маърузанинг маисади:** Табiiй ёруглик iутублагичлар таъсирида, диэлектриклар ёрдамида, баъзи кристаллардан иккиланибсиниши натижасида iутубланишдан техник оптик асбоблар таёрлашда iглланиши, мазирги лазер iурилмаларидаги уларнинг хоссаларини урганишдаги муаммолар баён iилинади.

Ёругликнинг иккига ажралиб синишидаги кутбланиш.

Физик хусусиятлари йуналишларига боглик булмаган мухит *изотроп мухит* деб, аксинча, йуналишларига боглик булган мухит *анизотроп мухит* деб аталади.

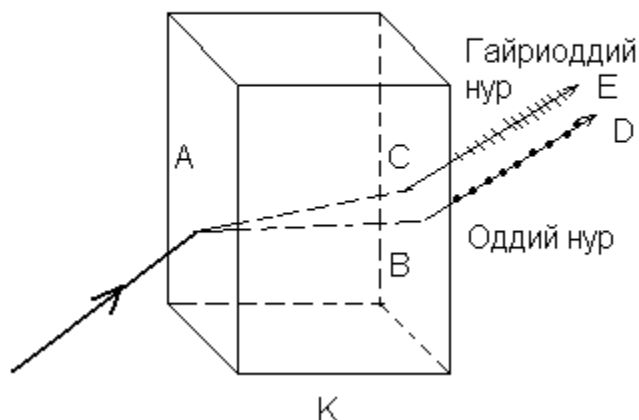
Изотроп мухитда (масалан, шиша пластинкада) ёругликнинг синиши Снеллиус конун деб аталувчи синиш конунига буйсунади:

1) синган нур, тушувчи нур ва тушиш нуктасига утказилган нормал бир текисликда ётади;

2) тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати айни мухит учун узгармас катталиқ. Бу нисбат шу мухитнинг синдириш курсаткичига тенг.

Анизотроп кристалларда (масалан, исланд шпатида) ёруглик синганда манзара узгача булади (7.1-расм).

Табiiй нур К кристаллнинг А нуктасига тушгач, икки нур (АВ ва АС лар) га ажралади. Бу нурлар кристаллдан чиккач, табiiй нурга параллел йуналишда (ВД ва СЕ лар) давом этадилар. Кристаллда нурларнинг синиши текширилганда куйидагилар аникланади:



7.1.- Расм

1) синган нурлардан бири (АВ) Снеллиус конунига тула буйсунади;

2) иккинчи синган нур (АС) эса Снеллиус конунига буйсунмайди.

Шунинг учун АВ нур *оддий нур* деб, АС нур эса *гайриоддий нур* деб ном олди. Текширишларнинг курсатишича, оддий ва гайриоддий нурлар ясси кутбланган экан. Лекин уларнинг тебранишлари узаро перпендикуляр текисликларда содир булади. Бундан ташкари, исланд шпатынинг оддий нур учун синдириш курсаткичи 1,658 га, гайриоддий нур учун эса синдириш курсаткичининг киймати нурнинг йуналишига боглик булиб,

кристаллнинг оптик уки йуналишида 1,658 га, кристаллнинг оптик укига перпендикуляр йуналишда 1,486 га тенглиги аникланди. Эътибор берсангиз, нурнинг йуналиши кристаллнинг опти укига нисбатан аникланяпти. У холда *кристаллнинг оптик уки нима?* – деган савол тугилади, албатта. Бу саволга жавоб бериш учун кристаллоптиканинг баъзи элементлари билан танишайлик.

Хар канадй мухитда ёругликнинг таркалиш конунларини мухитга тушувчи бирламчи тулкин ва ёруглик тулкиннинг электр майдони таъсирида вужудга келган «элементар нурлангич» лар таркатадиган иккиламчи тулкинларнинг интерференциялашиши натижаси сифатида ифодалаш мумкин. Лекин анизотроп кристалларда иккиламчи тулкинлар интерференциясини хисоблаш анча мураккаб. Шунинг учун Максвеллнинг электромагнит майдон назарияси асосида мулохазалар юргизамиз. Ёруглик учун шаффоф булган аксарият жисмлар диэлектриклардир. Диэлектрикларнинг магнит синдирувчанлиги  $\mu=1$  булганлиги учун кристалларнинг *оптик анизотропияси уларнинг диэлектрик сингдирувчанлигининг анизотропияси махсулидир* ( $n = \sqrt{\epsilon}$  муносабатни эсланг), деб хисобласа булади. Натижада кристалл диэлектрик сингдирувчанлигининг йуналишга боғликлик графигини куйидаги усулда тасвирлаш мумкин. Кристалл ичида ихтиёрий О нуктани танлаб оламиз. Бу нуктадан турли йуналишлар буйича шундай кесмачалар утказайликки, бу кесмачаларнинг узунликлари шу йуналишлардаги кристалл диэлектрик сингдирувчанлигининг яриминчи даражасига ( $\sqrt{\epsilon}$ ) тенг булсин. Бу кесмачаларнинг иккинчи учларига тегиб утадиган сирт эллипсоид шаклида булади.

Эллипсоиднинг симметрия уклари буйлаб тугри бурчакли Декарт координата системасининг ОХ, ОУ ва ОZ укларини утказайлик. Бу укларнинг эллипсоид билан кесишган нукталари О нуктадан мос равишда  $\sqrt{\epsilon_x}, \sqrt{\epsilon_y}, \sqrt{\epsilon_z}$  узокликда жойлашгандир. У холда эллипсоиднинг тенгламаси

$$\frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z} = 1 \quad (3)$$

қуринишда булади. Одатда, эллипсоид *мухитнинг оптик индикатрисаси*, (4.3) эса унинг тенгламаси деб аталади.

1)  $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z$  булса, кристаллнинг оптик индикатрисаси сферик шаклга эга булади. Бундай кристаллдаги барча йуналишларда  $\epsilon$  айнан бир хил кийматга эга. Шунинг учун бу мухит оптик жихатдан хам изотроп деб хисобланади ( $n = \sqrt{\epsilon}$  га асосан).

2)  $\epsilon_x \neq \epsilon_y = \epsilon_z$  булса, оптик индикатриса ОХ уки атропоидаги айланма эллипсоид шаклига эга булади. Бу эллипсоид YOZ текислик билан кесилса, айлана хосил булади. Демак, ОХ га перпендикуляр булган барча йуналишлар буйича  $\epsilon$  нинг кийматлари бир хил экан. Бундай кристаллни бир укли кристалл, ОХ укни эса кристаллнинг О нукта учун оптик уки деб

аталади. Шунини алоҳида қайд қилиш лозимки, кристаллнинг бирор нуқтаси учун оптик уқ деганда бу нуқтадар утувчи тугри чизикни эмас, балки кристалл ичидаги маълум йуналишни тушуниш керак. Бу йуналишга параллел булган хар кандай тугри чизик ҳам кристаллнинг оптик уқи булаверади.

*Кристаллнинг оптик уқи орқали утган хар кандай текислик кристаллнинг бош текислиги деб аталади.* Бош текисликлар чексиз куп булиши мумкин. Шунинг учун, одатда, ёруглик нури ва оптик уқ орқали утувчи текисликни кристаллнинг бош текислиги деб кабул қилиш мақсадга мувофиқдир.

3)  $\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z$  булса, кристалл икки уқли булади. Биз фақат бир уқли кристалларда ёругликнинг синишини урганамиз. Юкорида баён этилган тажрибада кулланилган исланд шпати ҳам бир уқли кристаллдир. Бу кристаллнинг оптик уқи кандай йуналган?

Исланд шпатининг кристалл панжараси ромбоэдр шаклига эга. Ромбоэдр кийшайган кубга ухшайди. Унинг  $O_1$  ва  $O_2$  бурчакларини бирлаштирувчи тугри чизик, яъни кичик диагональ кристаллнинг оптик уқи дейилади. Кристалл парчасида эса шундай ячейкалар хар томондан ёнма-ён жойлашган булади. Барча ячейкаларнинг киска диагоналлари узаро параллель. Шунинг учун расмдаги  $O_1$  ва  $O_2$  тугри чизик ёки кристалл ичидаги унга параллель булган ихтиёрий йуналиш исланд шпати кристаллининг оптик уқи деб кабул қилинади.

Исланд шпати билан утказилган тажрибаларнинг курсатишича, фақат кристаллнинг оптик уқига параллель равишда ёруглик тушган тақдирда нурнинг иккига ажралиб синиши кузатилмас экан, холос. Бошка барча йуналишларда нур иккига ажралиб синади. Бу холда кристаллнинг оптик уқи  $O_1O_2$  ва тушувчи нур узаро параллель булмаганлиги учун нур кристаллда иккига ажралади. Снеллиус конунига буйсунувчи оддий нур уз йуналишини узгартирмайди. Гайриоддий нур эса узининг «гайриоддий» хусусиятини намойиш қилиб, нормал йуналишдан огади. Шунини алоҳида қайд қилмок лозимки, бу нурнинг «гайриоддий» лиги кристаллга кириш ва чиқишда ҳамда кристалл ичида намоён булади. Кристаллдан чиккандан сунг бу нур «гайриоддий» лигини йукотиб, худди оддий нур каби ясси кутбланган нур булиб қолади. Аммо бу нурнинг тебраниш текислиги оддий нурнинг тебраниш текислигига перпендикуляр. Текширишларнинг курсатишича, оддий нур  $E$  векторининг тебранишлари кристалл бош текислигига перпендикуляр йуналишда, гайриоддий нурники эса кристалл бош текислигида содир булади.

Энди, *бир уқли анизотроп кристалларда ёругликнинг иккига ажралиб синишининг сабаби нимада?* – деган саволга жавоб беришимиз мумкин. Бу нурларнинг  $E$  векторлари кристаллнинг бош текислигига перпендикуляр йуналишда тебранади. Демак, барча йуналишдаги оддий нурларнинг  $E$  векторлари кристаллнинг оптик уқига перпендикулярдир. Бир уқли анизотроп кристаллнинг оптик уқига перпендикуляр

йуналишларда (4.10-расмдаги ОХ га перпендикуляр йуналишларда)  $\epsilon$  нинг киймати узгармас эди. Бундан оддий нурнинг синдириш курсаткичи

$$n_o = \text{const}, \quad (4)$$

деган хулосага келамиз.

Гайриоддий нурнинг  $E$  вектори кристаллнинг бош текислигида жойлашган

Расмдан куринишича,  $E$  ва кристаллнинг оптик уки орасидаги бурчак гайриоддий нурнинг йуналишига боғлиқ булиб, унинг киймати 0 дан  $\pi/2$  гача узгаради. Бу эса гайриоддий нур учун бир укли анизотроп кристалл (4.10-расмга к.) нинг синдириш курсаткичи

$$n_e \neq \text{const}, \quad (5)$$

деган хулосага олиб келади.  $E$  ва оптик ук орасидаги бурчакнинг  $\pi/2$  га тенг киймати кристаллнинг оптик уки буйлаб йуналган гайриоддий нурга тегишли булиб, бу холда  $n_e = n_o$  булиб қолади. Хақиқатдан, тажрибаларда факатгина оптик ук йуналишида ёруғликнинг иккига ажралиб синиши кузатилмайди. Сарик ёруғликдан ( $\lambda_0 = 0,589$  мкм) фойдаланиб утказилган тажрибаларда исланд шпатининг гайриоддий нур учун синдириш курсаткичи  $n_e$  нинг киймати 1,658 дан (оптик ук йуналишида) 1,486 гача (оптик укка перпендикуляр йуналишда) узгаради.

Шундай қилиб, оддий ва гайриоддий нурларнинг синдириш курсаткичлари бир-биридан фаркланганлиги учун бу нурларнинг кристаллдаги синиш бурчаклари ҳам фаркланади. Натижада оддий ва гайриоддий нурлар бир-биридан ажралиб давом этадилар.

### Поляризаторлар.

Табиий ёруғликдан кутбланган ёруғлик олиш учун шундай шароитлар яратиш керакки, бу шароитларда ёруғлик тулкининг  $E$  вектори муайян аниқ бир йуналиш буйлаб тебранадиган булсин. Бундай шароитларни узида мужассамлаштирган қурилмалар *поляризаторлар* деб аталади.

1) тушаётган ёруғлик нури билан Брюстер бурчаги ҳосил қиладиган тарзда жойлаштирилган диэлектрикнинг ясси сиртидан поляризатор сифатида фойдаланиш мумкин. Шиша пластинка учун Брюстер бурчагининг киймати  $56^\circ$  га тенг. Бундай шароитда қайтган нур тулик кутбланган бўлади. Синган нур эса қисман кутбланган. Агар узаро параллель пластинкалар дастасидан фойдалансак, ёруғлик бу пластинкаларда қуп марта сингандан сунг амалда тулик кутбланган бўлади;

2) анизотроп жисмга тушаётган ёруғлик икки ясси кутбланган нурга ажралади. Бирор усул ёрдамида бу нурлардан бирини йукотсак, жисмдан факат битта кутбланган (оддий ёки гайриоддий) нур чиқади, холос. Масалан, француз олими Николь томонидан таклиф этилган



поляризатор исланд шпатидан тайёрланган иккита (ABD ва BDC) призмадан иборат.

Призманинг оптик уки АВ кирра билан  $48^\circ$  ли бурчак ташкил килади. Бу призмалар канада бальзами билан елимланган. Елим катламининг (расмдаги DB катлам) синдириш курсаткичи ( $n_\delta=1,550$ ) исланд шпатининг оддий нур учун синдириш курсаткичидан ( $n_0=1,65$ ) кичик, гайриоддий нур учун синдириш курсаткичидан ( $n_e=1,515$ ) катта. Шунинг учун табиий ёруглик Николь призмасининг ABD кисмида икки ясси кутбланган нур (о ва е нурлар) га ажралиб, канада бальзамидан иборат DB катламга тушганда, уларнинг тақдири турлича булади: оддий нур оптик зичлиги каттарок мухитдан оптик зичлиги кичикроқ мухитга ( $n_0 > n_\delta$ ) тушганлиги туфайли тула ички қайтиш ходисаси руй беради. Натижада оддий нур призманинг BDC кисмига умуман утмайди ва ташқарига чиқиб кетади. Гайриоддий нур эса канада бальзамининг юпка катламиндан бемалол утади, чунки  $n_0 < n_\delta$ . Шу тариқа Николь призмаси (ёки оддийгина николь) дан факат гайриоддий нур утади, унинг тебранишлари призманинг бош текислигига мос булган текисликда содир булади;

3) анизотроп кристалларнинг ёругликни ютиш хусусияти ҳам узгача, яъни оддий ва гайриоддий нурларнинг ютилиши бир хил булмайди. *Дихроизм* деб аталадиган бу ходиса туфайли баъзи кристалларда ясси кутбланган нурлардан бири бутунлай ютилади. Масалан, турмалин кристаллида оддий нурнинг ютилиш коэффициентлари гайриоддий нурникидан бир неча марта катта. Калинлиги 1 мм булган турмалин пластинкасида оддий нур ютилиб, ундан факат гайриоддий нурлар чиқади. Демак, дихроизм хусусияти кескин намоён буладиган анизотроп кристалларда иккига ажралиб синган нурлардан бири уз-узидан йуқолади. Бу эса улардан поляризатор сифатида фойдаланиш имконини беради;

4) поляризатор сифатида поляроидлардан ҳам фойдаланилади. Поляроид юпка целлулоид пленкасида иборат булиб, унга герапатитнинг ингичка кристаллари киритилган булади. Герапатит дихроизм хусусияти жуда кучли булган жисмдир. Герапатитнинг 0,1 мм калинликдаги пластинкасида оддий нур тамоман ютилади. Поляроид тайёрланаётганда герапатит кристаллчалари бир йуналишда жойлаштирилади. Шунинг учун целлулоид пленка ёругликни иккига ажратиб синдириш, синган нурлардан бирини ютиб, иккинчисини утказиш хусусиятларига эга булади. Хозирги вақтда поляроид пленкалар кенг ленталар шаклида тайёрланмоқда.

Малюс қонуни.

Поляризаторлардан факат кутбланган ёруглик олиш мақсадидагина эмас, балки нурни кутбланган ёки кутбланмаган эканлигини ва кутбланган нурнинг тебраниш текислигини аниқлаш (анализ қилиш) учун ҳам фойдаланилади. Шундай мақсадда ишлатиладиган поляризатор *анализатор* деб аталади.

Поляризатор вазифасини утаётган турмалин пластинкага перпендикуляр равишда табиий нур тушаётган булсин. Поляризатордан утган нур ясси кутбланган, унинг тебранишлари поляризаторнинг оптик укига параллель йуналишда содир булади. Бу ясси кутбланган нур йулига иккинчи турмалин пластинкани жойлаштиралик. У анализатор (А) вазифасини бажаради. Тажрибаларнинг курсатишича, поляризатор ва анализатор оптик укларининг йуналишлари узаро параллель булса, поляризатордан утган ёругликни анализатор тулик утказди, яъни  $I=I_0$ . Иккала пластинка (П ва А) нинг оптик уклари узаро перпендикуляр булса, анализатордан ёруглик тамоман утмайди, яъни  $I=0$ . Оралик вазиятларда эса, яъни пластинкалар оптик уклари орасидаги бурчак  $0<\alpha<\pi/2$  булганда анализатордан утган ёруглик интенсивлиги  $0<I<I_0$  интервалда узгаради. Охирги холни батафсилроқ муҳокама килайлик.

Поляризатордан утган ёруглик тулкин  $E$  векторининг амплитуда кийматини  $E_m$  деб белгилайлик.  $E_m$  векторни икки ташкил этувчига шундай ажратайликки, биринчи ташкил этувчи –  $E_{\text{пар}}$  анализатор оптик укига параллель, иккинчи ташкил этувчи –  $E_{\text{пер}}$  эса унга перпендикуляр булсин. Бу амал битта тулкинни иккита узаро перпендикуляр текисликларда тебранувчи ясси кутбланган тулкинларнинг йигиндиси деб хисоблашга эквивалентдир. Албатта, анализатор оркали  $E$  векторининг амплитуда киймати

$$E_{\text{пар}} = E_m \cos \alpha \quad (6)$$

булган тулкин утади. Ёруглик интенсивлиги амплитуда квадратига пропорционал ( $I \sim E^2$ ) булганлиги учун, (6) га асосланиб,

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (7)$$

муносабатни ёза оламиз. Бу ифода Малюс конунини ифодалайди: *анализатордан утган ёруглик интенсивлиги анализатор ва поляризаторнинг оптик уклари орасидаги бурчак косинусининг квадратига пропорционалдир.*

Шуни кайд килайликки, Малюс узининг конунини ёругликни тулкин эмас, балки корпускула деб тасаввур қилиш асосида чиқарган. Кейинчалик Араго томонидан утказилган аниқ фотометрик улчашлар Малюс конунининг тугрилигини тасдиқлади.

### Мустахкамлаш саволлари

1. Малюс конунини изохлаб беринг.
2. Иккита мухит чегарасидаги кутбланишда қандай конуниятлар бажарилади?
3. Нурнинг иккиланиб синишидаги кутбланишни қандай тушунтириш мумкин?
4. Оддий ва Ёайри оддий нурланинг хусусиятлари қандай?
5. Никаль призмасидан қандай нурлар гта олади?

### Таянч суз ва иборалар

Анизатропик муцит деб — синдириш кўрсаткичининг  $n(x,y,z)$  фазода ўзгаришига айтилади.

Оптик  $n_1$  — оддий ва  $n_2$  айриоддий нурлар бир хил тезликда тарқалгандаги йғналишдир.

Оддий нур учун — синдириш кўрсаткичи индиатриссаси сферадан иборат бўлади.

Айриоддий нурлар учун — синдириш кўрсаткичи индиатриссаси эллипсоиддан иборат бўлади.

## Тест синов саволлари

1) Малюс йонуни айси жавобда тўри ифодаланган?

- k)  $I - I_0 \cos \alpha$
- l)  $I - I_0 \cos^2 \alpha$
- m)  $I - I_0 \cos^2(L\alpha)$
- n)  $I - I_0 \sin^2 \alpha$

2) Ҳавода тарқалаётган ёруғлик нури суюқлик сиртига  $\alpha = 50^\circ$  бурчак остида тушади. Агар йайтган нур тўла йутибланган бўлса, нурнинг синиш бўрчаги анилансин.

- o) 40
- p) 50
- q) 30
- r) 45

## Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.
2. И.Т.Трофимова, Физика курси, М., “Олий мактаб” 1992
3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т., “Укитувчи” 1989
4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Ўзбекистон”, 1994
5. А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

**ИССИКЛИК НУРЛАНИШИ. АБСОЛЮТ КОРА ЖИСМНИНГ  
НУРЛАНИШИ ВА УНИНГ КОНУНИЯТЛАРИ. ПЛАНК  
ГИПОТЕЗАСИ ВА УНИНГ ФОРМУЛАСИ.**

**Маърузанинг маисади:** Абсолют нолдан юiori хароратдаги хар iандай жисмларнинг ички энергиясининг электромагнит нурланишларни вужудга келтириш сабабларини, унинг iонуниятларини, ёруiликнинг квант табиати ёрдамида тушунтиришдан иборат. Бунинг учун iуйидаги мавзуларни куриб чиамиз:

**Абсолют кора жисмнинг нурланиши таисмот функцияси.**

**Кирхгоф iонуни.**

**Планк формуласи.**

**Оптик параметрлар.**

Нурланишлар турли хил булади. Масалан, оксидланаётган фосфорнинг нурланиши, газлардан электр ток утиш жараёнида вужудга келадиган нурланиш, каттик жисмларни электронлар билан бомбардимон килиш натижасида вужудга келадиган нурланиш, киздирилган жисмнинг нурланиши, яъни иссиклик нурланиши ва хоказо. Бу нурланишлар бир-биридан узларининг вужудга келишининг табиати билан ажралиб туради. Лекин хар кандай нурланиш жараёнида хам энергиянинг бирор тури нурланиш энергиясига айланади. Хусусан, *иссиклик нурланишида нурланаётган жисм зарраларининг хаотик иссиклик харакат энергиясининг бир кисми электромагнит тулкин тарзида нурланади.* Бу нурланиш абсолют нолдан фаркли барча температурадаги жисмларда кузатилади ва температурага кучли боглик булади. Шунинг учун, баъзан, иссиклик нурланиш теипературавий нурланиш деб хам аталади.

Иссиклик нурланишга оид конунларни баён килишдан олдин нурланиш ва унинг жисм билан таъсирлашишини характерлаш учун кулланиладиган баъзи катталикларнинг мохияти билан танишайлик.

Хар кандай нурланишнинг асосий характеристикаси сифатида унинг окими кабул килиниши керак. Бирор юз оркали *нурланишининг окими* деганда бирлик вакт ичида шу юз оркали утаётган нурланиш энергияси тушунилади:

$$\Phi = \frac{dW}{dt} \quad (1)$$

бунда  $dW$  берилган юз оркали  $dt$  вакт ичида утган нурланиш энергияси.

Турли нурланишлар бир-биридан спектрларининг узлукли ёхуд узлуксизлиги, спектрларининг кенглиги ва спектрнинг айрим кисмларига мос келувчи нурланиш окими билан фаркланади. Нурланиш спектрининг турли кисмлари турлича хусусиятларга эга булиб, узларини турлича

намоён килади. Масалан,  $\lambda=(0.40\div 0.75)$  мкм интервалдаги нурланиш инсон кузига таъсир килиш хусусияти билан ажралиб туради. Инсон кузининг турли тулкин узунликли ёругликларни сезувчанлик хусусияти турлича, тулкин узунлиги 0,555 мкм булган нурланиш (яшил нур) учун кузнинг сезгирлиги энг катта булади. Агар бу нурларнинг курунувчанлик функцияси  $V(\lambda)$  ни 1 га тенг деб олсак, бошка тулкин узунликли ёруглик нурлари учун  $V(\lambda)$  нинг киймати 1 дан кичик булади.

Тулкин узунликлари 0,40 мкм дан кичик ва 0,75 мкм дан катта булган нурланишларнинг окими эса инсон кузида куриш сезгисини батамом уйготмайди. Лекин айрим интервалдаги тулкин узунликли нурланишлар химиявий реакция, фотоэффект ёхуд газларнинг ионланиши каба жараёнларни вужудга келтириши мумкин. Тулкин узунликлари анча катта булган нурланишлар окимини эса электромагнит тебраниш контурлари ёрадмида кайд килиш мумкин.

Умуман, нурланиш окими кувват бирликларида улчаниши керак. СИ да ватт (Вт) ларда улчанади. Лекин нурланишнинг айрим сохалари учун бошка бирликлар хам мавжуд. Масалан, ёруглик тулкинларининг окими люмен (лм) ларда улчанади. Мантикий жихатдан *ёруглик окимининг* бирлиги асосий бирлик сифатида танлаб олиниши лозим эди. Бирок, тарихий сабабларга кура СИ да *ёруглик кучининг* бирлиги асосий бирлик деб кабул килинган. Ёруглик кучини манба (нурлангич) нурланишининг фазовий бурчак бирлигига тугри келадиган ёруглик окими тарзида аникланади:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (2)$$

бунда  $d\Phi$  – етарлича кичик  $d\Omega$  фазовий бурчак ичида таркалаётган ёруглик окими. СИ да ёруглик кучининг улчов бирлиги кандела (кд). *Бир кандела – 101325 Па босим остида булган платинанинг котии температурасидаги (яъни 2042 К даги) тула нурлангичнинг  $\frac{1}{600000}$  м<sup>2</sup> юзидан перпендикуляр йуналишида нурлантиридаётган ёруглик кучидир.*

Демак, (2) ифодага асосан, *ёруглик кучи 1 кандела (кд) булган нурлангич 1 стерадиан (ср) фазовий бурчакда хосил киладиган ёруглик окими 1 люмен (лм) дир:*

$$I_{\text{лм}} = I \text{ кд} \cdot I \text{ ср} \quad (3)$$

Тажрибалар асосида тулкин узунлиги  $\lambda=0,555$  мкм булган нурланишнинг 1 лм ёруглик окимига 0,0016 Вт энергия окими тугри келиши аникланди. Шунинг учун

$$A = 0,0016 \frac{\text{Вт}}{\text{лм}} \quad (4)$$

катталиқ ёругликнинг механик эквиваленти деб аталган. Яшил нур учун курунувчанлик функцияси  $V(\lambda) = 1$  эди. Шунинг учун  $V(\lambda) \neq 1$  булган нурланишларнинг 1 лм ёруглик окимига  $\frac{A}{V(\lambda)}$  Вт энергия окими мос келади. Нурланиш окими ( $\Phi$ ) бирор ясси параллель пластинка шаклидаги

жисм сиртига тушаётган булсин. Бу оким кисман кайтади ( $\Phi_k$ ), кисман жисмда ютилади ( $\Phi_{ю}$ ), колган кисми эса жисмдан утади ( $\Phi_y$ ), яъни

$$\Phi_k + \Phi_{ю} + \Phi_y = \Phi \quad (5)$$

тенглик бажарилади. Бу тенгликнинг иккала томонини  $\Phi$  га таксимласак ва куйидаги :

$\Phi_k/\Phi = \rho$  жисмнинг нур кайтариш кобилияти;

$\Phi_{ю}/\Phi = a$  жисмнинг нур ютиш кобилияти;

$\Phi_y/\Phi = D$  жисмнинг нур утказиш кобилияти – белгилашларидан фойдалансак, (5) ифода

$$\rho + a + D = 1 \quad (6)$$

курунишга келади. Нисбатан калинрок булган купгина каттик жисмлар учун  $D=0$  деб хисоблаш мумкин. У холда (6) ифода

$$\rho + a = 1 \quad (7)$$

курунишга келади. Бу ифода тулкин узунликлари турлича булган (умумий холда  $0 < \lambda < \infty$ ) нурланишлар учун уринли. Тажрибаларнинг курсатишича,  $\rho$  ва  $a$  нинг кийматлари жисмнинг температурасига ва жисмга тушаётган нурланишнинг  $\lambda$  тулкин узунлигига боғлиқ. Шунинг учун  $T$

температурали жисмнинг  $\lambda$  тулкин узунликли нур кайтариш кобилиятини  $\rho_{\lambda, T}$ , нур ютилиш кобилиятини эса  $a_{\lambda, T}$  билан белгиласак, (7) ифодани куйидаги курунишда ёзишимиз мумкин:

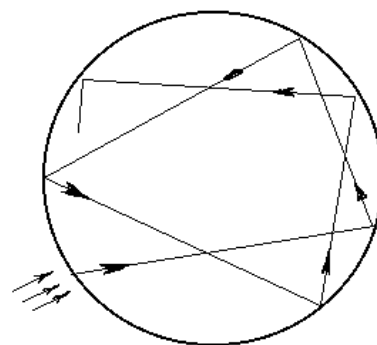
$$\rho_{\lambda, T} + a_{\lambda, T} = 1 \quad (8)$$

Умуман,  $\rho_{\lambda, T}$  ва  $a_{\lambda, T}$  лар 0 дан 1 гача булган интервалда узгариши мумкин. Икки чегаравий холни курайлик:

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

яъни жисмга тушаётган нур тула кайтарилади. Бундай жисм абсолют ок жисм дейилади.  $\rho_{\lambda, T} = 0$  ва  $a_{\lambda, T} = 1$ , яъни жисмга тушаётган нурланиш кайтарилмайди, у бутунлай ютилади. Бундай жисм *абсолют кора жисм* дейилади.

Табиатда абсолют ок жисм хам, абсолют кора жисм хам учрамайди. Хар кандай жисм тушаётган нурланишнинг бир кисмини ютса, колган кисмини кайтаради. Уларнинг бир-биридан фарки шундаки, баъзи жисмлар нурланишнинг купрок кисмини ютса, бошка жисмлар камрок кисмини ютади. Шунинг учун биринчи хил жисмларни иккинчиларига нисбатан корарок дейиш мумкин. Масалан, табиатда мавжуд булган энг кора жисм – коракуя учун курунувчан ёруглик  $\lambda=(0,40 \div 0,75)$  мкм сохасида, нур ютиш кобилияти 0,99 га якин. Лекин у инфракизил нурларни камрок ютади. Одатда, узининг хусусиятлари билан абсолют кора жисмдан кам фаркланадиган моделдан фаркланади. Бундай модель (5.2-расм) жуда кичик тешикка эга булган берк ковак идишдан иборат. Ихтиёрий тулкин узунликли нур тешик оркали ковакка кириб колгач, унинг ички деворларидан куп марта кайтгандан кейингина кайтиб чика олади. Хар бир



кайтиш жараёнида нур энергиясининг бир қисми ютилади, натижада нур энергиясининг жуда кам улушигина ковақдан кайтиб чиқиши мумкин. Шунинг учун бундай моделнинг нур ютиш қобиляти 1 га жуда яқин булади.

Жисмнинг нур қайтариш ва нур ютиш қобилятиларидан ташқари яна бир характеристикаси мавжудки, у  $T$  температурадаги жисмнинг бирлик сиртидан бирлик вақтда нурланаётган электромагнит тулқинларнинг энергиясини ифодалайди. Бу катталиқ  $T$  температурадаги жисмнинг нур чиқариш қобиляти деб аталади ва  $e_T$  орқали белгиланади.  $\rho$  ва  $a$  лар улчамсиз катталиқлар, чунки улар жисмга тушаётган нурланиш оқимининг улуши билан характерланар эди.  $e_T$  эса, юқоридаги таърифга асосан,  $\text{Вт}/\text{м}^2$  ларда улчанади.  $e_T$  жисмнинг тула нур чиқариш, яъни  $0 < \lambda < \infty$  интервалдаги нурларни чиқариш қобилятидир. Бундан ташқари  $T$  температурадаги жисмнинг  $\lambda$  тулқин узунлиқли нур чиқариш қобиляти  $e_{\lambda,T}$  катталиқдан ҳам фойдаланилади. Бу катталиқ  $T$  температурадаги жисмнинг бирлик сиртидан бирлик вақтда нурлантирилаётган электромагнит тулқинлар энергиясини ифодалайди ва  $(\text{Вт}/\text{м}^2) \cdot \text{м} = \text{Вт}/\text{м}^3$  ларда улчанади. Абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилятини бошқа жисмларникидан фарқ қилиш мақсадида  $E_{\lambda,T}$  деб белгиланади.

### Кирхгоф қонуни.

Иссиклик нурланиш бошқа турдаги нурланишлардан узининг бир хусусияти билан кескин фаркланади. Бу хусусиятнинг моҳияти қуйидагидан иборат.  $T$  температурадаги жисм қобик билан уралган бўлсин. Қобик иссиқлиқ утқазмайди ва нурланишни тулиқ қайтарувчи идеал жисмдан тайёрланган, деб фараз қилайлик. Қобик ичидан хавосини суриб олайлик. Жисм чиқарган нурланиш қобикка тушиб, ундан бир ёки бир неча марта қайтгач, яна жисмга тушади. Жисм эса бу нурланишни қисман ёки тулиқ ютади. Қисман ютса, қолган қисмини қайтаради. Шу тарзда жисм ва қобик ичидаги нурланиш орасида энергия алмашинуви давом этиб туради, яъни жисм узининг бирлик юзидан бирлик вақтда нурланиш сифатида қанча энергия чиқарса, нурланишни ютиш жараёнида худди шунча энергияни қабул қилади. Шунинг учун жисмнинг температураси узгармайди. Бу ҳолат *мувозанатли ҳолат* дейилади.

Тажрибаларнинг қурсатишича, нурлангич (нур чиқарувчи жисм) билан нурланишнинг мувозанатда бўлиши факатгина иссиқлик нурланиш содир бўладиган ҳоллардагина қузилади. Шунинг учун баъзан иссиқлик нурланиш мувозанатли нурланиш деб ҳам аталади. Бошқа турдаги барча нурланишлар эса *мувозанатсиз нурланишлар* ҳисобланади. Масалан, фосфорнинг оксидланиш жараёнида химиявий реакция давом этган сари нурланаётган жисм узининг бошлангич ҳолатидан узоклашаверади.

Термодинамик мувозанат қобик ичида бир эмас, балки бир неча жисм жойлашган ҳол учун ҳам уринли булади. Масалан, қобик ичида

иккита бир хил температурадаги, яъни термодинамик мувозанатдаги жисм жойлашган холни мухокама килайлик.

Агар шу жисмлардан бири купрок энергия нурлантириб камрок энергия ютаётган булса, бу жисмнинг температураси пасайиб кетиши лозим. Бунинг эвазига иккинчи жисм температураси ортиши керак. Бинобарин, бирдан-бир натижаси совукрок жисмдан иссиқрок жисмга энергия узатиш булган жараён амалга оширилган булади. Бундай жараённи амалга ошириш мумкин эмас, чунки у термодинамиканинг иккинчи бош конунига зиддир. Демак, термодинамик мувозанат холатидаги жисмлар системасига оид хар бир жисм канча энергия нурлантирса, шунча нурланиш энергиясини ютади. Агар юкорида баён этилган мисолда жисмлар турлича энергия ютса, улар нурлантираётган энергия хам турлича булади. Жисмлардан биринчиси оддий жисм (яъни абсолют кора эмас), иккинчиси эса абсолют кора жисм булсин. У холда биринчи жисмнинг тула нур чикариш ва ютиш кобилиятларини мос равишда  $e_T$  ва  $a_T$  деб белгилаймиз. Иккинчи жисмнинг нур чикариш кобилияти  $E_T$ , нур ютиш кобилияти эса 1 га тенг.

Бу иккала жисм орасида нурланиш воситасида энергия алмашинувини микдоран мухокама килайлик. Бу жисмлар хар бирининг бирлик юзидан бирлик вақтда мос равишда  $e_T$  ва  $E_T$  энергиялар нурланади. Биринчи жисм иккинчи жисм нурлантирган энергиянинг  $a_T$  кисмини, яъни  $a_T E_T$  энергияни ютади. Демак, биринчи жисм учун энергиялар баланси

$$e_T = a_T E_T \quad (9)$$

муносабат билан ифодаланади.

Иккинчи жисм эса биринчи жисм нурлантирган энергиянинг барча кисмини, яъни  $e_T$  энергияни ютади. Бундан ташкари, иккинчи жисм нурлантирган энергиянинг биринчи жисм кайтарган кисми, яъни  $(1 - a_T)E_T$  га тенг нурланиш энергияси хам иккинчи жисм учун энергия балансининг ифодасини

$$E_T = e_T + (1 - a_T)E_T \quad (10)$$

курунишда ёзиш мумкин.

(9) ва (10) ифодаларнинг иккаласидан хам куйидаги муносабатни келтириб чикарса булади:

$$\frac{e_T}{a_T} = \frac{E_T}{1} = E_T \quad (11)$$

Бу ифода Кирхгофнинг интеграл конунидир: *хар кандай жисмнинг муайян температурадаги тула нур чикариш ва тула нур ютиш кобилиятларининг нисбати узгармас катталиқ булиб, у айни температурадаги абсолют кора жисмнинг тула нур чикариш кобилиятига тенг.*

Агар иккала жисм оралигига факатгина  $\lambda$  дан  $\lambda + d\lambda$  гача интервалдаги тулкин узунликли нурланишларни утказадиган, бошка нурланишларни эса тамоман кайтарадиган филтр жойлаштирсак, юкоридагига ухшаш мулохазалар асосида Кирхгофнинг дифференциал конуни



$$\frac{e_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = E_{\lambda,T} \quad (12)$$

ифода билан аникланишини исботлаш мумкин. Кирхгоф конуни куйидагича таърифланади: *ихтиёрий жисмнинг нур чикариши ва нур ютиши кобилиятларининг нисбати бу жисмнинг табиатига боғлиқ булмай, барча жисмлар учун тулкин узунлик ва температуранинг универсал функциясидир ва у абсолют кора жисмнинг нур чикариши кобилияти  $E_{\lambda,T}$  га тенгдир*. Кирхгоф конунидан куйидаги муҳим натижалар келиб чиқади:

1. (11) ва (12) ифодалардан

$$\begin{aligned} e_T &= a_T E_T \\ e_{\lambda,T} &= a_{\lambda,T} E_{\lambda,T} \end{aligned} \quad (13)$$

муносабатлар ҳосил булади. Демак, ихтиёрий жисмнинг муайян температурадаги нур чикариш кобилияти шу жисмнинг нур ютиш кобилияти билан абсолют кора жисм нур чикариш кобилиятининг купайтмасига тенг.

2. Оддий жисм (яъни абсолют кора булмаган жисм) нинг нур ютиш кобилияти 1 дан кичик. Шунинг учун (5.13) ни куйидаги қуринишда ёзиш мумкин:

$$\begin{aligned} e_T &< E_T \\ e_{\lambda,T} &< E_{\lambda,T} \end{aligned} \quad (14)$$

Демак, ихтиёрий жисмнинг нур чикариш кобилияти худди шу температурадаги абсолют кора жисмнинг нур чикариш кобилиятидан кичик.

3. Агар бирор  $\lambda$  учун жисмнинг нур ютиш кобилияти  $a_{\lambda,T}=0$  булса, (13) га асосан,  $e_{\lambda,T} = a_{\lambda,T} E_{\lambda,T}=0$  булади. Демак, жисм бирор тудкин узунликли нурланишни ютмаса, у холда бу жисм худди шу нурланишни бутунлай нурлантормайди.

Абсолют кора жисмнинг нурланиши ва унинг конуниятлари.

Иссиқлик нурланиш назариясининг асосий қонунлари билан танишайлик.

Биринчи қонун *Стефан-Больцман қонуни* (баъзан “тўртинчи даража” қонуни) деб ном олган. Бу қонунга кўра асосан, *абсолют қора жисмнинг тўла нур чикариши қобилияти температуранинг тўртинчи даражасига пропорционал равишда ортади*:

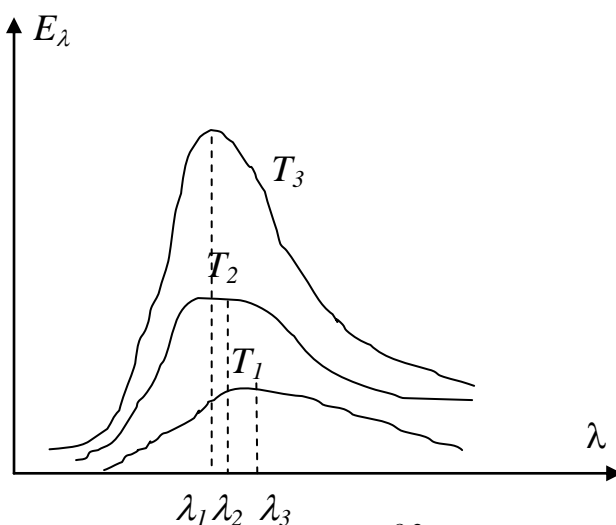
$$E = \sigma T^4 \quad (15)$$

бунда  $\sigma$  - Стефан-Больцман доимийси бўлиб, унинг тажрибалар асосида аниқлаган қиймати куйидагига тенг:  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$ .

Абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг тўлқин узунликка боғлиқлиги, яъни спектрал характеристикаси турли температуралар ( $T_1 < T_2 < T_3$ ) учун 8.2-расмда тасвирланган. тажрибалар аниқланган бу эгри чизиклар асосида қуйидаги хулосалар келиб чиқади:

1. Абсолют қора жисмнинг нурланиш спектри узлуксиздир.

2. Ҳар бир температурага оид бўлган нурланишнинг энергетик



таксимотини ифодаловчи эгри чизикда аниқ максимум мавжуд бўлиб, у температура ошган сари қисқа тўлқин узунликлар соҳасига силжийди.

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

$$\lambda_m T = b \quad (16)$$

бунда  $b$  – Вин доимийси, тажрибалар асосида  $b = 2,898 \cdot 10^3$  м·К эканлиги аниқланган. (16) дан кўринишича абсолют қора жисмнинг температураси  $T$  қанча юқори бўлса,  $\lambda_m$  шунча кичикроқ қийматга эга бўлади. Бошқача айтганда, температура ошган сари абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг максимуми қисқа тўлқин узунликлар соҳасига силжийди.

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

1. Термодинамик мулоҳазалар асосида Вин

$$E_{\lambda,T} = \frac{\alpha}{\lambda^5} e^{-\frac{\beta}{\lambda T}} \quad (17)$$

формулани таклиф этади. Бунда  $\alpha$  ва  $\beta$  - тажрибалардан фойдаланиб танланадиган доимийлар.

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

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi c k T}{\lambda^4} \quad (18)$$

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 (8.2-расм) катта тўлқин узунликлар соҳасида тажриба қийматларига мос келади.

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

$$\varepsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda} \quad (19)$$

га тенг. Бунда  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  нурланишнинг частотаси,  $h$  – Планк доимийси номи билан машҳур булган универсал константа. Ҳозирги вақтда *квант* сузи факат нурланишдагина эмас, балки бошқа физик катталиклар билан ҳам кушиб ишлатилади. Масалан, электр заряднинг кванти дегнада заряд микдорининг энг кичик улуши, яъни электроннинг заряд микдори тушунилади. Шунинг учун нурланиш квантини баъзан *фотон* деб алоҳида ном билан ҳам аталади.

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

Планк юқорида баён этилган узининг гипотезасига асосланиб ва статистик физика қонунларидан фойдаланиб

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (20)$$

ифодани ҳосил қилди. Бу ифода *Планк формуласи* деб аталади. Планк формуласи асосида ҳисобланган  $E_{\lambda,T}$  нинг қийматлари тажриба қийматлари билан тулқин узунликларнинг барча соҳаларида мос келади.

Планк формуласидан фойдаланиб абсолют қора жисм нурланишининг эмпирик равишда аниқланган барча қонунларини ҳосил қилиш мумкин.

1. Стефан – Больцман қонунини ҳосил қилиш учун (20) ни тулқин узунликларининг 0 дан  $\infty$  гача интервалида интеграллаймиз:

$$E_T = \int_0^{\infty} E_{\lambda,T} d\lambda = 2\pi hc^2 \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^5 (e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1)} \quad (21)$$

Хисоблашларни давом эттириш учун янги узгарувчи

$$x = \frac{\lambda kT}{hc} \quad (22-a)$$

ни киритайлик. У холда (5.22) даги  $\lambda$  ва  $d\lambda$  лар урнига мос равишда

$$\lambda = \frac{hc}{kT} x \quad (22-б)$$

$$d\lambda = \frac{hc}{kT} dx \quad (22-в)$$

ларни куйиш керак. Натижада

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

ифодани хосил киламиз. Бунга интеграл  $\pi^4/15$  га тенг. Шунинг учун

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

Бу ифода

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 \quad (23)$$

белгилаш критдик.  $h$ ,  $c$ ,  $k$  ларнинг кийматларидан фойдаланиб хисобланган Стефан – Больцман доимийси  $\sigma$  нинг киймати тажрибаларда топилган киймат билан мос келди. (23) дан фойдаланиб,  $\sigma$  нинг тажриба кийматига асосланиб, Планк  $h$  нинг кийматини аниклаган. Хозирга маълумотларга асосан  $h=6,626 \cdot 10^{-34}$  Ж·с.

2. Планк формуласидан Виннинг силжиш конунини хосил қилиш учун абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг максимумига мос келувчи  $\lambda_m$  тулқин узунликни топиш лозим. Бошқача қилиб айтганда

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

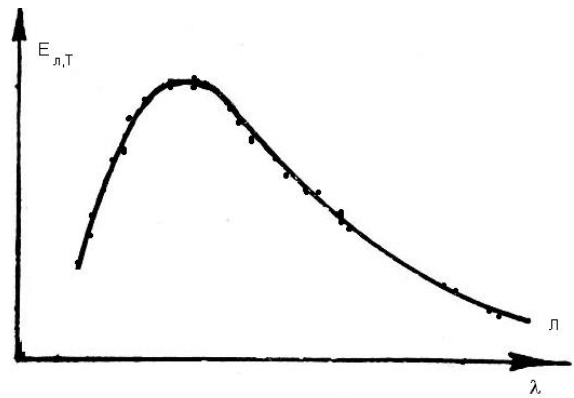
шартни қаноатлантирувчи тулқин узунликнинг кийматини топиш лозим. Бунинг учун (18) белгилашлардан фойдаланган холда (16) дан хосила оламиз. Хосилани нолга тенглаштириб вужудга келтирилган тенгламани ечсак, унинг ечими

$$\lambda_m = \frac{hc}{4.97kT}$$

қурилишда булар экан. Бу ифодани

$$\lambda_m T = \frac{hc}{4.97k} \quad (24)$$

шаклда ёзиб, унинг унги томонидаги хадни ҳисобласак, Вин доимийси  $b$  нинг кийматини топган буламиз.  $b$  нинг ҳисобланган бу киймати тажрибаларда топилган кийматга жуда мос келди. (8.3.-расм)



8.3.- расм

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.

### Мустақамлаш саволлари:

1. Иссиклик нурланишининг хусусиятлари қандай изоҳланади?
2. Абсолют қора жисм деганда қандай жисмни тушунамиз?
3. Кирхгоф қонунини изоҳланг.
4. Стефан-Больцман қонунининг математик ифодасини ёзиб, изоҳлаб беринг.
5. Вин қонунларини тушунтиринг.
6. Рэлей-Жинс қонуни қачон уринли бўлади?
7. Планк формуласи абсолют қора жисм нурланишида тажрибаларга тула мос келишини тушунтиринг.

### Таянч суз ва иборалар

Иссиклик нурланиши деб, ҳар қандай  $0^\circ\text{K}$  дан юқори ҳароратдаги ҳар қандай жисмнинг нурланишига айтилади.

Абсолют қора жисм узига тушаётган барча тулқин узунликдаги ёруғликни ютадиган жисмдир. Жисм қанча ёруғликни ютса, шунча ёруғликни нурлантиради.

## Синов тест саволлари

- 1) Яндай нурланишга иссилик нурланиш дейилади?
- a) Хона хароратидан юiori хароратдаги жисмнинг нурланишига айтилади
  - b) Абсолют нолдан юiori хароратдаги жисмнинг ички энергиясининг электромагнит нурланишига айтилади.
  - c) Жисмни фаiат ташiiаридан издирилганда хосил бiлган электромагнит нурланишга айтилади.
  - d) Жисмнинг атом ва малекулаларининг кинетик энергиси хисобига нурланишига айтилади.
- 2) Абсолют iора жисм деб нимага айтилади?
- a) Ютиш iиймати бирдан кичик ва хамма частоталар учун ( $A_{\nu_1 T} = A_T = \text{const} < 1$ ) бир хил бiлган жисмга айтилади.
  - b) Ютиш iобилияти бирдан кичик ва мамма чатоталар учун ( $A_{\nu_1 T} = A_T \neq \text{const} < 1$ ) турлича бiлган жисмга айтилади.
  - c) Ютуш iобилияти мамма частоталар оралиiида ва мар iандай мароратда бирга тенг бiлган ( $A_{\nu_1 T} = 1$ ) бiлган жисмга айтилади.
  - d) Ютиш iобилияти бирдан катта ва мамма частоталар оралиiида ( $A_{\nu_1 T} = A_T > 1 = \text{const}$ ) доимий бiлган жисмга айтилади.
- 3) Абсолют iора жисмнинг марорати 400 дан 1200 К гача гзгарганда унинг нур ютиш iобилияти iанчага ортади?
- a) 3 марта
  - b) 9 марта
  - c) 27 марта
  - d) 81 марта
- 4) Нурланиш энергиясининг энг катта iиймати  $\lambda = 0,47$  мк тiлиин узунлигига тiри келадиган ёруiлик манбаининг марорати аниiлансин. ( $b = 2,9 \cdot 10^{-3}$  мк)
- a) 6000 К
  - b) 3000 К
  - c) 5000 К
  - d) 2000 К
- 5) абсолют iора жисм нурланишининг спектрал зичлиги ифодаларидан Планк формуласини кiрсатинг.
- a)  $E_{\nu_1 T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \times \frac{h\nu}{kT}$
  - b)  $E_{\nu_1 T} = \frac{2\pi\nu^2}{c} \times \frac{kT}{h\nu}$
  - c)  $E_{\nu_1 T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \times \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT} - 1}}$

$$d) E_{\nu_1 T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \times \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

### Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий физика курси, т.2, М., “Олий мактаб” 1989.
2. И.Т.Трофимова, Физика курси, М., “Олий мактаб” 1992
3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.3, Т.,”Укитувчи” 1989
4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Узбекистон”, 1994
5. А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

## ЁРУҒЛИКНИНГ КВАНТ ХУСУСИЯТЛАРИ. ФОТОЭФФЕКТ ҲОДИСАСИ.

Маърузанинг мақсади: Ёруғликнинг квант табиатини тасдиқловчи фотоэффект ҳодисаси ва унинг қонунларини ўрганишдан иборат. Бунинг учун қуйидаги мавзуларни батафсил кўриб чиқамиз.

Ёруғликнинг квант хусусиятлари.

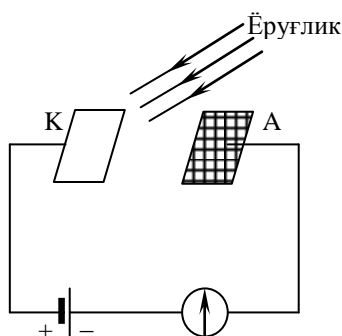
Фотоэффектнинг назарияси

### Фотоэффект ва унинг қонунлари.

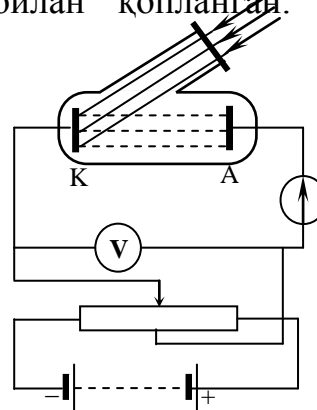
Фотоэффект–ёруғлик таъсирида жисмдан электроннинг ажралиб чиқишидир. Бу ҳодисани биринчи марта 1887 йилда Г.Герц кузатган. Фотоэффект бўйича мқдорий текширишларни рус физиги А.Г.Столетов бажарди. (1888-1889 йиллар). Столетов тажрибасининг схемаси 6.1.расмда тасвирланган. Икки металл электроддан бири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

1898т йилда Ленард ва Томсон катоддан ажралиб чиқаётган зарраларнинг магнит майдонда оғишига асосланиб, уларнинг солиштирма заядини аниқладилар. Бу эса катоддан ажралаётган электронлардир деган хулосага келди.

Фотоэффект ҳодисаси пластинка (катод)нинг фақат кимёвий таркибигагина эмас, балки пластинка сиртининг 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.



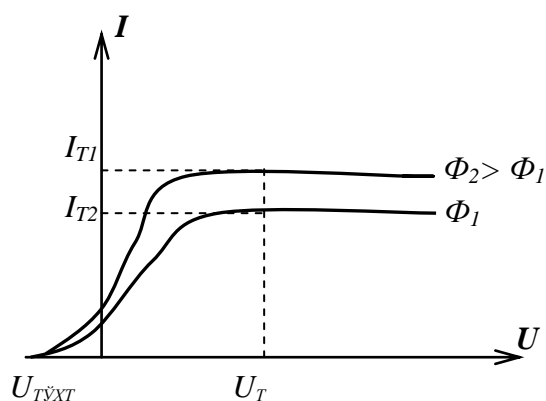
9.1- расм



9.2-расм



Монохроматик нурлар дастаси шиша ишдишдаги деразадан ўтиб катод сиртига тушади. Схемадаги потенциометр электродлар орасидаги кучланишлар қийматларини ҳамда ишорасини ўзгартиришга имконият беради. Кучланиш вольтметрда, фоток эса гальванометр ёрдамида ўлчанади. 9.3-расмда ёруғлик оқими  $\Phi_1$  ва  $\Phi_2$  бўлган ҳоллар учун фотокнинг анод ва катод орасидаги кучланишнинг боғлиқлигини ифодаловчи эри чизиқлар, яъни вольт-ампер характеристикалар тасвирланган. Расмда кўринишича электр майдон тезлатувчи характерга ( $K$  да  $-$ ,  $A$  да  $+$ ) эга бўлаганда фотокнинг қиймати кучланишга монанд равишда ортиб боради. Кучланишнинг бирор қийматдан бошлаб фоток ўзгармай қолади, яъни тўйинади. Бошқача айтганда фотоэлектронларнинг барчаси анодга етиб боради. Фотокнинг бу қийматини тўйиниш токи деб аталади. Лекин фотокатодга тушаётган фотокнинг оқими ўзгартирилса, тўйиниш токининг қиймати ҳам ўзгаради. Масалан 9.3-расмда тасвирланган графикларда  $I_{T1}$   $I_{T2}$ , чунки  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$ . Бу тажрибалар фотоэффектнинг биринчи қонунини келтириб чиқаради: муайян фотокатодга тушаётган ёруғликнинг спектрал таркиби ўзгармас бўлса, фотокнинг тўйиниш қиймати ёруғлик оқимига тўғри пропорционалдир.



9.3-расм

Анод ва катод орасидаг кучланиш нолга тенг бўлган ҳолда ҳам фоток маавжуд бўлади. Ҳаттоки  $U=0$  бўлган (яъни  $K$  да  $+$ ,  $A$  да  $-$ ) ҳолларда ҳам фоток кузатилади. Бундай ҳолларда  $K$  дан  $A$  га томон ҳаракатланаётган фотоэлектронлар майдон кучларига қарши ишбajaraди. Бу иш фотоэлектронларнинг кинетик энергияси эвазига бажарилади. Агар электр майдон етарлича кучли бўлса, фотоэлектронлар анодга етиб бормасдан ўз энергияларини сарфлаб қўядилар. Натижада занжирдаги фоток тўхтаб қолади. Бу ҳолга мос келувчи тормозловчи кучланишнинг қиймати  $U_{T\text{ўхт}}$  ни тўхтатувчи кучланиш (баъзан тўхтатувчи потенциал) деб аталади. Тажрибаларнинг кўрсатишича тормозловчи майдон кучайтирилган сари (6.3.-расмдаги графикни  $U=0$  қисмига қаранг) фоток оҳиста камайиб боради ва ва  $U=U_{T\text{ўхт}}$  да  $I=0$  бўлиб қолади. Демак фотокатоддан ажралиб чиқаётган фотоэлектронларнинг тезликлари

турлича.  $U=U_{\text{тўхт}}$  бўлганда ҳатто энг катта тезликка эга бўлган фотоэлектронларнинг кинтеик энергияси ҳам тормозловчи майдон қаршилигини енга олмайди. Бу чегаравий холдан фойдаланиб қуйидаги муносабатни ёза оламиз:

$$eU_T = \frac{1}{2} m_e v_{\text{max}}^2 \quad (1)$$

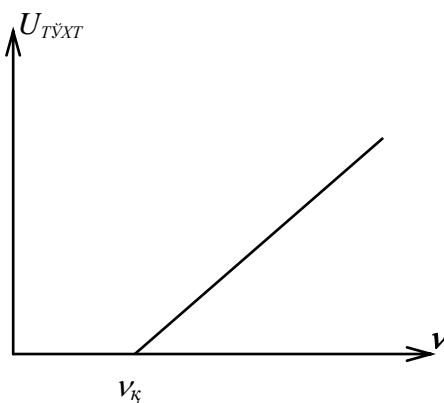
бунда  $e$  – ва  $m$  мос равишда электроннинг заряди ва массаси.  $v_{\text{max}}$  – фотоэлектрон тезлигининг максимал қиймати.

(6.1) ифодадан  $U_T$  нинг тажрибада олинган қийматларига мос келувчи  $v_{\text{max}}$  ларни топиш мумкин. Тўлқин узунликлари турлича бўлган монохроматик ёруғликлар билан ўтказилган тажриба натижаларини муҳокама қилиш туфайли фотоэффектнинг иккинчи қонуни деб аталадиган қуйидаги хулосага келинган: муайян фотокатоддан ажралиб чиқаётган фотоэлектронлар бошланғич тезликларининг максимал қиймати ёруғлик интенсивлигига боғлиқ эмас. Ёруғликнинг тўлқин узунлиги ўзгарса, фотоэлектронларнинг ҳам максимал тезликлари ўзгаради.

Муайян фотокатодга тушаётган ёруғлик тулқин узунлиги ва фотоэлектронларнинг максимал тезликлари орасидаг боғланишни ифодаловчи графикни чизиш қулайроқ. Тажрибада аниқланган шундай график 9.4 расмда тасвирланган. Расмда кўринишича  $U_{\text{тўхт}}$  нинг қиймати (яъни фотоэлектронларнинг максимал қиймати) ва ёруғлик частотаси орасида чизиқли боғланиш мавжуд. Шуниси эътиборга лойиқки, частотанинг бирор қийматида фотоэлектронларнинг қиймати нолга тенг бўлади. Частотанинг бу қиймати чегар ҳисобланади. Паст частотали ёруғлик фотоэффект ҳодисасини вужудга келтирмайди. Фотоэффект кузатилши учун  $\nu > \nu_k$  частотали ёруғлик таъсир эттириш лозим. Чегаравий частотага мос бўлган:

$$\lambda_e = \frac{c}{\nu_e} \quad (2)$$

тўлқин узунликни фотоэффектнинг “қизил чегарси” деб аташ одат бўлган. Фотоэффектнинг учинчи қонуни ана шу қизил чегара ҳақидаги хулосадир: ҳар бир фотокатод учун бирор “қизил чегара” мавжуд бўлиб ундан каттароқ тўлқин узунликли ёруғлик таъсирида фотоэффект вужудга келмайди.



9.4-расм

$\lambda_k$  нинг кийматин ёруғлик интенсивлигига мутлақо боғлиқ эмас, у фақат фотокатод материалнинг кмиёвий табиатига ва сиртнингн ҳолатига боғлиқ.

Ниҳоят тажрибаларда намоён бўладиган яна бир факт мавжуд: ёруғликнинг фотокатодга тушиши билан фотоэлектронларнинг ҳосил бўлиши орасида сезиларли вақт ўтмайди. Бу фотоэффектнинг тўртинчи қонунидир. Баён этилган бу тўрт қонун фотоэффектнинг хусусятларини тўлиқ тавсифлайди. Лекин шуни алоҳида қайд қилиш лозимки, 9.2-расмда тасвирланган занжир бўйлаб электр токининг вужуддан келишига ёруғлик оқими сабабчи бўлмоқда. Иккинчи томондан, занжирда электр токи мавжуд бўлиши учун ташқи электр юритувчи куч таъсир қилиши лозим албатта. Демак кўрилатган ҳолда ёруғлик электр юритувчи куч вазифасини бажаради. Уни фотоэлектр юритувчи куч дейилади.

Электр юритувчи кучларни ҳосил қилувчи гальваник элемент ёки термоэлементга қиёс қилиб ёруғлик таъсирида электр юритувчи кучни вужудга келтирадиган қурилмани фотоэлемент деб аталади. Фотоэлементлар техниканинг турли соғаларида кенг қўланилади.

### **Фотоэффектнинг назарияси**

Фотоэффектнинг фақат биринчи қонунини тўлқин назарияси асосида тушунтириш мумкин. Лекин тўлқин назарияси иккинчи ва учинчи қонунларини тушунтиришда ожизлик қилади.

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

Иккинчидан, тўлқин назарияга асосан, электрон металдан ажралдиб чиқши учун керакли энергияни ҳар қандай ёруғликдан олиши мумкин, яъни ёруғлик тўлқин узунлигининг аҳамияти йўқ. Фақат ёруғлик интенсивлиги етарлича катта бўлиши лозим. Ваҳоланки, тўлқин узунлиги “қизил чегара”дан катта бўлган ёруғликнинг интенсивлиги ҳар қанча катта бўлса ҳам фотоэффект ҳодисаси рўй бермайди. Аксинча тўлқин узунлиги “қизил чегара”дан кичик бўлган ёруғлик (масалан ультрабинафша нурлар) интенсивлиги ниҳоятда заиф бўлса ҳам фотоэффект кузатилади. Бундан ташқари ниҳоятда заиф интенсивликдаги ёруғлик тушаётган тақдирда, тўлқин назариясига асосан ёруғлик тўлқинлари ташиб келган энергия эвазига металдаги электрон маълум миқдордаги энергияни жамғариб олиши керак. Бу энергия электроннинг металдан чиқиши (яъни чиқиш иши  $A_c$ ) учун етарли бўлган ҳолда фотоэффект содир бўлиши керак. Ҳисобларнинг кўрсатишича интенсивлиги жуда кам бўлган ёруғликдан  $A_c$  га етарли энергияни электрон жамғариб олиши учун соатлаб, баъзан ҳаттоки суткалаб вақт ўтиши лозим экан. Тажрибаларда эса металга

ёруғликнинг тушиши ва фотоэлектроннинг вужудга келиши орасида  $10^{-6}$  с лар чамаси вақт ўтади, холос.

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

$$h\nu = A_0 + \frac{m_e v^2}{2} \quad (3)$$

тенглама бажарилади. Максимал кинетик энергия дейишимиз сабаби шундаки, электрон ўз йўлидаги қаршиликларни енгиш (масалан атомлар билан тўқнашиш)да энергиянинг бир қисмини йўқотиши мумкин. (3) ифода ташқи фотоэффект учун Эйнштейн тенгламаси деб аталади. “Ташқи фотоэффект” иборасининг ишлатилишига сабаб, юқорида баён этилган ҳолларда фотоэлектронлар моддадан ташқарига ажралиб чиқади. Баъзи моддалар эса, масалан, яримўтказгичларда, фотонлар таъсирида валент зонадаги электрон бўш зонадаги энергетик сатҳларга кўчади. Бу жараён туфайли электрон модда ташқарисига чиқмасдан унинг ичида қолади. Шунинг учун фотоэффектнинг бу турини ички фотоэффект деб аталади.

Эйнштейн тенгламаси фотоэффектнинг барча қонунларини тушинтира олади. Хусусан фотоэффект амалга ошиши учун лозим бўладиганг фотон энергиясининг энг кичик қиймати (3) га асосан электроннинг металдан чиқиш иши қийматига тенг, яъни

$$h\nu = A_0 \quad (4)$$

Бу тенглик фотоэффектнинг “қизил чегараси”ни аниқлайди. (4) га асосан “қизил чегара” тушаётган ёруғлик интенсивлигига мутлақо боғлиқ эмас, чунки ёруғлик интенсивлиги ундаги фотонлар сонини характерлайди, холос. Эйнштейн тенгаламасининг замирида электрон фақат битта фотонни ютади деган тасаввур ётади. Лекин интенсивлиги жуда катта бўлган ёруғликлар учун фотоэффект қонунлари ўз кучини йўқотади. Ҳақиқатан, агар интенсивлиги жуда катта бўлган ёруғлик билан тажриба ўтказилаётган бўлса, металдаги электронга бир вақтнинг ўзида иккита фотон тушиши мумкин. Бу ҳолда электрон ютган энергия иккала фотон энергияларининг йиғиндисига тенг. бунда содир бўладиган фотоэффектни кўп фотонли фотоэффект деб аталади. Табиийки, кўп фотонли фотоэффектнинг “қизил чегараси” кичик частоталар (катта тўлқин узунликлар) соҳасига силжийди.

Фотоэффектнинг квант назариясининг муваффақияти ёруғликнинг квант табиатини намойиш қилувчи далиллардан биридир. Кейинчалик ёруғликнинг квант табиати бир қатор тажрибаларда тасдиқланади.

### Мустаҳкамлаш саволлари

1. Фотоэффект деб қандай ҳодисага айтилади?
2. Фотоэффект қонунларини айтиб беринг.
3. Ташқи фотоэффект учун Эйнштейн тенгламаси нимани ифодалайди?
4. Фотоэффектнинг “қизил чегараси” деганда нима тушунилади?

### Таянч сўзлари

Фотоэффект – бу ёруғлик таъсирида модданинг сиртидан электронларнинг ажралиб чиқиш ҳодисасига айтилади.

Фотоэлектронлар – ёруғлик таъсирида металл сиртидан ажралиб чиққан электронлардир.

### Синон тест саволлари

- 1) Ёруғлик квантлари – фотонлар мавжудлигини қайси тажрибалар тасдиқлайди.
  - a) Резерфорд тажрибаси
  - b) Боте тажрибаси
  - c) Франк-Герц тажрибаси
  - d) Штенр – Герлах тажрибаси
- 2) Фотоэффектнинг “қизил чегараси” вольфрам учун 590 нм бўлса чиқиш иши аниқлансин.
  - a)  $3,36 \cdot 10^{-19}$  Ж
  - b)  $2,1 \cdot 10^{-19}$  Ж
  - c)  $6,7 \cdot 10^{-19}$  Ж

d)  $5,8 \cdot 10^{-19}$  Ж

3) Ташқи фотозефekt учун Эйнштейн формуласини кўрсатинг.

a)  $N \cdot h\nu = A_{\text{т}} + \frac{m_e v^2}{2}$

b)  $h\nu = A_{\text{т}} + \frac{m_e v^2}{2}$

c)  $h\nu + e\varphi = A_{\text{т}} + \frac{m_e v^2}{2}$

d)  $\frac{h\nu}{c} = A_{\text{т}} + \frac{m_e v^2}{2}$

4) Рух пластинкасига тўлқин узунлиги  $\lambda =$  бўлган монохроматик ёруғлик тўшаётган бўлса фотозлектронларнинг максимал тезлиги аниқлансин ( $x \cdot 10^6$  м/с)

a)  $x = 0.76$

b)  $x = 0.42$

c)  $x = 1.24$

d)  $x = 9.25$

### Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.
2. И.Т.Трофимова, Физика курси, М., “Олий мактаб” 1992
3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т., “Укитувчи” 1989
4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Ўзбекистон”, 1994
5. А.А.Детлаф, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

## МАЪРУЗА -10

### ФОТОНЛАРНИНГ ТАБИАТИ. УЛАРНИНГ МАССАСИ, ИМПУЛЬСИ ВА ЭНЕРГИЯСИ. ЁРУҒЛИКНИНГ БОСИМИ. КОМПТОН ЭФФЕКТИ.

**Маърузанинг мақсади:** Фотонларнинг табиати, массаси, импульси ва энергияси ҳамда Комптон эффектлари оптик ҳодисалари қонунларини ўрганишдан иборат. Бунинг учун қуйидаги мавзуларни батафсил кўриб чиқамиз:

Фотон ва унинг характерсикалари.

Ёруғликнинг босими.

Комптон эффекти.

### ФОТОН ВА УНИНГ ХАРАКТЕРИСТИКАЛАРИ

Иссиқлик нурланиш, фотоэффект ҳодисаларини ёруғликёруғликнинг “элементар зарраси” – фотон тўғрисидаги тасавур асосида тушунтирилади. Мазкур ҳодисалар устида мулоҳаза юритилганда ёруғлик энергия (яъни электромагнит энергия) ана шу фотонларда мужассамлашган деган фикр асос қилиб олинади. Фотон энергияси ва частотаси орасидаги боғланиш  $E=h\nu$  муносабат биалн аниқланади. Энергия ва массанинг эквивалентлик қонунидан фойдалансак, фотоннинг массаси

$$m_0 = \frac{\varepsilon}{\tilde{n}^2} = \frac{h\nu}{c^2} \quad (1)$$

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

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

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

(6.6) ни

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

кўринишда ёзиб олайлик. Ёруғлик учун  $v=c \cdot m_\phi$  нинг қиймати эса чекли катталиқ [(1)га асосан]. Шунинг учун (2a) нинг қиймати эса чекли катталиқ (2) га асосан. Шунинг учун (2a) ифода асосида ёруғлик фотонинг тинчликдаги массаси  $m_0$  нинг қиймати нолга тенг бўлиши керак, деган

хулосага келинади. Бошқача айтганда ёруғлик фотони “тўхтаб қолса” унинг барча хусусиятлари ҳам йўқолади: массаси ҳам, энергияси ҳам нолга тенг бўлади. Умуман фотоннинг “тўхташи” деганда уни бирор жисм томонидан ютилиши тушунилади. Тўхташ жараёнида фотоннинг энергияси (ва унга эквивалент бўлган массаси) ютувчи жисмга ўтади. Натижада ютувчи жисмнинг энергияси (массаси) мос равишда ортади.

Демак, ёруғлик фотоннинг бошқа заралар (масалан, электрон, атом, молекула ва ҳакоза) дан фарқланувчи махсус хусусияти шундаки, фотон тинчликдаги массасига эга бўлмайди. Фотон фақат ҳаракатланиш жараёнидагина мавжуд бўлиб унинг тезлиги ёруғлик тезлигига тенг.

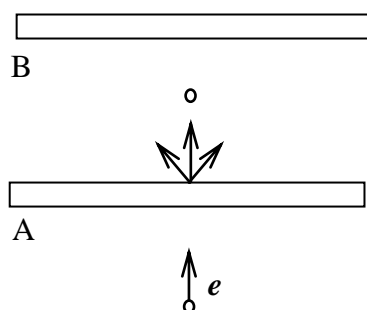
Ҳар қандай ҳаракатланувчи зарра каби фотон ҳам импульсга эга бўлади:

$$p_{\phi} = m_{\phi} c = \frac{h\nu}{c^2} c = \frac{h\nu}{c} \quad (3)$$

Шундай қилиб, барча заралар каби фотон ҳам

энергия  $E=h\nu$ , масса  $m_{\phi} = \frac{h\nu}{c^2}$ , импульс  $p_{\phi} = \frac{h\nu}{c}$  билан характерланади.

Фотонлар мавжудлиги бир қатор тажрибаларда тасдиқланди. А.Ф.Иоффе ва Н.И. Добронравов амалга оширган тажрибада (1922 йил) зарядланган висмут зараси (В) ясси конденсатор қопламалри орасида “муаллақ” вазиятда туради (10.1-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. Ниҳоятда кичик интенсивликдаги электронлар оқими А анодга келиб урилгач, унда тормозланади. Натижада А дан бир секундда 1000 га яқин рентген импульслари чиқарилади. Бу рентген нурлари таъсирида зарра 30 минутлар чамасида бир марта “титраб” мувозанатдан чиққан. Ҳисобларнинг кўрсатишича, шундай вақт ичида зарра йўналишида битта рентген кванти нурланар экан. Бу квант зарра билан тўқнашганда фотоэффект ходисаси рўй беради.



10.1-расм

Натижада заряди ўзгарган (ажралиб чиққан электрон ҳисобига) зарра мувозанат вазиятидан чиқади. Тажрибани ана шундай тушунтириш мумкин ва у рентген нурларининг жисм билан таъсирлашуви квант



характерга эга эканлигини тасдиқлайди. Агар рентген нурлари тўлқин тарзида тарқалади деб тасавур қилинса, заррадан электроннинг ажралиб чиқиши учун лозим бўладиган энергия  $A$  нинг қийматига етгунча йиғилиши лозим. тажрибаларда қўлланилган рентген нурларининг интенсивлиги ниҳоятда кичик бўлгани учун, ҳисобларнинг кўрсатишича, бундай энергия ҳар қанча вақт ўтса ҳам йиғилмас экан.

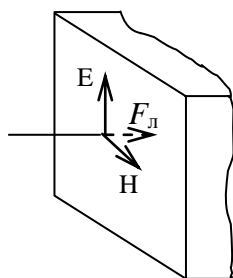
С.И.Вавиловнинг фикрига кўра, ёруғлик оқими айрим фотонларнинг йиғиндисидан иборат бўлса, статистика физика қонунларига асосан фотонларнинг флуктуацияси (флуктуация – физик катталиқнинг ўртача қийматидан тасодифий четга чиқишлари) кузатилиши лозим. 1933-1942 йиллар мобайнида ўтказилган кузатишларда бу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

### Ёруғликнинг босими

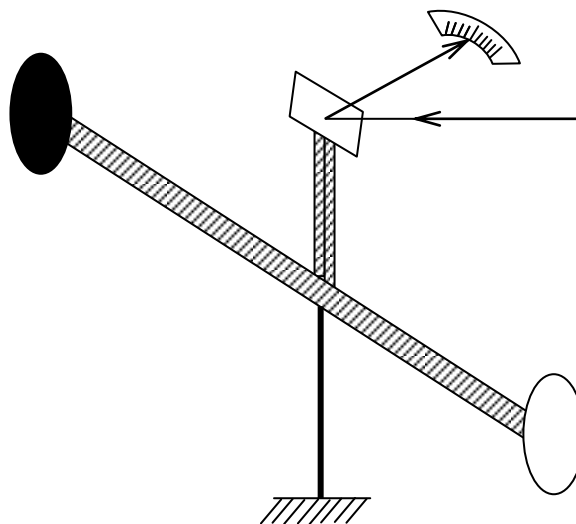
Максвелл назариясига асосан, жисм сиртига тушаётган ҳар қандай электромагнит тўлқиншу жисмга босим беради. Босимни вужудга келишини қуйидагича тушунтириш мумкин. Ясси ёруғлик тўлқин металл сиртига нормал равишда тушаётган бўлсин (10.2-расм). У холда ёруғлик тўлқининг  $E$  ва  $H$  векторлари металл сирти бўйлаб йўналган бўлади. Ёруғликнинг электр майдони таъсирида металл сиртига яқин жойлашган электрон майдонга тесқари йўналишда ҳаракатга кела бошлайди. Лекин шу вақтнинг ўзида ёруғлик тўлқинининг магнит майдони томонидан ҳаракатланаётган электронга Лоренц кучи ( $F_L$ ) таъсир қилади. Бу куч металл сиртига перпендикуляр равишда унинг ичига қараб йўналган. Ёритилаётган металл сиртининг бирлик юзига таъсир этадиган Лоренц кучларининг йиғиндиси ёруғлик босимини характерлайди. Максвелл назарияси асосида ўтказилган ҳисоблар натижасида ёруғлик босими учун қуйидагича формула ҳосил қилинади:

$$p = \omega(1 + \rho) \quad (4)$$

бунда  $W$  – сиртга тушаётган ёруғлик дастаси энергиясининг ҳажмий зичлиги,  $\rho$  – сиртнинг ёруғлик қайтариш коэффициентини.



10.2-расм



10.3-расм

Ёруғлик босимини биринчи бўлиб 1900 йилда П.Н.Лебедев тажрибада аниқлади. П.Н.Лебедев тажрибасининг моҳияти қуйидагидан иборат: осонгина буриладиган парракнинг қанотларидан бири қорайтирилган, иккинчиси эса ялтироқ қилиб ясалган (10.3-расм). Бу қанотларни навбатма-навбат ёритиш натижасида ҳосил бўладиган парракнинг бурилишлари таққосланади. паррак ўқиға ёпиштирилган кичкина кўзгудан қайтувчи нурнинг оғишига асосланиб парракнинг бурилганлик даражаси тўғрисида маълумот олинади. Тажрибаларда ёруғликнинг ялтироқ қанотга берадиган босими ( $p_y$ ) қорайтирилган қанотга берадиган босими ( $p_k$ ) дан икки марта катта бўлиб чиқди. Бу натижа

Максвеллнинг назарий хулосасига мос келади. Ҳақиқатан, идеал ялтироқ сирт учун  $\rho=1$ . Шунинг учун (4) га асосан,

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

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

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

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

Ёруғлик босимини квант тасаввурлар асосида ҳам тушунтириш мумкин. Сиртга нормал равишда тушаётган ясси момнхроматик ёруғлик дастсининг бирлик ҳажмида  $N$  та фотон мавжуд бўлсин. Сирту стида асосининг юзи бир бирликка, билиндлиги эса  $c$  га тенг бўлган цилиндрни хаёлан тасаввур қилайлик. Цилиндр ичидаги  $N \cdot c$  фотонларнинг барчаси бирлик вақтда бирлик юзага тушади.

Уларнинг  $\rho Nc$  қисми сиртдан қайтади, қолган қисмини яъни  $(1-\rho)Nc$  фотон 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

$$p = 2m_\phi c \rho Nc + m_\phi c(1-\rho)Nc = (1+\rho)Nm_\phi c^2 \quad (5)$$

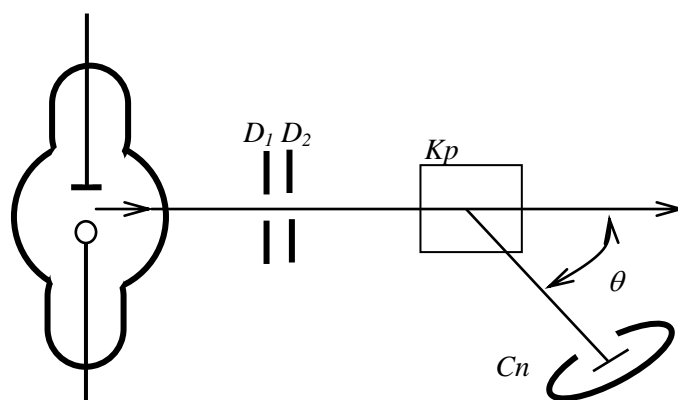
Бу ифодадаги  $Nm_\phi$  - бирлик ҳажмдаги фотонлар массаси. Шунинг учун, Эйнштейннинг масса ва энергия оарсидаги эквивалентлик қонунига асосан  $Nm_\phi c^2$  бирлик ҳажмдаги  $\omega$  ёруғлик энергияни характерлайди.

Натижада (5) ифода  $p = (1+\rho)\omega$  кўринишга келади.

### Комптон эффекти

Комптон эффекти деб ном олган ҳодисани 1923 йилда А.Комптон рентген нурларининг сочилишига оид тажрибада аниқлади. Тажрибанинг схемаси 10.4-расмда тасвирланган.

$D_1$  ва  $D_2$  диафрагмалар ёрдамида ингичка даста шаклига келтирилган рентген нурлари сочувчи кристалл  $K\alpha$  га тушади. Сочилган нурларни рентген спектрограф  $Cn$  да тўлқин узунликлари бўйича анализ қилинади.



10.4-расм

Тажрибаларнинг кўрсатишича, монохроматик рентген нурларининг тўлқин узунликлари тушиш йўналишида ўзгармайди, яъни  $\theta=0^\circ$  бўлганда  $\lambda=\text{const}$  бўлади. Лекин бошланғич йўналиши билан нолдан фарқли ихтиёрий  $\theta$  бурчак ҳосил қилиб сочилган рентген нурларининг тўлқин узунлиги ( $\lambda'$ ) нинг қиймати кристаллга тушаётган рентген нурларининг тўлқин узунлиги  $\lambda$  дан катта. Нурларнинг частоталари тўғрисида мулоҳаза юргизиладиган бўлса, сочилган нурларнинг частотаси  $\left(\nu' = \frac{c}{\lambda'}\right)$ , тушаётган нур частотаси  $\left(\nu = \frac{c}{\lambda}\right)$  дан кичик. Тушаётган ва сочилган нурлар тўлқин узунликларининг фарқи ( $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ ) нинг сочилиши бурчагига боғлиқлиги

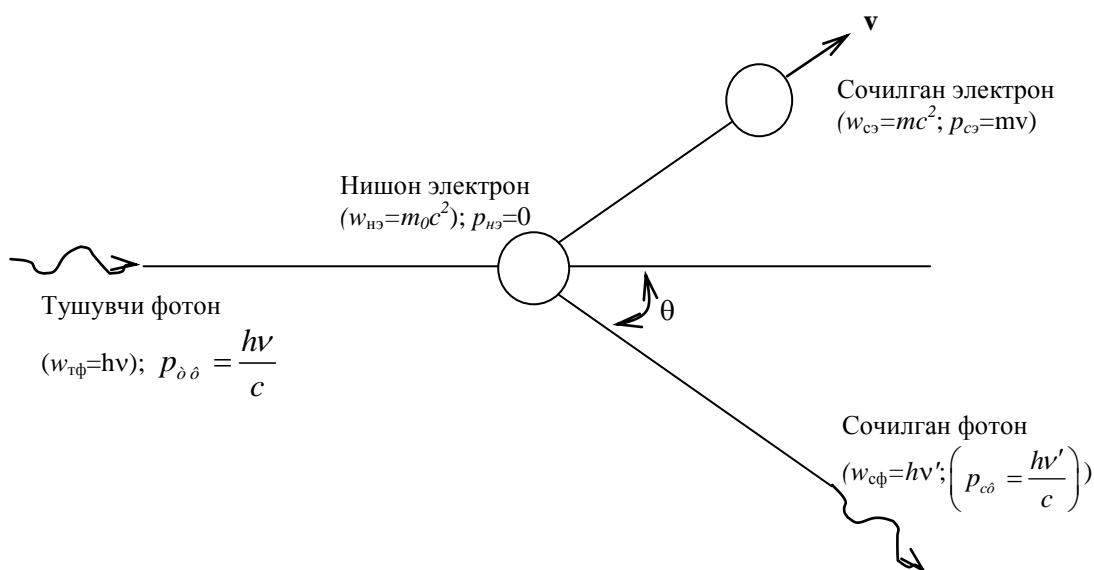
$$\Delta\lambda = 2K \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (6)$$

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

Тўлқин назарияга асосан, рентген нурларининг ўзгарувчан электр майдони таъсирида кристаллдаги атомларнинг электронлари мажбуран тебранади ва улар иккиламчи тўлқинлар тарқатади. бу иккиламчи тўлқинлар (сочилаган рентген нурлари) нинг частотаси билан бир хил бўлади. тажрибаларда кузатилаётган сочилган нурлар частотасининг ўзгарувини тўлқин назария мутлақо тушунтира олмайди.

Комптон эффектини ёруғликнинг квант назарияси асоасида тушунтирилди. Бунда рентген нурларининг кристаллдан сочилиш ҳодисасини рентген фотонларининг кристаллдаги эркин электронлар билан тўқнашуви маҳсулидир, деб ҳисобланади. Энергияси  $w_{\text{тф}} = h\nu$  ва импульси  $p_{\text{ф}} = \frac{h\nu}{c}$  бўлган фотон электрон билан тўқнашаётган бўлсин (10.5-расм). Тўқнашиш содир бўлгунча нишон электроннинг энергияси  $w_{\text{нэ}} = m_0 c^2$  (бунда  $m_0$  – электроннинг тинчлик вазиятидаги массаси) ва импульси  $p_{\text{нэ}} = 0$  қийматлар билан характерланади. Тўқнашув туфайли электрон фотон энергиясининг бир қисмини қабул қилади ва  $\mathbf{v}$  тезлик билан ҳаракатга келади. Натижада сочилган электрон  $w_{\text{сэ}} = mc^2$  энергияга ва

$p_{cэ} = mv$  импульсга (бу ифодаларда  $m = m_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ ) эришади. Фотоннинг ўзи бошланғич йўналиш билан  $\theta$  бурчак ҳоисл қилиб сочилади. Сочилган фотоннинг энергияси ( $w_{cф} = hv'$ ) ва импульси  $\left( p_{cф} = \frac{hv'}{c} \right)$  тушаётган фотонниқидан кичикроқ бўлиши табиий, албатта. Фотон энергиясининг камайиши, унинг частотасининг камайиши ҳам демақдир. сочилган фотон частотасининг камайганлиги,  $\lambda = \frac{c}{\nu}$  формулага асосан, тўлқин узунликнинг ортганлигини билдиради.



10.5-расм

Фотон ва эркин электроннинг тиаъсирлашуви туфайли вужудга келган тўлқин узунлик ўзгарувчи -  $\Delta\lambda$  тўғрисида микдорий ахборот олиш учун энергия ва импульснинг сақланиш қонунларига мурожаат қилиш лозим:

$$w_{тф} + w_{нэ} = w_{сф} + w_{сэ}; \tag{7}$$

$$p_{тф} = p_{сф} + p_{сэ} \tag{8}$$

Бу икки тенгликни биргалиқда ечиш натижасида

$$\Delta\lambda = 2 \frac{h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \tag{9}$$

муноасбатни ҳосил қиламиз. Бу ифодани (6) билан солиштирсак, комптон доимийси  $k = \frac{h}{m_0c}$  бўлиши керак, деган хулосага келамиз.

Ҳақиқатан,  $h, m_0$  ва  $c$  ларнинг қийматларидан фойдалансак,  $K = 2,426 \cdot 10^{-12}$  м ҳосил бўлади. Демак, назарий (9) ифода ва (6) муносабат жуда мос келиб, фотонларнинг мавжудлигини исботловчи далил бўлиб хизмат қилади.

### Мустаҳкамлаш саволлари

1. Фотонларнинг табиати қандай?
2. Комптон эффектини изоҳланг?

3. Комптон силжиши нимани тушунтиради?

### Таянч сўзлари

Фотонлар – ўзида ёруғликнинг квантланган улуши энергиясининг сақланган микрозаррачалардир.

### Синов тест саволлари

1) Бир муҳитдан иккинчи муҳитга ўтганда фотоннинг энергияси ўзгарадими?

- a) Оратади.
- b) Камаяди.
- c) Ортиб сўнг камаяди.
- d) Ўзгармайди.

2) Комптон тўлдқин узунлигининг энг катта ўзгариши қандай сочилиш бурчагида кузатилади?

- a)  $\alpha=0^\circ$ .
- b)  $\alpha=180^\circ$ .
- c)  $\alpha=90^\circ$ .
- d)  $\alpha=60^\circ$ .

3) Агар сочилишда тўлқин узунлигининг ўзгариши  $\Delta\lambda=3,62$  нм бўлса, эркин электрон билан тўкнашган фотоннинг сочилиш бурчаги  $\theta$  аниқлансин.

- a)  $120^\circ$  ёки  $240^\circ$
- b)  $150^\circ$
- c)  $135^\circ$
- d)  $225^\circ$

4) Монохроматик ёруғликнинг ( $\lambda=662$  нм) параллел дастаси қорайтирилган сиртга тушмоқда ва унга  $p=0,3$  мкПа босим билан таъсир кўрсатмоқда. Ёруғлик дастасидаги фотонлар концентрацияси  $n$  ( $\text{м}^{-3}$ ) аниқлансин.

- a)  $12 \cdot 10^{12}$
- b)  $34 \cdot 10^{12}$
- c)  $6 \cdot 10^{13}$
- d)  $26 \cdot 10^1$

### Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.

2. И.Т.Трофимова, Физика курси , М., “Олий мактаб” 1992
3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т.,”Укитувчи” 1989,
4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Ўзбекистон” , 1994
5. А.А.Детлаф, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

**ЭЛЕКТРОМАГНИТ НУРЛАНИШ КОРПУСКУЛЯР ВА ТУЛКИН  
ХУСУСЯЛАРИНИНГ ДИАЛЕКТИК БИРЛИГИ.**

**Маърузанинг маисади:** электромагнит нурланишнинг корпускуляр ва тўлқин хусусиятларининг диэлектрик бирлиги асосида, микроразрларнинг тўлқин хусусиятларини урганишдан иборат.

Бунинг учун қуйидаги мавзуларни кўриб чиқамиз:

**Моддаларнинг корпускуляр тўлқин дуализми,  
Де – Бройль гипотезаси ва унинг формуласи  
Бор постулатлари,  
Водород атоми учун Бор назарияси**

Оптикага оид ходисаларни урганиш натижасида қуйидаги хулосалар келиб чиқади:

- 1) абсолют қора жисм нурланиш спектридаги энергия тақсимоли, фотоэффект, Комптон эффекти ёруғликнинг квант хусусиятларидан далолат беради;
- 2) ёруғлик интерференцияси, дифракцияси, дисперсияси, кутбланиши каби ходисаларда ёруғликнинг тўлқин хусусиятлари намоён бўлади.

Бу икки гуруҳ ходисаларни тушинтиришда ёруғлик табиатини ақс этгузиривчи икки назариядан, яъни ёруғликнинг тўлқин (электромагнит) ва корпускуляр (квант) назарияларидан фойдаланилди. У ҳолда, барча ёруғлик ходисаларини икки бир-бирига зид назариялар асосида эмас, балки бу нвзврияларнинг замонавийроғи асосида талқин қилишнинг иложи йўқми?-деган савол тугилади.

Бу саволга жавоб бериш учун қуйидаги тажрибани тасаввур қилайлик. Икки бир-бирига яқин жойлаштирилган тиркишдан ёруғлик утаётган бўлсин. Иккала тиркиш очик бўлган ҳолда экран урнига жойлаштирилган фотопластинкада навбатлашган ёруғ ва қоронғи соғалардан иборат интерференцион манзара вужутга келади. Фотопластинкани алмаштирайлик. Бу фотопластинкага олдин факат биринчи тиркишдан, кейин факат иккинчи тиркишдан ёруғлик туширамиз. Бу ҳолда ҳам фотопластинкага ёруғлик иккала тиркиш 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 тушинтиришга ҳаракат қилайлик: фотонлар тиркишдан утиш жараёнида тиркиш деворларига урилиб йуналишларини узгартиради, натижада фотопластинкаларнинг турли соғаларига тушган фотонлар сони турлича бўлади, деб тасаввур қилиб қурайлик. У ҳолда иккала тиркиш бир вақтда очик қолдирилган ҳолдаги ва тиркишлар навбатма-навбат очик

колдирилган (аммо ёруглик бир фотопластинкага туширилган) холдаги манзараларнинг хар хил булишини мутлако тушинтириб булмайди.

Шунга ухшаш тажриба ва мулохазалар асосида барча оптик ходисаларни факат тулкин назария ёки факат корпускуляр назарияга таяниб талкин килиш имконияти йуклигини исбот килиш имконияти йуклигини исбот килиш мумкин. Бу икки назариянинг кайси бири хакида мулохаза юргизсак хам, у бир гурух ходисаларни тушинтиришда муваффикиятга эришади-ю, аммо иккинчи гурух ходисаларни талкин килишга ожизлик килади.

Шунинг учун кулланилаётган икки назариядан кайси бири заманавийрок эканлиги хакида мулохазалар юритиш урнига ёруглик табиати тугрисидаги тасавурларимизни ойдинлаштириб олганимиз маъкулрокдир.

Умуман, инсон онгида ташки мухит таъсири туфайли дунё манзараси шаккланиб бир катор тасавурлар системаси вужутга келади. Масалан, «тулкин харакат» деганда сув сиртининг тулкинланиши кузатиш натижасида вужутга келган таассуротлар куз унгимизда пайдо булади. Лекин дунёни инсон сезги органлари оркали кайд килиш (таассурот) туфайли вужудга келган тасавурларни микроламга хар доим куллаб булмайди. Хусусан мулохазаларда тулкин манзарасидан электромагнит нурланишнинг модели сифатида фойдаландик. Умуман, учлаш ёки кузатиш натижасида йигилган ахборотларни назарий жихатдан мухокама килиаётганда текшириш объекти (ходиса) ни содалаштиришга ёрдам берадиган баъзи фаразлардан фойдаланилади. Бу фаразлар асосида тикшираётган буюм ёки ходисаларни идеаллаштирилган модели хосил килинади. Хар кандай модель объектив табиатини факат биринчи якинлашувдаги ифодасидир. Шунинг учун ёругликнинг тулкин модели бир катор оптик ходисаларни талкин килишда жуда катта ёрдам беради. Аммо баъзи холлардабу модель нотугри фикирларга олиб келиши хам мумкин. Бунга ажабланмаса хам булади, чунки хар кандай модель барча холларда объектни айнас акс эттира олмайди-да. Худди шунингдек, ёругликнинг корпускула модели хам хамма вақт кул келавермайди. Бунинг сабаби шундаки, электромагнит нурланиш, аслида, тулкин хам, корпускула хам эмас.

Электромагнит нурланиш, хусусна ёруглик хакидаги ахборотларнинг аксарияти инсоннинг бевосита сезги органлари оркали эмас, балки билвосида махсус курилмалар ёрдамида вужудга келади. Ёруглик баъзи курилмаларга тулкинга ухшаш таъсир килса, баъзиларига корпускулага ухшаб таъсир курсатади. Шунинг учун ёругликнинг тажрибаларда кузатиладиган тулкин ва корпускуляр хусусиятларини бир-бирига карама-карши куйиш керак эмас. Балки ёруглик бир вақтнинг узида иккала хусусиятга хам эга, деб хисоблаш керак. Бокача килиб айтганда, электромагнит нурланишда тулкин ва корпускуляр хусусиятларнинг диалетик бирлиги кузатилади. Бирок бу хусусиятлар маъум конуният асосида намаён булади: тулкин узунликнинг камайиши (частотанинг



камайиши) туфайли электромагнит нурланишнинг тулкин хусусиятлари юзага чика бошлайди.

Электромагнит нурланишнинг иккала хусусияти бир вақтда мавжуд булса, улар орасида бирор боғланиш ҳам булиши керак, албатта. Хакикатан , нурланишнинг тулкин хусусиятидан фойдаланиб интенсивлик тулин амплитудасининг квадратига пропорционал деган эдик. Нурланиш-фотонлар окими деб хисобланганида интенсивлик фотонлар сонига тенг эди. Демак, фотоннинг фазонинг бирор нуктасига тушиш эхтимоллиги тулкин амплитудасининг квадратига пропорционалдир.

Шундай килиб, электромагнит нурланиш физик нуктаи назардан реал объект булиб, у тулкинга ҳам, корпускулага ҳам ухшамайди. Тулкин ва корпускула тасавурлари ходисаларни талкин килишда фойдаланиладиган моделлар булиб, улар нурланишнинг бир-бири билан узвий боғланган турли хусусиятларини акс эттиради. Баъзи шароитларда нурланишнинг табиати, асосан, корпускуляр хусусиятлар билан аникланиб, тулкин хусусиятлар эса текшириляётган ходисанинг унчалик ахамиятга эга булмаган хислатларини ифодаляйди. Бошка хил шароитларда эса нурланишнинг тулкин табиати урганиляётган ходисанинг асосий хислатларини аникляйдиган даражада катта ахамиятга эга булади. Бу холларда нурланишнинг корпускуляр хусусияти ходисанинг иккинчи даражали хоссаларни аниклашга ёрдам беради, холос.

## КВАНТ МЕХАНИКАСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

Микрозаррачаларнинг корпускуляр-тулкин дуализми.

Де-Бройль формуласи

Ёругликнинг дуалистик хусусиятлари, яъни унинг тулкин ва корпускуляр хусусиятлари тугрисидаги фикрни ривожлантириб 1924 йилда де-Бройль янги гипотезани илгари сурди. *Табиат симметрияга мойил булганлиги туфайли модда зарраларининг факат корпускуляр хусусиятлари эмас, балки тулкин хусусиятлари ҳам содир булиши керак.*

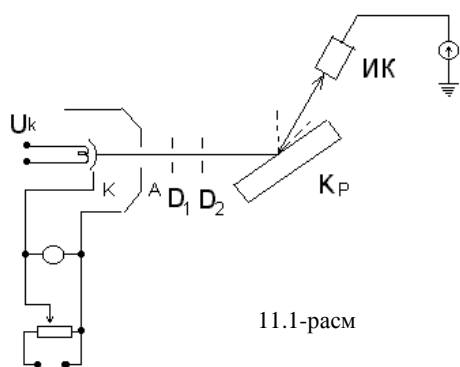
Бошкача килиб айтганда, де-Бройль гипотезасига асосан, корпускуляр-тулкин дуализм электромагнит нурланиш учун ҳам, модда зарралари учун ҳам тегишлидир. У холда электромагнит нурланиш фотони учун уринли булган куйидаги

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

муносабатни модда зарралари учун ҳам куллаш мумкин. Шунинг учун массаси  $m$ , тезлиги  $v$  булган зарранинг характланиш жараёнида узунлиги

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (1)$$

булган тулкиннинг хусусиятлари намоён булиши керак, деган хулосага келинади. (1) ифодани *де-Бройль тулкин узунлиги формуласи* деб,  $\lambda$  ни эса *де-Бройль тулкин узунлиги*. деб аташ одат булган. Де-Бройль гипотезаси билан танишгач, Эйнштейн куйидаги фикирни айти: агар бу гипотеза учун булса, электронлар учун дифракция ходисаси кузатилиши лозим.



11.1-расм

Хакикатан, 1927 йилда *Дэвиссон ва Жермер тажрибасида* бу фикр тасдиқланди. Бу тажрибасининг схемаси 11.1-расмда тасдиқланган. Киздирилган *K* катоддан чиққан термоэлектронлар катод ва *A* анод оралигидаги электр майдони таъсирида тезлатилади. Электронлар дастаси ва диафрагмалар ёрдамида ингичка даста шаклида кристаллга, ундан сочилган

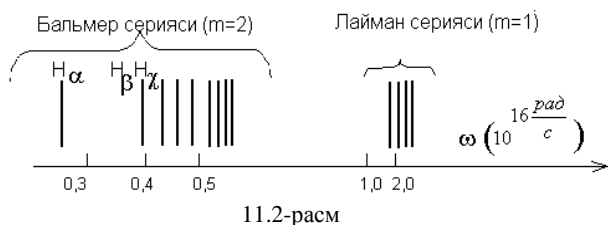
электронлар эса ионизацион камера (*ИК*) га тушади. Ионизацион камерада вужудга келган ток гальванометр ёрдамида улчанади. Тажрибада ионизацион камерани силжитиш ёрдамида турли бурчаклар остида сочилган электронларни кайд килиш имконияти мавжуд эди. Тажрибалар натижаси шуни курсатдики, сочилиш бурчагининг узгариши билан ионизацион камерадаги ток кучи монотон равишда узгармайди, балки бир қарор максимумлар кузатилади.

Масалан, никель кристали билан тажрибада утказилганда электронларни тезлатувчи (яъни *K* ва *A* лар орасидаги) потенциаллар фарқи 54 В булганда (бундай майдонда электрон  $\sim 4 \cdot 10^6$  м/с тезликка эришади) сочилиш бурчагининг  $\alpha = 50^\circ$  кийматида максимум кузатилди. Агар шу тажриба электронлар дастаси билан эмас, балки рентген нурлари билан утказилган, дифракцион максимум  $\alpha = 50^\circ$  да кузатилиши учун рентген нурларининг тулкин узунлиги  $1,67 \cdot 10^{-10}$  м булиши лозим. Иккинчи томондан, тажрибада кулланилган электронлар учун, (1) ифода асосида, де-Бройль тулкин узунликни ҳисобласак,  $\lambda \approx 1,67 \cdot 10^{-10}$  м кийматни ҳосил қиламиз. Мос келувчи бу натижалар де-Бройль гипотезаси тўғрилигининг исботи бўлиб хизмат қилади.

Одатда спектрларни узлуксиз ва чизиқли деб аталади. Бу терминлар ишлатилишининг сабаби нимада? Нурланишларни тўлқин узунликлар (яъни частоталар) бўйича ажратиб уларни фотопластинкага тушурувчи қурилмаларни спектрограф дейилади.

Спектрографнинг асосий қисми призма булиб, тасмасимон тиркишдан утиб призмага тушаётган турли тулқин узунликли (частотали) нурланишлар бу призмада турлича синади, яъни частотаси кичикрок булган бинафша нурланишга нисбатан кичикрок бурчакка оғади. Натижада

фотопластинкада вужудга келтирган тасвирлари пайдо булади. Туркиш тасмасимон шаклда булганлиги учун тасвир ҳам тасмасимон булади. Лекин спектрографни ажратиш кобилиятини ошириш максасида туркишни нихоят энсиз килиб олинадики, натижада ишлов берилган фотопластинкаларни тасвир худди чизикка ухшаб кетади (11.2-расмдаги чизикларга қаранг .) Шунинг учун бундай нурланиш спектри чизикли ёки узлукли деб аталади. Шуни алохида кайд килайликки, хар бир «чизик»ни бирор спектрал интервални акс эттиради, лекин бу интервал жуда кичик булганлиги туфайли хар бир «чизик»ни маълум частотали нурланишга мос келади, дайишимиз мумкин. Агар манба нурланиши узликсиз равишда кетма-кет келувчи частотали нурланишлардан иборат булса,бу нурланишлар туфайли вужудга келган фотопластинкадаги «чизиклар» бир-бирлари билан ажратиб булмайдиган даражада ёнма-ён жойлашади. Шунинг учун фотопластинкаларни тасвир узлуксиз булади ва бундай нурланиш спектри узлуксиз спектр деб аталади.



Водород атоми нурланишнинг спектрини урганиш натижасида спектрадаги чизиклар тартибсиз эмас, балки группалар тарзида (бу группаларни чизиклар сериялари деб аташ одат булган) маълум қонуният билан жойлашганлиги аниқланди.

11.2-расмда водород атоми спектрининг қурунувчан ва ультрабинафша қисимлари тасвирланган. Водород атоми спектридаги барча чизиклар частоталарини қуйидаги умумлашган Бальмер формуласи билан ифодаласи булади:

$$\omega = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (3)$$

Бу формуладаги  $R$ -Ридберг доимийси деб аталади, унинг қиймати  $2,07 \cdot 10^{16}$  рад/с га тенг.  $m$  нинг қиймати эса Лайман серияси учун 1, Бальмер серияси учун 2, Пашен серияси учун 3, Брэкет серияси учун 4, Пфунд серияси учун 5 га тенг. Айрим сериялардаги чизикларнинг частоталари (7.3) ифодага  $n = m + 1; m + 2; m + 3; \dots$  қийматларни қуйиш натижасида вужутга келтирилади. Масалан, Бальмер серияси учун  $m = 2$ . Шунинг учун  $n = 3; 4; 5$ ; қийматларда мос равишда 11.2-расмда тасвирланган  $H_{\alpha}, H_{\beta}, H_{\gamma}$  чизикларнинг частоталари ҳосил булади.

Демак, атомнинг Резерфорд таклиф эткан планетар модели, биринчидан, атомларнинг барқарорлигини, иккинчидан, атомлар спектрларнинг чизиклилигини ва унинг қонуниятларини тушинтиришга ожизлик килади.

Бу кийинчиликларни енгиш учун даниялик физик Н. Бор классик физикага зид булган фаразларни илгари сурди. Бу фаразлар фанда *Бор постулатлари* номи билан машхурдир.

Биринчи постулат (тургун холатлар постулати )нинг мохияти куйидагидан иборт:

Атомнинг етарлича узок вакт баркарор буладиган маълум тургун холатлари мавжудки, бу холатлардаги атом энергиясининг кийматлари  $W_1, W_2, \dots, W_n$  дискрет іаторни ташкил этади. Атом ана шу тургун холатларининг бирида булиши мумкин, холос. Тургун холатларга тургун орбиталар мос келади. Тургун орбиталар буйича харакатланаётган электронлар нормал тезланишга эга булса хам электромагнит тулкин нурлантирмайди.

Иккинчи постулат (орбиталарни квантлаш коидаси ) га асосан, тургун холатдаги атомда айланма орбита буйлаб харакатланаётган электроннинг импульс момети

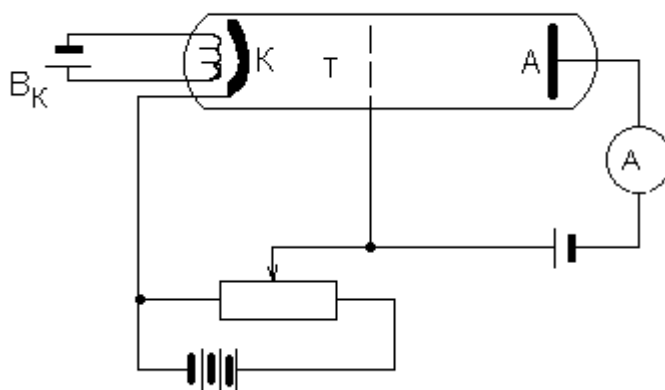
$$L_n = m_e v r_n = n\hbar \quad (4)$$

шартни каноатлантирувчи квантланган кийматларга эга булиши лозим. Бунда  $m_e$ - электроннинг массаси,  $V$ - электроннинг орбита буйлаб харакатидаги чизикли тезлик,  $r_n$  - орбита радиуси,  $\hbar = h/2\pi = 1.055 \cdot 10^{-34}$  Ж\*с

Учинчи постулат (частоталар коидаси)нинг таъкидлашича, атом энергияси  $W_n$  бглан бир турлун холатдан энергияси  $W_m$  булган иккинчи тургун холатга утганда энергиянинг битта кванти чикарилади ёки ютилади. Бу квантнинг частотаси куйидаги

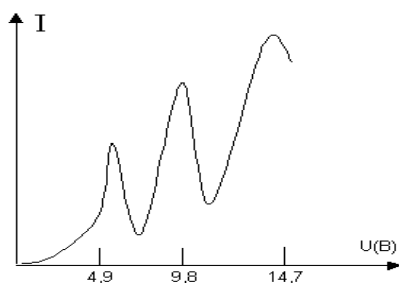
$$\omega = \frac{W_n - W_m}{\hbar}, \quad (5)$$

мунособат билан аникланади.  $W_m < W_n$  шарт бажарилса, квант нурлантирилади, булганда эса квант ютилади. 1914 йилда Франк ва Герц томонидан мохирона амалга оширилган тажриба атомдаги тургун холатларни, яъни дискрет энергетик сатхаларнинг мавжудлигини тасдикланди. Бу тажрибанинг схемаси 11.3-расмда тасвирланган. Хавоси суриб олинган идиш ичига симобнинг



11.3-расм

буглари камалган. Катод ( $K$ ) киздирилиши натижасида термоэлектронлар ажралиб чиқади ва улар катод ҳамда тур ( $T$ ) оралигидаги электр майдон таъсирида тезлатилади. Катод ва тур орасидаги потенциаллар фарқи булса, турдан утаётган электроннинг энергияси булади. Тур ва анод ( $A$ )



11.4-расм

оралигида тухтатувчи кучсизгина майдон хосил килинган. Агар электрон катод ва тур оралигида симоб атоми билан ноэластик тукнашмаса, у бемалол бу кучсиз майдонни енгиб анодга етиб келади. Аксинча, симоб атоми билан ноэластик тукнашув туфайли энергиясини йукотган электрон тухтатувчи майдонни энга олмайди ва турга тушади. Турга тушаётган электронлар канчалик куп булса анод занжирига уланган гальванометр кайд килаётган ток шунчалик камайиб кетади. Тезлатуви потенциалнинг киймати реостат ёрдамида узгартирилиши мумкин. Нинг кийматига боғлиқ равишда анод токнинг узгаришини ифодалувчи эгри чизик 11.4-расмда тавирланган. Тезлатувчи потенциални ортиши, яъни электронларнинг кинетик энергиясини ортиши билан, аввал, ток ҳам орта бошлайди (худди электрон лампалардагидек). Лекин бу усиш электронлар энергиясининг 4,9 эВ кийматигача давом этади. Шундан сунг ток кескин камаяди. Кейинчалик, ток яна уса бошлайди, лекин электронлар энергияси 9,8 эВ га етганда, яна ток кескин камайиб кетади. Токнинг кейинчи кескин камайиши электронлар энергиясининг 14,7 эВ кийматида содир булади. Тажрибанинг курсатишича, ток ийиматларининг кескин камайиши электроннинг энергияси 4,9 эВ га каррали булаган холларда амлга ошяпти. Бундан симоб атомини куйи энергетик сатхдан юкори энергетик сатхага кутариш учун 4,9 эВ энергия лозим, деган хулосага келамиз. Бошкача айтганда, симоб атомига электрон факат 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 тукнашса, хар бир тукнашувда 4,9 эВ дан энергия бериб, уларни юкори энергетик сатхага кутаради. Шу тарика Франк ва Герц тажрибаси атомнинг тургун холатлари хакидаги Бор гоясини исботлади.

Бор узининг постулатларига таянган холда водород атомнинг назариясини яратди. Шу назариянинг мохияти билан танишайлик. Водород атоми ядросининг заряди  $+e$ . Ядро атрофида радиуси орбита буйлаб тезлик билан айланётган массаси булган электроннинг хакракат тенгламаси

$$\frac{m_e v^2}{r_n} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} \quad (6)$$

курунишда ёзилади. Бу электроннинг импульс моменти эса, орбиталарнинг квантлаш коидасига асосан, (7.4) ва (7.6) ифодаларни биргаликда ечсак, водород атомидаги электрон учун тургун орбиталарнинг радиуслари

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} n^2 \quad (7)$$

ифода билан аникланиши лозимлигини томамиз. Бундаги  $n$ -асосий квант сон деб аталади ва у бирдан бошланадиган бутун мусбаг сонларга тенг була олади, яъни

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

Бу орбиталарга мос келувчи тугун холатларда водород атомининг тулик энергияси электроннинг кинетик энергияси ва электроннинг ядро билан узаро таъсир энергияларининг йигиндисидан иборат:

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

Иккинчи томонидан ,(6) ифоданинг иккала томонини  $r_n/2$ га купайтирсак, у

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

курунишга келади. Бундан фойдаланиб (7.8) ни куйидагича ёза оламиз:

$$W_n = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} \quad (9)$$

Бу ифодаги  $r_n$  урнига унинг (7) билан аникланувчи кийматини куйсак, водород атомининг тургун холатларини характерловчи энергетик сатхларнинг кийматларини СИ да хисоблаш имконини берадиган куйидаги

$$W_n = - \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} \quad (n=1, 2, 3, 4, \dots) \quad (10)$$

формулани хосил киламиз. Гаусс бирликлар системасида бу формула анча ихчам курунишда булади:

$$W_n = - \frac{m_e e^4}{2\hbar^2 n^2} \quad (n=1, 2, 3, 4, \dots) \quad (11)$$

Водород атомининг (7.11) ифода ёрдамида хисобланган энергетик сатхлари 7.9-расмда горизонтал чизиклар шаклида тасвирланган. Албатта, бу чизикларнинг бирбиридан узоклиги бирор масштаб буйича

Энергияларнинг кийматларига монанд равишда утказилган. Водород атомининг нормал (уйготилмаган) ҳолатида электрон энг куйи энергетик сатҳда, яъни асоси квант соннинг  $n=1$  кийматида мос келувчи сатҳда жойлашган бўлади. Агар атомга ташқаридан бирор энергия берилса, электрон  $n=2; 3; 4; \dots$  кийматларга мос булган энергетик сатҳларнинг бирортасига кутарилади. Атомнинг бу ҳолатларида уйготилган ҳолатлар деб аташ одат булган. Уйготилган ҳолатдан нормал ҳолатга қайтаётган атом электромагнит нурланиш квантини чиқаради. Агар электрон  $n=4$  билан характерланувчи ҳолатда булса, у норал (яъни  $n-1$ ) ҳолатга бирданига ёки  $n=3; 2$  ҳолатлар орқали ҳам қайтиши мумкун. Лекин ҳар бир утишда нурланадиган фотоннинг энергияси бошлангич ва охириги сатҳлар энергияларининг фаркига тенг бўлади. Масалан, Лайман сериясига оид булган чизиклар уйготилган ҳолатлардан нормал ҳолатга ( $n = 1$ ) утишларда нурланадиган электромагнит тулкинларга мос келади. Бальмер сериясининг чизиклари эса  $n = 3; 4; 5; \dots$  ҳолатлардан  $n = 2$  ҳолатга утишларда нурлантириладиган электромагнит тулкинларни ифодалайди. Шу тарифка Бор назарияси водород спектридаги серияларнинг физик маъносини ойдинлаштирди.

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

$$\omega = \frac{W_n - W_m}{\hbar} = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (12)$$

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

$$R = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} \quad (13)$$

### Мустахкамлаш саволлари

- 1) Ёруҗликнинг 2 хил табиати ( корпускуляр ва тўғлиин) қандай изоҳланади?
- 2) Модда зарраларининг тўғлиин табиатини қандай тушунаси?
- 3) Де – Бройль гипотезаси нимани тушунтиради?
- 4) Де – Бройль тўғлиин узунлигининг физик маъноси қандай?

## Таянч сузлар

Ёрулик бир ваитнинг гзида 2 хил табиатга эга бглиб, материанинг 2 хил кгриниши модда ва майдон хусусиятларига эгадир.

Микрозарралар – тинчликдаги масасага эга бглан харакатлари тглинсимон бглан элементар яъни, гзидан бошiasига бглинмайдиган заррачалардир. Масалан, электрон, протон нейтрон, ва бошialар

## Тест синов саволлари

- 1)  $\phi_1 - \phi_2 = U = 1$  В потенциаллар айирмасидаги гтган электронлар учун Де – Бройль тглин гзунлиги анилансин ( Нм)
  - a) 2,3
  - b) 1,5
  - c) 1,2
  - d) 4,5
- 2)  $U = 100$  В потенциаллар айирмасида гта оладиган электронлар учун Де – Бройль тглин гзунлиги неча ( Нм) бглади?
  - a) 0,12
  - b) 0,53
  - c) 1,54
  - d) 5,42
- 3) Кинетик энергияси 1 МэВ бглан электрон учун Де – Бройль тглин гзунлиги хисоблансин.
  - a) 10
  - b) 1,2
  - c) 2,4
  - d) 5,5
- 4) Биринчи Бор орбитасидаги электроннинг кинетик, потенциал ва тгла энергияси неча ( эВ) га тенг?
  - 1)13,6: 2)–27,2: 3)–13,6
  - a) 1,3,2
  - b) 1,2,3
  - c) 3,2,1
  - d) 3,1,2
- 5) Водород атомининг  $n = 2$  орбитасидаги электронинг кинетик энергияси неча (эВ) бглади?
  - a) 3,4
  - b) 13,6
  - c) 0,85
  - d) 1,51



## Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.
2. И.Т.Трофимова, Физика курси , М., “Олий мактаб” 1992
3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т.,”Укитувчи” 1989
4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Узбекистон” , 1994
5. А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

**МИКРОЗАРРАЛАРНИНГ ТУЛКИН ХУСУСИЯТИ. ГЕЙЗЕНБЕРГ  
НОАНИКЛИК МУНОСАБАТИ. ШРЕДИНГЕР ТЕНГЛАМАЛАРИ.  
ТУЛКИН ФУНКЦИЯСИНИНГ ФИЗИК МАЪНОСИ.**

**Маърузанинг маисади:** Микрозарраларнинг тгліин хусусиятларини математик тенгламалар ёрдамида урганиб, уларнинг бирор нуитасидаги грнини анилаш усуллари маида маълумотлар олишдан иборат. Бунинг учун іуидаги мавзуларни куриб чиіамиз:

Микрозарраларнинг тгліин хоссалари.  
Гейзенберг ноаниілик муносабатлари.  
Шредингер тенгламалари.  
Тгліин функциясининг физик маъноси.

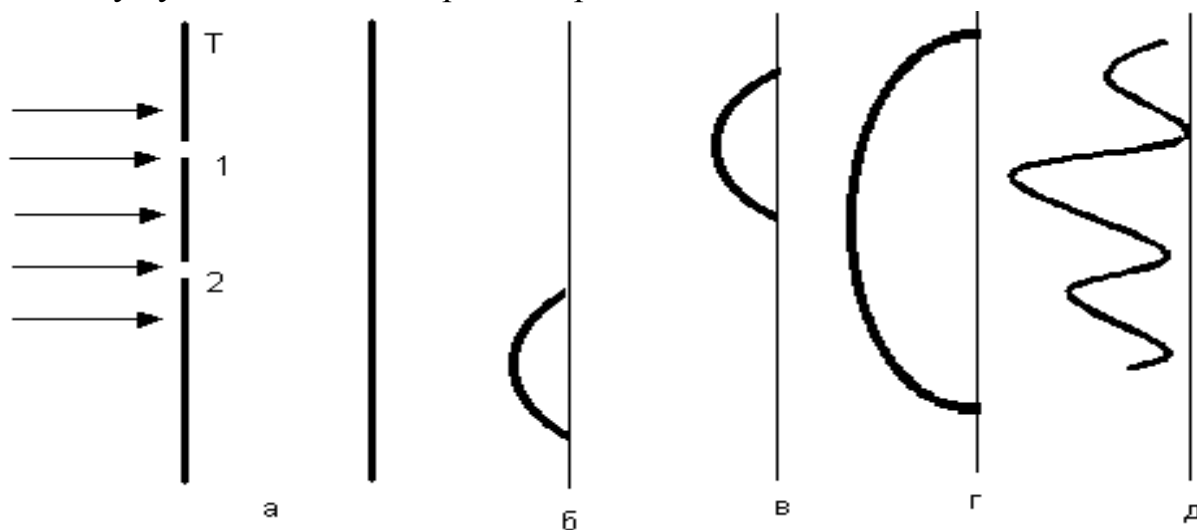
Ёруілик (умумий холда электромагнит нурланиш) ва харакатланувчи зарра(кгпинча “микрозарра” термини ишлатилади)лар дуалистик хислатларга эгалиги хакида тажрибаларга асосланиб ишонч хосил килинди. Энди харакатланаётган микрозарраларда намаён бгладиган де-Бройль тулкинларининг табиати хакида мулохоза юритайлик. Маълумки, электромагнит нурланиш, хусусан ёруглик хам, тулкин нуктаи назаридан фазода узгарувчи электромагнит майдон таркалишидир. Де- Бройль тулкининг таркалиши эса хеч кандай электромагнит майдоннинг таркалиши билан боглик эмас. Хатто зарядланганмикрозарраларнинг фазодаги харакати бирор электромагнит жараён билан боглик булиши мумкин-ку, деб фараз килайлик. Хакикатдан, тезланишга эга булган электроннинг электромагнит тулкин нурлантириши кузатилади. Лекин электрон тугри чизикли траектория буйича тугри харакатланаётганда хеч кандай электромагнит нурланиш вужудга келмаслиги юкоридаги фаразни инкор этади. Худди шунингдек, де-Бройль тулкининг классик физикада маълум булган бошка бирор тулкинга ухшатиш асоссиз эканлигини исботлаш мумкин.

Умуман, *харакатланаётган микрозарралар билан боглик булган де-Бройль тулкинларини классик тушунчалар асосида тасавур килиб булмайди.* Хакикатдан, биз идрок киладиган дунёда микрозарраларга ухшаш объект мавжуд эмас. Микрозарралар бизнинг сезги органларимизга бевосита таъсир килмайди. Биз микрозарраларни на кура оламиз, на сеза оламиз. Микрозарралар биз шу вақтгача курган бирор объектга ухшамайди. У бир вақтнинг узида хам зарра, хам тулкин хусусиятларини мужассамлаштирган махсус табиатли материядир. Унинг табиатининг галатилиги шундаки, микрозарра дуалистик хислатга эга, лекин у бизнинг классик тасавуримиздаги заррага хам, тулкинга хам ухшамайди.

Масалан, ёруглик тулкин ярим шаффоф жисмга тушаётган булса, икки мухит чегарасидан ёруглик кисман кайтади, кисман синиб иккинчи

мухитга утади. Бошқача айтганда, ёруглик тулкин қисмларга булинапти. Агар бир мухитдан иккинчи мухитга электрон тушаётган бўлса, у иккинчи жисмни ташкил этувчи зарралар билан таъсирлашуви туфайли ё бирор бурчакга оғиб ҳаракатини давом эттиради, ё жисм томонидан ютилади. Лекин электроннинг бир қисми ютилиб, бир қисми ҳаракатни давом эттиргани, яъни уни булинмаганлиги ҳеч қандай тажрибада қузатилмаган. Демак, микрозарранинг ҳаракати билан боғлиқ бўлган тулкин классик тушунчадаги тулкинга ухшайди.

Энди қуйидаги ҳаёлий тажриба билан танишайлик. Икки тасмасимон тиркишли тусикка (12.1-а расм) моноэнергитик (яъни энергиялари бир хил бўлган) электронлар оқими тушаётган бўлсин. Экран урнига фотопластинка жойлаштирилган. Тиркишлардан бирини беркитсак, электронлар фақат иккинчи тиркиш орқали утади. Фотопластинкада электронлар купрок тушган соҳалар бошқа соҳаларга нисбатан қорарок бўлади. Шунинг учун электронлар фақат иккинчи тиркиш орқали утган ҳолда фотопластинканинг қорайиши 12.1-б расмдагидек, фақат биринчи тиркиш орқали утган ҳолдагиси эса 12.1- в расмдагидек бўлади. 12.1- г расмда бирор фотопластинканинг узига, аввал фақат биринчи тиркиш орқали, кейин фақат иккинчи тиркиш орқали электрон туширилган ҳолда вужудга келган манзара тасвирланган.



12.1-а,б,в,г,д, -расм

Энди иккала тиркишни ҳам очик қолдирган ҳолда фотопластинкага электронлар туширайлик. Бу ҳолдаги манзара олдинги ҳолдагидек бўлиши лозим эди. ваҳоланки, ҳосил бўладиган манзара худди когерент ёруглик тулқинларининг интерференцияси туфайли вужудга келадиган манзарага ухшайди (21.1-д расм).

Бу тажрибадан қуйидаги хулосага келамиз: ҳар бир электроннинг ҳаракатига иккала тиркиш ҳам таъсир қурсатади. Ажабланарли даражадаги бу галати хулоса бизни «Ахир электрон булинмас-ку! Шунинг учун у ё биринчи, ё иккинчи тиркиш орқали утиши лозим» деган фикрга олиб келади. Бундай фикр биз урганиб қолган классик тасаввурларнинг

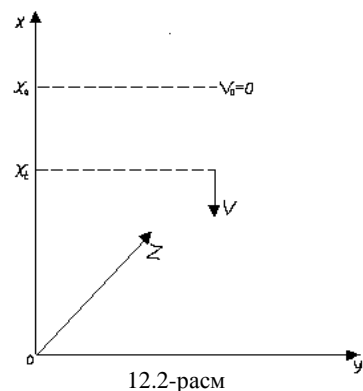
окибатида вужудга келди. Аниқрок килиб айтганда, биз микрозаррани улчамлари нихоятда кичик булган механик шарча деб тасаввур қилганлигимиз учун шундай фикрга келдик. Аммо улчамлари кичиклашган сари микрозарраларда янги галати хусусиятлар пайдо булишини ҳисобга олган ҳолда, яъни микрозарранинг дуалистик ҳислатларини ҳисобга олган ҳолда фикр юритсак, юкоридаги тажрибалар асосида чиқарилган ҳулоса ажабланарли эмас, балки мантиқан тугри эканлигига ишонч ҳосил қиламиз.

Шундай килиб, юкорида юритилган мулоҳазалар микрозарраларнинг ҳаракати билан боғлиқ булган де-Бройль тулкинларини классик физикадаги бирор тулкинга ухшатишдан воз кечиш лозимлигини курсатди. Шунинг учун ухшатиш кидирмасдан де-Бройль тулкинларининг физик маъносини англашга ҳаракат қилайлик.

1926 йилда М. Борн электромагнит нурланиш ҳамда ҳаракатланаётган микрозарралар дуалистик ҳислатларининг умумийлигига асосланиб де-Бройль тулкинининг физик маъносини статистик тарзда изохлаб берди. Ҳақиқатдан, фазонинг бирор нуктасида ёруғлик тулкини амплитудасининг квадрати айни нуктага тушаётган ёруғлик фотонларининг сонига, яъни ёруғлик интенсивлигига пропорционал эди. Бошқача айтганда, фазонинг бирор нуктасига фотонларнинг тушиш эҳтимоллиги айни нуктадаги ёруғлик тулкин амплитудасининг квадрати  $|E_m|^2$  билан аниқланар эди. Бунга киёс килиб М. Борн *ҳаракатланаётган микрозарра билан боғлиқ булган де-Бройль тулкини амплитудасининг квадрати фазонинг айни нуктасида микрозаррани қайд қилиш эҳтимоллигини характерлайди*, деб тушунтирди. Демак, электронлар дифракцияси содир булган тажрибаларда экраннинг дифракцион максимум кузатилган соҳалардаги нукталарда де-Бройль тулкини амплитудасининг квадрати максимал қийматга эришади. Аксинча, де-Бройль тулкини амплитудасининг квадрати минимал қийматларга эга булган экраннинг нукталарида эса дифракцион минимум кузатилади.

Гейзенбергнинг ноаникликлар муносабати.

Ҳаракатланаётган микрозарраларда тулкин хусусиятларининг намоён булиши классик механика тушунчаларини микрозарраларга куллашда қандайдир чегараланишлар мавжудлигидан далолат беради. Ҳақиқатдан, классик механикада жисм (яъни микрозарра) нинг ҳар бир ондаги ҳолати унинг фазодаги аниқ урни (яъни жисм огирлик марказининг координатаси)

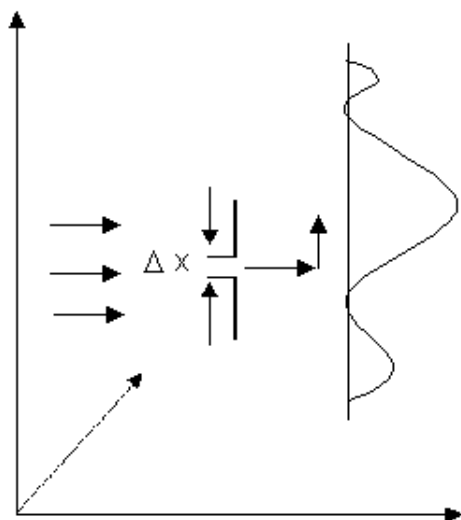


ва импульснинг аниқ қиймати билан характерланади. Классик механикада *сабабият принципи* амал қилади. Сабабият принципининг моҳияти шундан иборатки, жисмнинг бирор ондаги ҳолати маълум булганда унинг ихтиёрий кейинги вақтлардаги ҳолатларини олдиндан аниқ айтиб бериш мумкин. Бу фикрни қуйидаги мисол устида яққол тасвирлаш мумкин.

Массаси  $m$  булган макрозарра  $x_0$  баландликдаги огирлик кучи таъсирида эркин тушаётган булсин (12.2-расм).

Кузатиш бошланган вақтда ( $t_0=0$ ) макрозарранинг тезлиги нолга тенг булган ( $v_0=0$ ). Кузатиш бошлангандан ихтиёрый  $t$  вақт утгач, макрозарранинг урнини  $x_t=x_0 - gt^2/2$  формула оркали, импульсни эса  $p=mv=mgt$  формула оркали олдиндан аниқ айтиб бериш мумкин.

Микрозарра мисолида эса ахвол узгача булади. Масалан, тусик (Т) даги кенглиги  $\Delta x$  булган тиркишдан моноэнергетик электронлар дастаси ОУ уига параллель равишда утаётган булсин (12.3-расм).



12.3-расм

Экран Э да электронлар факатгина тиркиш тугрисидаги сохагагина эмас, балки дифракция ходисасини характерловчи конуниятларга хос равишда экраннинг барча сохаларига тушади. Экранга тушаётган электронлар зичлигининг ОХ уки буйлаб таксимоти расмда пунктир чизик билан тасвирланган. Расмдан курунишича, бу эгри чизик битта тиркиш туфайли вужудга келадиган параллель нурлардаги дифракцион манзарани эслатади. Хакикатдан, тиркиш тугрисида биринчи тартибли максимум,  $\varphi_1$  бурчак остида эса

12.3-расм биринчи тартибли минимум кузатилади.  $\varphi_1$  бурчак, тиркиш кенглиги  $\Delta x$  ва электрон учун де-Бройль тулкинининг узунлиги  $\lambda=h/p$  лар орасидаги боғланиш дифракцион минимум шартини каноатлантирувчи куйидаги ифода билан боғланган:

$$\sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{\Delta x} = \frac{h}{p\Delta x} \quad (1)$$

Кузатилаётган дифракцион манзарага электронни механик зарра деб тасаввур килиш асосида ёндашайлик. Механик зарранинг хар ондаги холати унинг урни (яъни координатаси) ва импульси оркали ифодаланиши лозим. Тиркишдан утаётган пайтдаги электроннинг координатаси сифатида тиркишнинг координатасини олиш мумкин. Координатани бундай усул билан аниқлаш туфайли вужудга келган ноаниклик тиркиш кенглиги  $\Delta x$  га тенг. Тиркишдан утиш чогидаги электрон импульси  $p$  булсин. Тиркишдан утгач, электронларнинг бир кисми бошлангич йуналишдан фаркли йуналишда таркалади (шунинг учун хам бизга таниш булган дифракция ходисаси кузатилади). Бошланич йуналишдан фарк килиб (яъни ён томонларга огиб) таркалаётган электронлар импульсларининг ОХ уки йуналишидаги ташкил этувчилари (яъни  $\Delta p_x$  лар) огиш бурчагига пропорционал булади. Агар факат биринчи тартибли

максимумни вужудга келтирувчи электронлар билан кизиксак,  $\Delta p_x$  нинг энг катта киймати куйидаги

$$\Delta p_x = p \sin \varphi_1 \quad (2)$$

ифода оркали аниклаш мумкин. Бошқача айтганда, биринчи тартибли дифракцион максимумни вужудга келтиришда катнашаётган электронлар импульслари аниқ эмас, балки (2) ифода билан характерланувчи ноаниклик билан топиш мумкин. Агар иккинчи дифракцион максимумнинг мавжудлигини ҳисобга олсак,  $\Delta p_x$  нинг максимал киймати (2) ифода асосида топиладиган кийматдан катта булади, яъни

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

булиши керак. (1) дан фойдаланиб, бу ифодани куйидагича узгартираемиз:

$$\Delta p_x \geq p \frac{h}{p \Delta x} = \frac{h}{\Delta x}, \quad (3)$$

ёки

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \geq h \quad (4)$$

Бу муносабат ноаникликлар муносабатининг математик ифодаси булиб, уни куйидагича уқиш мумкин: микрозарранинг импульси ва координатасини бир вақтнинг узида ихтиёрий аниклик билан улчаш мумкин эмас. Микрозарранинг координатаси аниқрок (яъни тиркиш кенглиги  $\Delta x$  кичикрок) булса, унинг импульсини камрок аниклик билан улчаш мумкин буладики, бунда Планк доимийси барча физик улчамларда чегаравий фактор булиб хизмат қилади.

Бир неча хусусий ҳолларни караб чикайлик. Водород атомида электронларнинг координатасини атомнинг улчами, яъни  $10^{-10}$  м аниклик билан курсатилиши мумкин. Шунинг учун  $\Delta x = 10^{-10}$  м деб, (4) ифода асосида электроннинг тезлигидаги ноаникликни ҳисоблайлик:

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

Иккинчи томондан, классик тасаввурлар асосидаги ҳисоблардан водород атомидаги электрон  $2 \cdot 10^6$  м/с тезлик билан ҳаракатланиши аён булади. Демак, электрон тезлигини аниқлашдаги ноаниклик тезлик кийматидан каттарок экан. Бундан водород атомидаги электронни механик зарра деб тасаввур қилиб булмайди ва албатта, электрон маълум тезлик билан ҳаракат қилувчи орбита тушунчаси ҳам уз маъносини йукотади, деган ҳулосаларга келамиз. Бошқача айтганда, бу хусусий ҳолда классик тасаввурлардан фойдаланиш мумкин эмас.

Иккинчи мисол билан танишайлик. Элементар зарраларни қайд қилиш учун кулланадиган қурилмалардан бири – Вильсон камерасида электрон қолдирадиган изнинг қалинлиги миллиметрнинг ундан бир улуши чамасида булади: яъни  $\Delta x \approx 10^{-4}$  м. У ҳолда электрон тезлигидаги ноаниклик куйидагича тенг булади:

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

Агар Вильсон камерасида ҳаракатланаётган электрон тезлиги 700 м/с булса, тезликнинг ноаниклиги 1% лар чамасида булади, холос. Шунинг учун бу хусусий ҳолда электроннинг ҳаракатини характерловчи траектория тушунчаси маънога эга, албатта.

Биз юқорида ноаникликлар муносабати билан фақат ОХ уқи йуналишидаги тирқиш мисолида танишдик. Бу ҳулосани ОҮ ва ОZ уқлари учун ҳам умумлаштира булади, натижада

$$\begin{aligned}\Delta p_x \cdot \Delta x &\geq h, \\ \Delta p_y \cdot \Delta y &\geq h, \\ \Delta p_z \cdot \Delta z &\geq h\end{aligned}\quad (5)$$

муносабатларни ёзиш имкониятига эга буламиз. Бундан ташқари микрозарранинг энергияси ва вақтни улчашдаги ноаникликлар учун куйидаги муносабат ҳам мавжуд:

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq h. \quad (6)$$

(5) ва (6) муносабатлари 1927 йилда В.Гейзинберг томонидан эълон қилинган ва унинг номи билан *Гейзенбергнинг ноаникликлар муносабатлари* деб юритилади.

Гейзинбергнинг ноаникликлар муносабатлари фалсафий мунозараларни келтириб чиқарган. Хатто идеалистик фикрларга асос қилиб олишга уринишлар ҳам булган. Бундай фикрлар тарафдорларининг айтишича, зарранинг координатаси ва импульсини бир вақтда аниқ улчаш мумкин эмаслигини инсон томонидан дунёни идрок қилишда чегара мавжудлигини курсатади. Ваҳоланки, ноаникликлар муносабатларининг илмий моҳияти микродунёни идрок қилиш имкониятининг чегарасини аниқламайди, балки микрозарралар учун механик зарра моделини қуллаш чегараларини характерлайди. Ноаникликлар муносабатлари инсон иродасига боғлиқ булмаган узаро боғланишларни ифодалайди. Шунинг учун ҳам бу муносабатларни табиатнинг объектив қонуни деб қарамок лозим.

### Шредингер тенгламаси.

Ҳаракатланаётган микрозарраларда тулкин хусусиятлар намоён булганлиги туфайли микродунё ходисаларини тушунтиришда классик физика ожизлик қила бошлайди. Шунинг учун микрообъектларнинг тулкин хусусиятларини ҳисобга оладиган механика, яъни тулкин механикасини яратиш зарурияти тугилди. Бу вазифани Шредингер, Гейзенберг, Дирак каби олимлар томонидан амалга оширилди. Бу механикада фақат микрообъектлардагина аниқ қузатиладиган квант тасаввурлар уз аксини топганлиги учун у, одатда, *квант механикаси* деб аталади.

Квант механикасида микрозарранинг ҳолати тулкин функция билан аниқланади. Тулкин функция  $\psi$  харфи билан белгиланади ва «пси – функция» деб уқилади. Квант механикасида микрозарранинг ҳолати

классик механикадагидек олдиндан аник айтиб берилмайди, балки микроразрарнинг у ёки бу холатини эхтимоллиги аникланади. Шунинг учун тулкин функция деганда координата ва вақтга боғлиқ булган шундай математик ифода  $(x, y, z, t)$  тушунилиши керакки, унинг ёрдамида микроразрарларнинг фазодаги тақсимотини характерлаш мумкин булсин. У холда тулкин функциянинг қуриниши шундай булиши лозимки, унинг модулининг квадрати  $|\psi|^2$  микроразрари фазонинг бирлик хажмида қайд қилиш эхтимоллигига тенг булсин (худди ёруғлик вектори амплитудасининг квадрати  $|E_m|^2$  фотонлар зичлигини ифодалагандек). Демак, фазонинг бирор нуктаси атрофидаги  $dV$  хажмда микроразрари қайд қилиш эхтимоллиги  $|\Psi|^2 dV$  га тенг. Худди шунингдек, микроразрари фазода (яъни фазонинг каеридадир) қайд қилиш – муқаррар воқеа булганлиги учун унинг эхтимоллиги бирга тенг 0 яъни

$$\int |\psi|^2 dV = 1 \quad (7)$$

булади. Бу ифода тулкин функцияларни нормалаш шартини дейилади. Бундан ташқари тулкин функциянинг физик маъносидан келиб чиқувчи қуйидаги шартлар ҳам бажарилиши лозим:

а)  $\psi$  - функция чекли булиши керак, чунки микроразрари қайд қилиш эхтимоллиги бирдан катта була олмайди;

б)  $\psi$  - функция бир қийматли булиши керак, чунки микроразрари фазонинг бирор нуктасида қайд қилиш эхтимоллигининг қиймати бир нечта булиши мумкин эмас;

в)  $\psi$  - функция узлуксиз булиши керак, чунки микроразрари қайд қилиш эхтимоллиги сакрашсимон характерда узгармайди;

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

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) + U\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (8)$$

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

(8) тенгламада  $\psi$ -функциядан вақт буйича олинган ҳосилалари хад катнашаётганлиги учун вақт иштирок этган Шредингер тенгламаси дейилади. Бу тенгламада микроразрарга таъсир этаётган кучлар потенциал функция  $U(x, y, z, t)$  орқали акс эттирилган, яъни микроразрар потенциал энергиясининг қиймати фазонинг турли нукталаридагина эмас, балки фазонинг айни нуктасида ҳам вақтнинг турли онларида турличадир. Лекин микродунёда содир булаётган аксарият ходисаларда микроразрарнинг потенциал энергияси вақтга ошқор боғлиқ булмайди (стационар холатлар учун). Бу холда  $\Psi$ -функция иккита қупайтувчига ажралиб, бири фақат координаталарга, иккинчиси фақат вақтга боғлиқ булади:

$$\Psi(x, y, z, t) = \varphi(x, y, z) \cdot \varphi(t). \quad (9)$$

Натижада бир катор математик амаллардан сунг (8) тенгламани қуйидаги қуринишга келтириш мумкин:



$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U) \psi = 0 \quad (10)$$

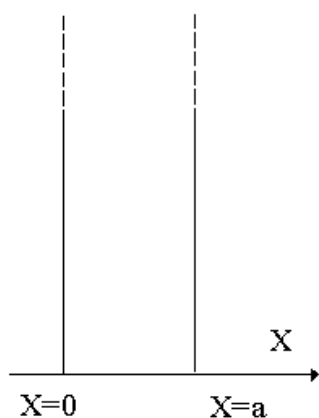
Бу тенгламада  $W$  – микроразрарнинг тулик энергияси. (10) ифода вақт иштирок этмаган (ёки стационар ҳолат учун) Шредингер тенгламасидир. Бундан кейин муҳокама қилинадиган ҳоллар стационар ҳолатлар бўлгани учун (10) ни, оддийгина, Шредингер тенгламаси деб атайдик.

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

Бу фикрни тасдиқловчи бир неча мисоллар билан танишайлик.

1. 12.4 – расмда тасвирланган потенциал уранинг тубида  $x$  уқи бўйлаб ҳаракатланаётган  $m$  массали микроразрар учун Шредингер тенгламаси қуйидаги қўринишга келади:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U) \psi = 0 \quad (11)$$



12.4-расм

$x=0$  ва  $x=a$  координаталар билан характерланувчи деворлар микроразрари фақат  $0 \leq x \leq a$  интервалда ҳаракатланишига имкон беради. Бу соҳада микроразрарнинг потенциал энергияси нолга тенг бўлганлиги учун (11) ни

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W \psi = 0 \quad (12)$$

қўринишда ёзишимиз мумкин. Агар

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W = \omega^2 \quad (13)$$

белгилашдан фойдалансак, (12) тенгламани қуйидагича ёза оламиз:

$$\Psi'' + \omega^2 \Psi = 0 \quad (14)$$

Бу тенгламанинг ечими қуйидаги

$$\Psi(x) = A \sin(\omega x + \alpha) \quad (15)$$

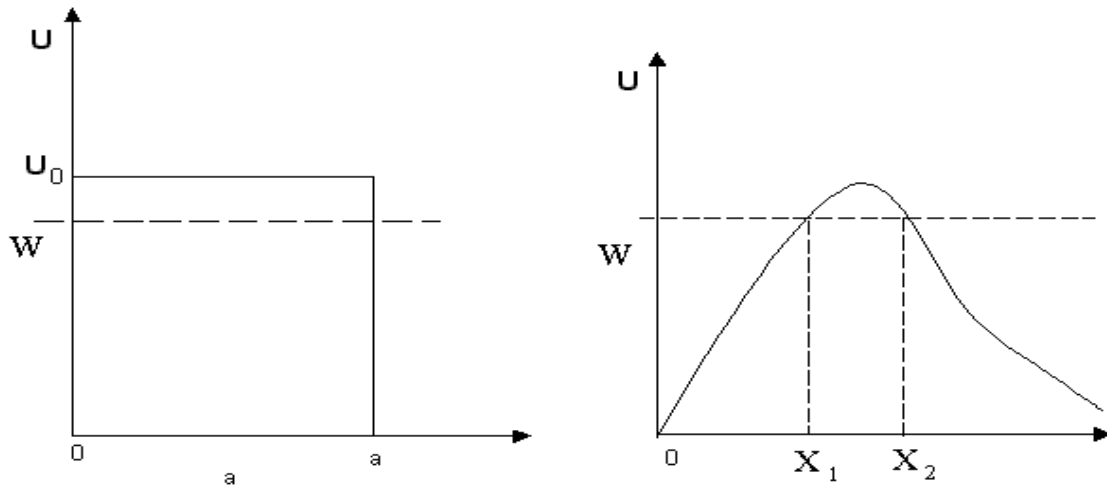
тригонометрик функция билан аниқланади.

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

$$\omega = (\pi/a) \cdot n, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (16)$$

кийматлардагина бажарилади.

2.  $x$  уки йуналишида харакатланаётган  $m$  массали микроразра баландлиги  $U_0$ , кенглиги  $a$  булган потенциал тусикка дуч келсин (12.5-а расм).



12.5-а,б - расм

б

Классик физика тушунчаларига асосан, микроразрнинг энергияси тусик баландлигидан катта булса (яъни  $W > U_0$ ), у тусикдан утиб кетади. Аксинча,  $W < U_0$  булса, микроразра тусикдан кайтиб орка томонга учиши керак.

Квант механикасида – чи? Квант механикасида тунель эффект деб аталадиган ходиса туфайли  $W < U_0$  булганда ҳам микроразррани потенциал тусикдан утиш эхтимоллиги нолдан фарклидир. Бу эффектни тушунтириш учун квант механикасида тусикнинг шаффофлиги  $D$  тушунчасидан фойдаланилади. У, оптикага киёс килинган холда, тусикка тушаётган де-Бройль тулкилари интенсивлигининг тусикдан утадиган кисмини характерлайди.

Микроразрнинг классик физикага мутлако зид булган бундай табиати Шредингер тенгламасидан келиб чикади. Шредингер тенгламасини ечиш шуни курсатадики,  $0 < x < a$  сохада ҳам  $\psi$ -функция нолдан фаркли кийматларга эга экан. Бу эса микроразрнинг таъсирини тусик ичида ҳам кайд килиш эхтимоллиги мавжудлигидан далолат беради. Шунинг учун ҳам микроразррани потенциал тусикдан утиш эхтимоллиги нолдан фарклидир. Бу математик операцияларнинг тафсилоти билан кизикмай, Шредингер тенгламасини бу хол учун ечиш туфайли вужудга келган натижани баён киламиз. Курилайтган тугри бурчакли потенциал тусик учун шаффофолик коэффиценти

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - W)}a} \quad (17)$$

ифода билан аникланади.

Потенциал тусик ихтиёрий шаклда (12.5-б расм) булган холда шаффофлик коэффициентини куйидаги ифода ёрдамида аникланади:

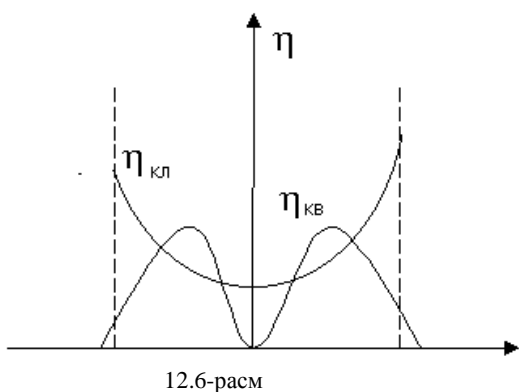
$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U-W)} dx} \quad (18)$$

бунда  $x_1$  ва  $x_2$  лар  $W$  энергияга мос келувчи  $U = U(x)$  функция билан характерланувчи потенциал тусикнинг координаталаридир.

3.  $x$  уки буйлаб квазиэластик  $F = -kx$  куч таъсирида харакатланувчи  $m$  массали зарра гармоник осцилятор деб аталади. Классик физикада бундай осцилятор

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

частота билан тебраниб, унинг амплитудаси  $A$  ва энергияси ( $W \sim A^2$ ) нинг кийматлари  $0$  дан  $\infty$  гача интервалда булиши мумкин. Классик назарияга асосан, амплитудаси  $A$  булган осциляторнинг  $-A \leq x \leq A$  интервалдаги координаталарга эга булиш эхтимоллиги  $\eta_{\text{кл}}$  12.6-расмда параболасимон чизик билан тасвирланган.

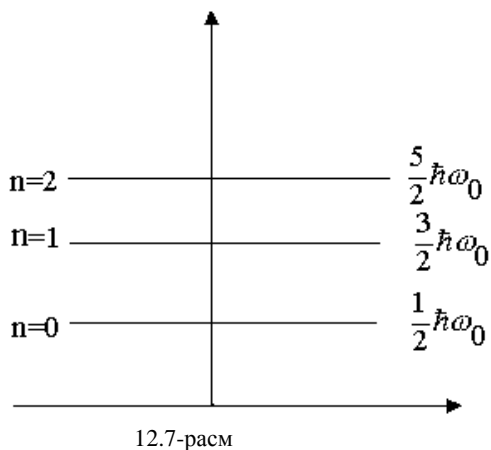


Бу графикдан куринишича,  $x$  нинг киймати  $\pm A$  га якинлашганда  $\eta_{\text{кл}}$  нинг киймати нихоятда ортиб кетади.

Энди гармоник осциляторнинг тебранишини квант механикасида куриб чикайлик. Бу масала учун

Шредингер тенгламаси

$$W_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_0, \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (19)$$



ифода билан аникланувчи энергиялардагина ечимга эга булишини курсатиш мумкин. Демак, гармоник осциляторнинг энергияси квантланган булиб, унинг кийматлари квант сон  $n$  билан аникланади. 12.7-расмда осцилятор эга булиши мумкин булган дискрет энергетик сатхлар тасвирланган.

Назарий мулохазаларнинг курсатишича, электр осцилятор (яъни диполь) электромагнит майдон билан таъсирлашганда кушни энергетик сатхларга утади: агар фотонни ютса, юкори сатхга, агар фотон чикарса,

куйи сатхга утади. Бу прцессларда фотон частотаси осциляторнинг хусусий частотаси  $\omega_0$  га, энергияси эса осциляторнинг кушни энергетик сатхларнинг айирмасига, яъни  $h\omega_0$  га тенг булади. Гармоник осциляторнинг минимал энергияси нолдан фаркли булиб, унинг киймати  $\frac{1}{2}h\omega_0$  га тенг. Гармоник осциляторни, хатто, абсолют нолгача совитилганда хам ундан бу энергияни олиб булмайди. Минимал энергияга эга булган осцилятор тебранади, лекин нурланиш чикара олмайди.

12.6-расмда синусоидасимон чизик билан тасвирланган график, квант назарияга асосан, координатаси  $x$  булган нуктада зарранинг булиш эхтимоллиги  $\eta_{\text{кв}}$  ни ифодалайди. Бу графикни тузиш учун Шредингер тенгламасининг  $n=1$  учун ечимини, яъни тулкин функцияни топиб, сунг  $x$  нинг турли кийматлари учун  $|\Psi|^2$  аникланган. Мазкур графикдан куруниб турибдики, классик нуктаи назардан рухсат этилган соха (яъни  $x$  нинг кийматлари  $-A$  дан  $+A$  гача булган соха назарда тутиляпти) дан ташкари нукталарда хам зарранинг булиш эхтимоллиги нолдан фаркли. Бунинг сабаби зарранинг тулкин хусусиятга эгалигидир.

### Мустахкамлаш саволлари

1. Микрозаррачаларнинг тулкин хусусиятларини тушунтирб беринг.
2. Гейзенберг ноаниклик муносабатларини изохлаб беринг.
3. Тулкин функциясининг маъноси нима?
4. Шредингер тенгламасининг математик ифодасини ёзиб тушунтиринг.
5. Баркарор холат учун Шредингер тенгламаси кандай ифодаланади?

### Таянч сузлар

Гейзенберг ноаниклик муносабати – микрозаррачани фазода топиш эхтимоллигининг аниклик даражасини ифодалайди.

Шредингер тенгламаси – ечимлари ёрдамида бирор микрозаррачанинг фазодаги урнини аниклаш имконини беради.

### Синов тест саволлари:

1. Тгліин функциясининг нормаллаш шарти іандай ифодаланади?
  - a.  $\int \Delta\psi dv = 1$
  - b.  $\int \Delta\psi dv = 0$
  - c.  $\int \Delta / \psi^2 / dv = 0$
  - d.  $\int \Delta / \psi^2 / dv = 1$

2. Ҳуҷуддаги формуллардан қайсылари Гейзенберг ноаниқлик муносабатларини билдиради?

1)  $\Delta P_x \cdot \Delta X \geq h$    2)  $\Delta P_y \cdot \Delta Y \geq h$    3)  $\Delta P_z \cdot \Delta Z \geq h$    4)  $\Delta W \cdot \Delta t \geq h$

- a. 1
- b. 1.2.3
- c. 4
- d. 1.2.3.4

3. Микрозарраларнинг тўғри ҳолати учун Шредингер тенгламасини кўрсатинг.

A)  $\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(\mathbf{w} - \mathbf{u}) = 0$ ;      B)  $\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(\mathbf{w} + \mathbf{u})\psi = 0$ ;  
C)  $\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(\mathbf{w} - \mathbf{u}) = 0$ ;      D)  $\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(\mathbf{w} - \mathbf{u})\psi = 0$ ;

4. Кенглиги (a) бўлган потенциал (x) га бўйлаб қарақатланаётган (m) массали микрозаррачанинг энергияси қандай аниқланади?

A)  $w = n\hbar\omega$ ;   B)  $w = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2ma^2}$ ;   C)  $w = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2 n^2}$ ;   D)  $w = \frac{2ma^2}{\pi^2 \hbar^2} n^2$ ;

5. Квант механикасида танлаш қоида-сига қуйдаги жавоблардан қайси бири мос келади?

1) атомнинг орбитал квант сони бир бирликка ўзгарадиган қишлоқларгина амалга ошади;

2) атомнинг бош квант сони бир бирликка ўзгарадиган қишлоқларгина амалга ошади;

3) атомнинг барча квант сонлари бир бирликка ўзгарадиган қишлоқларгина амалга ошади;

а) 1;   в) 1,2,3;   с) 2,3;   д) 1,2;   е) 1,3;

6. Электрон кенглиги  $a = 0,5 \text{ нм}$  бўлган потенциал қутида жойлашган.

Электрон энергетик сатҳларининг энг кичик фарқи  $\Delta E$  (эВ) аниқлансин.

A) 27,2    в) 4,48    с) 5,01    д) 13,6

## Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., "Олий мактаб" 1989.
2. И.Т.Трофимова, Физика курси, М., "Олий мактаб" 1992
3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т., "Уқитувчи" 1989
4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., "Ўзбекистон", 1994
5. А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

## МАЪРУЗА - 13

### АТОМ ТУЗИЛИШИ ВОДОРОД АТОМИ ЭЛЕКТРОНЛАРНИНГ МУРАККАБ АТОМЛАРДАГИ ТАКСИМЛАНИШИ КВАНТ СОНЛАРИ .

**Маърузанинг маисади;** Даврий тизимдаги элементларнинг атомлардаги электронларнинг энергетик сатрлари бгйча квант сонларига боили равишда иандай таисимланишини грганишдан иборат. Бунинг учун иуйдаги мавзуларни кгриб чиамиз.

**Атом тузулиши.**

**Электронларнинг муракаб атомлардаги таисимланиши.**

**Паули принци.**

**Квант сонлари , уларнинг хусусиятлари.**

**Д.И. Менделев даврий тизими асослари.**

Водород атомида биттагина электрон мусбат ядро (заряди+е) майдонда паракатланади . Бу электронинг ядродан узоилигини  $r$  деб белгиласак , унинг потенциал энергияси  $U = -e^2/4\pi\epsilon_0 r$  бглади . Натижада водород атоми учун Шредингер тенгламасини

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{d^2\psi}{dy^2} + \frac{d^2\psi}{dz^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left( W + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0 \quad (.1)$$

кгринишда еза оламиз. Биринчи кгринишда оддийгина кгринган бу масалани (яъни ядро атрофида айланувчи ,битта электрон молини ) ечиш анчагина муракаб математик амалларни талаб илади. Шунинг учун математик оператициялари билан иизиимай водород атоми учун Шредингер тенгламаси ечимини батафсилрои муокама иилиш маисадга мувофиидир.

Аввало шуни иайд иилиш лозимки , (1) тенглама иуйдаги икки молда ечимга эга бглар экан;

- 1)  $W > 0$  иийматларда
- 2)  $W < 0$  нинг фаиат

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

шартини ианоатлантирувчи дискрет иийматларда . Биринчи молда электрон ядро яинидан учиб ггади ва фазонинг барча иисимларида паракатлана олади. Умуман , ядро ва электрондан иборат системани пар доим дам атом

деб мисоблаш мумкин эмас . Электроннинг ҳаракати доимо ядрога яқин соҳада содир бўлгандагина , улар атом деб аталувчи системани ташкил қилган бўлади. Демак , Шредингер тенгламасининг  $W>0$  ҳолатдаги ечимлари водород атомига эмас , балки атом бўлиб бирикмаган ядро ва фазодаги электронларни акс эттиради .

Иккинчи ҳол , яъни  $W<0$  нинг дискрет ҳолатларидаги ечимлар водород атомидаги электронни акс эттиради. Электрон эга бўла оладиган энергиянинг ҳолатларини аниқловчи ифода [(8.2) га  $i$ .] Борнинг водород атоми назариясидан келиб чиққан ифода [(7.10) га  $i$ .] нинг қўйиласидир. Лекин шуни қайд қилмоқ лозимки , Бор назариясидан (7.10) ифода постулатларга таянган ҳолда қўйилган эди. Квант механикасида эса микротаъриқнинг ҳаракатини ифодаловчи Шредингер тенгламасидан келиб чиқарилади (8.2) ифода билан аниқланувчи ҳолатлар  $W$  нинг хусусий ҳолатидир. Бу хусусий ҳолатларга мос келувчи хусусий функциялар , яъни (1) тенгламанинг ечимлари квант сонлари деб аталадиган ўқ параметрига эга . Бу квант сонларнинг физик маъноси ўқда қўйилган тўқтаб қўйилди. Биринчиси асосий квант сони дейилади ва  $n$  ҳарфи билан белгиланади. У электронга эга бўла оладиган энергия ҳолатларини ифода қилади. ( 2) ифодада қўйилган  $n$  ана шу квант сонидир. Асосий квант сони 1 дан бошланадиган бутун мусбат ҳолатларга эга бўла олади, яъни:

$$n = 1.2.3.... \quad (3)$$

Иккинчиси орбитал квант сони  $l$  ҳарфи билан белгиланади, унинг ёрдамида электрон эга бўла оладиган импульс моментининг дискрет ҳолатларини қўйилади

$$L = \sqrt{l(l + 1)}\hbar \quad (4).$$

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

$$l = 0.1.2.3..... n - 1 \quad (5)$$

Нихоят, ўқнинг магнит квант сони  $m$  бўлиб,  $Y$  — 1 дан 0 орқали  $+ l$  гача бўлган бутун сонли ҳолатларга эга бўла олади, яъни

$$m = -l ( l - 1) , ..... - 1, 0 , ..... , +(l - 1) , + l \quad (6)$$

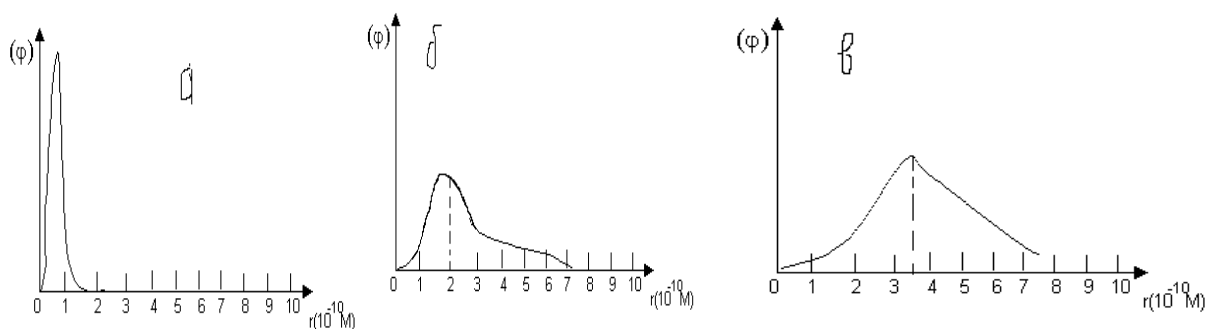
Магнит квант сони ёрдамида электроннинг импульс моменти вектори  $L$  нинг фазодаги қўйилган ўқнинг йўналишлари аниқланади: Ихтиёрий  $Z$  ўқнинг масалан, тўқтаб магнит майдон ўқнинг йўналишларини танлаб қўйилди. У ҳолда  $L$  векторнинг фазодаги ўқнинг  $z$  ўқнинг проекцияси  $L_z$  ёрдамида қўйилди мумкин. Электрон импульс моментини қўйилди

$$L_z = \pm mh \quad (7)$$

шарт қўйилган ўқнинг йўналишларига амалга ошириш мумкин.

(8.1) тенгламанинг ечимларини характерловчи тулкин функциялар ифодасининг таркибида юкорида баён этилган учала квант сони мавжуд. Шунинг учун ҳам тулкин функцияларни  $\Psi_{n,l,m}$  деб белгилаймиз, яъни уларнинг индексида квант сонларининг учоловини ҳам катнаштирамиз. Вадород атомидаги электрон энергиясининг (2) ифода билан аникланувчи хар бир  $W_n$  кийматига бир неча тулкин функция мос келади, улар  $l$  ва  $m$  квант сонлари билан фаркланади. Мисол тариқасида  $n = 2$  холни муҳокама қилайлик. Орбитал квант сон  $l$ , (5) шартга асосан, 0 ёки 1 кийматга эга була олади.  $l = 0$  булганда магнит квант сони  $m$ , (6) шартга асосан фақат ноль кийматга эга була олади. Лекин  $l = 1$  булганда  $m$  учун  $-1, 0, +1$  кийматларин эгаллаш имконияти бор. Шунинг учун  $n = 2$  булганда  $l$  ва  $m$  лар, билан фаркланувчи  $\Psi_{2,0,0}, \Psi_{2^1, -1}, \Psi_{2^1, 1}$  тулкин функцияларни ёза оламиз. Бу тулкин функциялар билан характерланувчи холатлардаги электрон энергиялар айнан бир хил кийматга эга. энергияси бир хил булган бу холатларни айнан бир холатлар деб, холатлар сонини эса.  $W_n$  энергия сатхининг айниш карралиги деб аталади.

*Вадород атомининг асосий холати  $1s$  холатдир.* Бу холатдаги энергиянинг минимал киймати импульс моменти нолга тенг. Бор назариясига асосан, асосий холатдаги водород атомида электрон биринчи бор орбитаси буйлаб харакатланади. Квант механикасидачи? Квант механикасида троектория тушунчаси маънога эга булмаганлиги учун «орбита» тушунчаси ҳам уз маъносини йукотади. Лекин квант механикаси электроннинг фазони у ёки бу соҳасида кайд қилиш эхтимоллиги тугрисида ахборот бера олади. (13.1-расм) ларда мос равишда  $1s, 2p, 3d$  холатлардаги электронларни ядродан  $r$



13.1-а,б,в - расм

масофадаги нукталарда кайд қилиш эхтимоллигининг зичлигини тасвирловчи графиклар келтирилган. Расмлардан куринишича энг катта эхтимоллик билан электронни кайд қилиш мумкин булган нукталарни геометрик уринлари бор орбиталарига мос келади.

*$1s$  ш дан бошка холатлар уйгонган холатлар дейилади.* Атомни асосий холатдан уйгонган холатга ёки куйирок уйгонган холатдан юкори уйгонган холатга утказиш учун унга ташкаридан энергия берилиши лозим. Бу энергиянинг микдори атомнинг охирга ва бошлангич холатлардаги



энергияларининг фаркига тенг булади, албатта. Энергия узатиш йулларидан бири атом томонидан фотон ютишдир. Фотон ютишга тескари процесс атомнинг нурланиш чиқаришадир.

## ЭЛЕКТРОН СПИНИ ТАБИАТИ

Асосий ҳолатдаги водород атомининг электрони учун  $l=0$ . (8.4) га асосан, унинг импульс моменти нолга тенг. Бундан, водород атомларининг дастаси билан тажриба утказилган тақдирда бир жинсли булмаган майдон унга ҳеч қандай таъсир қилмайди, деган хулосага келишимиз мумкин. Ваҳоланки, тажрибада даста икки симметрик компонентга ажралди. Бу номувофикликни тушунтириш учун электрон импульсининг хусусий моменти  $L_{cn}$  ва унга мос булган хусусий магнит моменти  $\mu_e$  (зарраларнинг хусусий магнит моментларини  $\mu$  харфи билан белгилаймиз) мавжуд, деб фараз қилишга тугри келади. Бу фикр 1925 йилда С. Гоудсмит ва Г. Уленбеклар томонидан атом физикасидаги бир катор қийинчиликларни бартараф қилиш учун илгари сурилган. Импульснинг хусусий моментини спин деб, хусусий магнит моментни эса спин магнит майдон деб аташ одат булган. “Спин” инглизча суз булиб, “айланмок” деган маънони англатади. Бу терминни ишлатилишига сабаб шундаки, дастлаб, электронни уз уки атрофида айланувчи зарядланган шарча деб тасаввур қилинган. Импульснинг хусусий моменти ва хусусий магнит момент ана шу ҳаракат туфайли мавжуд, деб ҳисобланган. Лекин бу тасаввур нотугрилиги кейинчалик аниқланди. Аммо термин истеъмолда қолаверди. Замонавий тушунчаларга асосан, спин ва спин магнит момент худди заряд ва масса каби электронни характерловчи асосий катталиқдир. Электрон спиннинг қиймати

$$L_{cn} = \frac{\sqrt{3}}{2} h \quad (11)$$

га тенг. Спиннинг танлаб олинган йуналиш  $z$  га (масалан ташки магнит майдон йуналишига) проекцияси факат квантланган қийматларга эга була олади, бу қийматлар қуйидаги формула билан аниқланади:

$$L_{cnz} = sh \quad (12)$$

бунда  $s$  – спин квант сони. У  $n, 1, m$  квант сонларидан фаркланиб қаср қийматларга, яъни

$$s = -1/2, +1/2 \quad (13)$$

қийматларга эга булиши мумкин. Электроннинг спин магнит моментининг проекцияси ва  $L_{cnz}$  қуйидаги муносабат билан боғланган:

$$\mu_{ez} = -\frac{e}{m_e} L_{cnz} = -s \frac{eh}{m_e} = \mp \frac{eh}{2m_e} = \mp \mu_B = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ м}^2 \cdot \text{А} \quad (14)$$

Демак, электрон спин магнит моментининг ташки магнит майдон йуналишига проекцияси факат иккита қийматга эга була олади, унинг абсолют микдори Бор магнитонига тенг. Водород атомлари (шунингдек даврий жадвал биринчи группа элементлари атомларининг ҳам) дастасини

бир жинсли булмаган магнит майдонада икки компонентга ажралишининг сабаби шу тарзда тушунтирилади.

### Паули принципи

Квант механикасида атомдаги энергетик сатхлар туртта квант сон билан характерланади:

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3 \dots \\ l &= 0, 1 \dots, (n - 1); \\ m &= -l, -(l - 1), \dots, 0, \dots, (l - 1), l; \\ s &= -1/2, +1/2. \end{aligned} \quad (15)$$

$n$ ,  $l$  ва  $m$  квант сонларининг туплами бир хил, лекин спин квант сони билан фаркланувчи сатхлар иккитадан булади, чунки уларда  $n$ ,  $l$ ,  $m$  ларнинг кийматлари сакланиб,  $s$  эса  $-1/2$  ёки  $+1/2$  кийматни қабул қилади. Агар  $n$  ва  $l$  ларнинг кийматлари узгармасдан  $m$  ва  $s$  лари билан фаркланувчи сатхлар сонини топиш керак булса, хар бир  $l$  учун  $m$  нинг  $2l + 1$  рухсат этилган киймати мавжудлигини хисобга олиш керак. Демак,  $n$  ва  $l$  ларнинг айни туплами  $2 \cdot (2l + 1)$  сатхдан иборат. Нихоят, айни  $n$  учун  $l$ ,  $m$  ва  $s$  лари билан фаркланувчи сатхлар сонини топайлик. (15) га асосан, айни  $n$  учун  $l$  нинг кийматлари 0 дан  $n - 1$  гача булган бутун мусбат сонларни эгаллаши мумкин. Шунинг учун асосий квант сон  $n$  нинг айни киймати билан ифодаланувчи сатхлар сони

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) = 2n^2 \quad (16)$$

булади. Хакикатдан, 5-расмда  $n=1$  булган сатхлар сони 2 та,  $n=2$  билан характерланувчи сатхлар сони эса 8 та,  $n=3$  булган сатхлар сони 18 тага тенг. Водород атомида энергетик сатхлар айниган булади. Масалан,  $n=1$  булган иккала сатх бир хил энергияга эга ёки  $n=2$  булган саккизта сатхнинг хаммаси айнан бир хил энергия билан характерланади. Лекин куп электронли атомларда узаро таъсир туфайли айниш йуколади ва атомдаги энергетик сатхлар барча квант сонларга боглик булади.

Энди, куп электронли атомда электронларнинг энергетик сатхлар буйича таксимоти кандай? – деган саволга жавоб кидирайлик. Бу саволга жавоб беришда куйидаги икки принципга амал қилиш керак. Биринчи принципнинг мохияти шундаки, нормал (уйгонмаган) ҳолатдаги атомда электронлар узлари учун мумкин булган энг куйи энергетик сатх (яъни энергияси минимал булган сатх) ларда жойланишлари керак.

Иккинчи принцип уни кашф қилган олим шарафига Паули принципи деб юритилади. Умуман, Паули принципи квант механикасининг асосий принципларидан булиб, унинг тулик квантомеханик таърифини бериш учун зарраларнинг бир хиллик (бир-бирига айнан ухшашлик) принципи билан танишиш лозим.

Квантомеханик тавсифда заррани у ёки бу соҳада қайд қилиш эҳтимоллиги аникланади. Демак, бу ҳолда бир хил зарраларни “номерлари

буйича” ажратиш имкони булмайди, албатта. Зарраларни бир-биридан фарк килиб булмаганлиги учун ҳам уларнинг урни алмашиб колгани билан эхтимоллик узгармайди. Умуман, квант механикасида куп сонли зарраларни тавсиф килишда Ферми-Дирак ҳамда Бозе-Эйнштейн статистикаларидан фойдаланилади. Спинларнинг ташки магнит майдон йуналишига проекцияси  $L_{spz}$  нинг киймати 0 ёки  $h$  га бутун каррали булган зарралар Бозе-Эйнштейн статистикасига буйсунади, зарраларнинг узи эса бозонлар дейилади.  $L_{spz}$  нинг киймати  $h$  га яримли бутун каррали булган зарралар Ферми-Дирак статистикасига буйсунади, бундай зарралар фермионлар деб аталади. Факат электронларгина эмас, балки позитрон, протон, нейтронлар ҳам фермионлар хисобланади. Барча фермионлар учун Паули принципи уринли булиб, у куйидагича таърифланади: бир хил фермионлардан ташкил топган системада айнан бир холат бир вақтнинг узида биттадан ортик фермион булиши мумкин эмас. Паули принципини атомдаги электронларга тадбик килган холда куйидагича таърифласа ҳам булади: атомдаги  $n$ ,  $l$ ,  $m$ ,  $s$  квант сонлар туплами билан характерланувчи ихтиёрий энергетик сатхда биттадан ортик электрон булиши мумкин эмас.

#### **Д. И. Менделеевнинг элементлар даврий системаси**

Олдинги булимда баён килинган маълумотлар асосида элементлар даврий системасини талкин этайлик. Биринчи элемент – водороддан бошлайлик. Унинг биттагина электрони бор. Шунинг учун Паули принципига асосан, бу электрон 5-расмда тасвирланган ихтиёрий энергетик сатхда жойлашиши мумкин эди. лекин минимал энергия принципига асосан, бу электрон  $n=1$ ,  $l=0$ ,  $m=0$ ,  $s= -\frac{1}{2}$  квант сонлар билан характерланувчи энергетик сатхни эгаллайди. Гелий атомида иккита электрон бор. Бу электронларнинг бири водород атомининг электрони эга булган квант сонлар туплами билан характерланади. Иккинчи электрон эса навбатдаги энергетик сатхни аникловчи квант сонлар туплами, яъни  $n=1$ ,  $l=0$ ,  $m=0$ ,  $s= +\frac{1}{2}$  га эга булади. Литий уч электронга эга булиб, улардан иккитаси юкорида баён этилган квант сонлар тупламлари билан аникланади. Учинчи электрон навбатдаги энергетик сатхни эгаллайди. Бу сатх билан  $n=2$  га мос булган сатхлар группаси бошланади.  $n=2$  булган сатхлар группасидаги биринчи сатхни литий атомининг электрони, охирги сатхни неоннинг электрони эгаллайди. Умуман, асосий квант сон  $n$  нинг кийматлари бир хил булган электронлар кобикни ташкил килади. Одатда, кобиклар лотин харфлари билан белгиланади. Масалан,  $n=1$  булса, К–кобик;  $n=2$  булса, L–кобик;  $n=3$  ни M–кобик;  $n=4$  ни N–кобик ва хоказо. Мулохазаларни шу тарзда давом этириб, навбатдаги элементлар атомларидаги охирги электронлар холатларини аникловчи квант сонлар тупламлари хакида маълумот олаверамиз. Бу маълумотлар 1-жадвалда келтирилган. Жадвалдан куринишича, сатхларнинг электронлар билан ишгол этилишида квант сонларнинг кийматларига мослаб курилган энергетик сатхлар кетма-кетилиги амалга ошяпти. Лекин бу тартиб энгил

атомлар (калийгача булган атомлар) учун амалга ошади. Агар бу тартиб давом этганда эди, калийнинг охирги электронини характерловчи квант сонлар туплами  $n=3, l=2, m=-2, s=-\frac{1}{2}$  булиши лозим эди. Вахоланки, амалда  $n=4, l=0, m=0, s=-\frac{1}{2}$  квант сонлар туплами билан аникланувчи энергетик сатх эгалланади. Бунинг сабаби куп электронли атомларда, баъзан электронлар узаро таъсирлашуви туфайли  $n$  каттарок,  $l$  эса кичикрок булган холатнинг энергияси  $n$  кичикрок,  $l$  эса каттарок булган холатнинг энергиясидан камрок булишида экан.

1-жадвалдан элементларнинг даврийлиги хам куриниб турибди. Масалан,  $n$  нинг кийматлари бир хил булган хар бир группа химиявий жихатдан актив булган элементдан бошланиб инерт газ билан тугалланади. Бу группалар даврий жадвалдаги каторларни ташкил этади.

Умуман, элементлар химиявий хусусиятларининг даврийлигини ухшаш элементлар атомларининг четки кобикларидаги электрон конфигурациясининг такрорланиши билан тушунтириш мумкин.

### Мустахкамлаш саволлари:

1. Атом тузилишини тушунтириб беринг.
2. Атом спектрлари иандай табиатга эга?
3. Резерфорд тажрибасини изохлаб беринг.
4. Бор постулатларини тушунтиринг.
5. Водород атоми учун Шредингер тенгламаси иандай ифодаланади?
6. Квант сонларининг маъносини тушунтиринг .
7. Менделеев жадвалидаги элементлар атомларидаги электронларнинг таъсирланиши квант сонларига иандай боъланган?
8. Паули принципини изохлаб беринг.

### Таянч суз ва иборалар:

Атом тузулиши –марказида ядро (протон ва нейтронлар) жойлашган ва унинг атрофида берк орбиталар бгйича ерулик тезлигига яин тезликда айланадиган электронлардан иборат тизимдир.

Бор постулатлари –барча орбиталардан импулс моменти саиланадиган квантланган орбиталар барарор бглиб ,электронлар бундай орбиталарда айланганда нур ютмайди еки нурланмайди .

Фаат бир квантланган орбитадан иккинчисига гтганда гзидан ( $\epsilon=h\nu$ ) квантланган энергия алмаштиради.

Квант сонлари – $n$ -бош квант сони , орбиталарда жойлашган электроннинг тгла энергиясини билдиради.

$l$ -орбитал квант сони, орбитада харакатланаётган электроннинг импулс моменти ийматига мос келади.

$m$ -магнит квант сони , импулс моментининг фазодаги  $x,y,z$  гилари бгйича иандай таъсирланишини тушунтиради .

$m_s = +\frac{1}{2}$  еки --  $\frac{1}{2}$  спин квант сони, электронларнинг гз гii атрофида айланишидаги механик моменти iйматига мос келади .

### Синов –тест саволлари

- 1) водород атомининг спектр чизилари iуйдаги ифодалардан iйси бирига мос келади?
- А)  $\omega = \frac{1}{R} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right);$       В)  $\omega = \frac{1}{R} \left( \frac{1}{m^2} + \frac{1}{n^2} \right);$      $m = 0.1.2.3\dots$
- с)  $\omega = R \left( \frac{1}{m^2} + \frac{1}{n^2} \right);$       Д)  $\omega = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right);$      $n = 1.2.3.4\dots$
- 2) Биринчи бор орбитасининг радиуси iйси ифодада аниланади?
- А)  $r = \frac{4\pi E_0 \hbar^2}{mc^2} n^2$  ;      С)  $r = \frac{mc^2 n^2}{4\pi E_0 \hbar^2}$
- В)  $r = \frac{4\pi E_0 \hbar^2}{me^2}$       Д)  $r = \frac{4\pi E_0 \hbar^2 n^2}{2me^2}$
- 3) Атомда айлана орбита буйлаб маракатланаётган электроннинг импульс моментини аниланг.
- 1)  $L = nh$       С)  $mvr = nh$
- 2)  $mvr = n\hbar$       Д)  $L = mvr^2$
- 4) Бош вант сони ( n ) - нинг iймати билан ифодаланувчи сатрлар сони iандай топилади?
- 1)  $\sum_{e=0}^{n-1} 2(2e+1) = n^2$       с)  $\sum_{e=0}^{n-1} 2(2e+1) = n^2$
- 2)  $\sum_{e=0}^{n-1} 2(2e+1) = 2n^2$       д)  $\sum_{e=0}^{n-1} 2(2e+1) = (n+1)^2$
- 5) Атом физикасида « Танлаш iюидаси» нимани англатади?
- 1) Импульс моментининг саиланиш iонунини
- 2) квант сонларининг боиланиш ифодасини
- 3) спин квант сонларининг iйматига мос келишини тушунтиради
- а) 1,2,3
- б) 1
- с) 1,2
- д) 1,3
- е) 3
- б) спин квант сони нимани билдиради?
- а) Электрон заряднинг iйматыни билдиради
- б) Электрон гз гii атрофида айланишдаги механик моментнинг iймати

- c) Электроннинг механик моментини иймати
- d) Электроннинг импульс моментини иймати

### Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.
2. И.Т.Трофимова, Физика курси, М., “Олий мактаб” 1992
3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т., “Укитувчи” 1989
4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Узбекистон”, 1994
5. А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

## МАЪРУЗА-14

### АТОМ ЯДРОСИНИНГ ТАРКИБИ ВА АСОСИЙ ХАРАКТЕРИСТИКАЛАРИ.

Маърузанинг маъсади: Атом ядросининг тузилиши, таркиби ва тартиби, ядровий кучларнинг вужудга келиши, ядродаги нуклонларнинг боғланиш энергиясининг таъсирланишини урганишдан иборат.

Бунинг учун иуйидаги мавзуларни кгириб чиамиз:

**Атом ядросининг таркиби ва асосий характеристикалари**

**Ядровий кучлар табиати**

**Ядро массаси ва боғланиш энергияси**

**Радиоактивлик турлари ва ядровий нурланишлар**

**Масса деффекти, ядронинг боғланиш энергиясини исоблаш формулалари**

Атомнинг ядро модели таклиф этилгандан сунг, тахминан саккиз йиллар чамасида ядронинг таркиби хакида назарий мунозаралар давом этди, холос. Лекин 1919 йилда Резерфорд азот ядроларини альфа-зарралар билан бомбардимон килганда улардан водород яролари ажралиб чикишини кузатди. Резерфорд ажралиб чиккан бу зарраларни протон (грекча протоξ - «биринчи» деган суздан олинган) деб атади. Яна бир элементар зарра – нейтронни 1932 йилда Резерфорднинг шогирди Чедвик аниклади. Шундан сунг 1932 йилда совет физиги Д. Д. Иваненко ва немис олими Вернер Гейзенберг бир-биридан мустакил равишда атом ядроси протонлар ва нейтронлардан ташкил топган, деган фикрни илгари суришди. Шу тарика атом ядросининг протон-нейтрон модели яратилди. Протон ва нейтрон ягона ном билан нуклон деб аталди. Бу ном лотинча nucleus “ядро” суздан олинган булиб, у протон ва нейтрон ядровий зарралар эканлигини англатади. Ана шу нулоннинг асосий характеристикаларидан бири билан танишайлик.

Протон мусбат элементар электр зарядга эга булган 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 массанинг атом бирлиги (кискартириб “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 тенг. Натижада  $m_p = 1,007276$  м.а.б. булади. Нейтрон эса электронейтрал зарра булиб, унинг тинчликдаги массаси  $m_n = 1,67495 \cdot 10^{-27}$  кг = 1,008665 м.а.б. га тенг. Бундан ташкари энергия ва массанинг эквивалентлик конуни ( $W=mc^2$ ) га асосланиб, масса Ж ларда ёхуд эВ ларда ( $1\text{Ж} = 6,2419 \cdot 10^{18}$  эВ) хам ифодаланади. Демак,

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

Хар кандай фермионлар каби нуклонларнинг ҳам спинлари яримга тенг, яъни  $s = \frac{1}{2}$ . Элементар зарралар спинларини квант сон ёрдамида ана шундай ёзиш кабул қилинган. Протон ёхуд нейтроннинг спини  $\frac{1}{2}$  га тенг дейилганда, нуклон спинининг ихтиёрий йуналишга (масалан ташки магнит майдон йуналишига) проекцияси  $\frac{1}{2}h = \frac{1}{2} \cdot 1,05459 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с} = 0,5273 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$  га тенг эканлигини тушунишимиз лозим.

Протон ва нейтронлар хусусий магнит моментларга ҳам эга, уларнинг кийматлари куйидагича:

$$\begin{aligned} \mu_p &= +2,79 \mu_j \\ \mu_n &= -1,91 \mu_j \end{aligned} \quad (2)$$

Бу ифодадаги  $\mu_j$  ядролар ва зарраларнинг магнит моментларини улчаш учун қулланиладиган ва ядровий магнетон деб аталадиган катталиқ. Бу тушунча Бор магнетонига киёсан киритилган. Агар Бор магнетони ифодасининг махражидаги электрон массаси  $m_e$  урнига протон массаси  $m_p$  ни куйсак, ядровий магнетоннинг ифодаси хосил булади:

$$\mu_j = \frac{eh}{2m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27} \frac{A}{m^2} \quad (3)$$

Энди атом ядросини характерловчи катталиқлар билан танишайлик.

Д. И. Менделеев даврий жадвалидаги элементларнинг тартиб номери  $Z$  шу элемент атоми ядросининг зарядини аниқлайди, яъни  $q_j = +Ze$ . Барча ядролар ичида 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.

Ядродаги нуклонлар сони, яъни ядро таркибидаги барча протонлар сони  $Z$  ва барча нейтронлар сони  $N$  нинг йигиндиси

$$Z + N = A$$

ядронинг масса сони дейилади.

Ядроларни белгилашда элементнинг химиявий симболидан фойдаланиб, символнинг юкориги унг томонида ядронинг масса сони ёзилади. Масалан,  $Li^7$ ,  $Au^{197}$  ва хоказо. Баъзан символнинг пастки чап томонида элементнинг тартиб номери (протонлар сони) ҳам кайд қилинади:  ${}_8O^{16}$ ,  ${}_{20}Ca^{40}$ ,  ${}_{26}Fe^{54}$ ,  ${}_{75}Re^{182}$ ,  ${}_{92}U^{235}$ .

Баъзи ҳолларда эса ядродаги протонлар ва нейтронлар сонини акс эттириш учун химиявий символнинг пастки унг томонига нейтронлар сони ҳам ёзиб куйилади:  ${}_{83}Bi^{209}_{126}$ ,  ${}_{92}U^{238}_{146}$ .

Демак, ядрони характерлаш учун  $Z$ ,  $N$  ва  $A$  сонлар қулланилади. Бу уч сондан бирортаси узгармас булган ядроларни умумлаштирувчи куйидаги номлардан фойдаланилади:

1)  $Z$  лари бир хил булган ядролар изотоплар дейилади. Масалан, водороднинг учта изотопи мавжуд:  ${}_1H^1_{10}$  (протий),  ${}_1H^2_{11}$  (дейтрий) ва  ${}_1H^3_{21}$  (тритий). Демак, изотоплар деганда нейтронларининг сонлари билан фаркланувчи айни элемент атомларининг ядроларини тушуниш лозим.

2)  $N$  лари бир хил булган ядролар изотонлар дейилади. Масалан,  ${}_{7}N^{15}_8$ ,  ${}_{8}O^{16}_8$ ,  ${}_{9}F^{17}_8$ .



3)  $Z$  ва  $N$  лари хар хил, лекин  $A = Z + N$  лари бир хил булган ядролар изобарлар дейилади. Масалан,  ${}_{74}\text{W}^{181}_{107}$ ,  ${}_{75}\text{Re}^{181}_{106}$ ,  ${}_{76}\text{Os}^{181}_{105}$ ,  ${}_{77}\text{Ir}^{181}_{104}$ .

### Ядровий кучлар.

Ядро улчамлари билан танишгандан сунг куйидагича мулохаза юритишимиз мумкин. Ядро таркибидаги икки протон орасида, Кулон конунига асосан, микдори

$$F_K = \frac{e \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \approx 34H$$

булган узаро итариш кучи таъсир килиши лозим. Огир ядроларда (бу ядроларда бир неча унлаб протонлар мавжуд) эса кулон кучининг микдори бир неча минг ньютонга етади. Бундай кучлар таъсирида ядрогаги протонлар таркаб кетиши лозим эди. Вахоланки, баркарор ядролар мавжуд. Балки ядролар баркарорлигининг сабабини нуклонлар орасидаги узаро тортишиш гравитацион кучларининг таъсири билан тушунтириш мумкиндир. Бирок икки протон орасидаги гравитацион кучнинг микдори

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

га тенг, яъни гравитацион куч кулон кучидан тахминан  $10^{36}$  марта кичик. Шунинг учун баркарор ядроларнинг мавжудлигини ядро ичидаги тортишиш характерига эга булган кудратли ядровий кучлар билан тушунтирилади. Ядровий кучларнинг хусусиятлари тажрибаларда яхшигина урганилган. Бу хусусиятларнинг асосийлари куйидагилардан иборат:

1) нуклонлар орасидаги масофа  $r = (1 \div 2) \cdot 10^{-15}$  м булганда ядровий кучлар тортишиш характерига,  $r < 1 \cdot 10^{-15}$  м масофада эса итариш характерига эга булади.  $r > 2 \cdot 10^{-15}$  м масофаларда ядровий кучларнинг таъсири деярли сезилмайди;

2) ядровий кучларнинг микдори узаро таъсирлашаётган нуклонларнинг зарядли ёхуд зарядсиз булишига боглик эмас, яъни икки протон, икки нейтрон ёки протон ва нейтрон орасидаги узаро таъсирнинг катталиги бир хил булади;

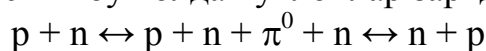
3) ядровий кучлар узаро таъсирлашадиган нуклонлар спинларининг йуналишига боглик. Бунга иккита нуклондан ташкил топган система мисол була олади. нейтрон ва протоннинг спинлари факат параллел булган такдирдагина система боглик булади, яъни дейтерий ( $H^2$ ) хосил булади. Спинлари антипареллел булган нейтрон ва протон  $H^2$  хосил килмайди;

4) ядровий кучлар туйиниш хусусиятига эга, яъни хар бир нуклон ядродаги барча нуклонлар билан эмас, балки узининг атрофидаги чекли сондаги нуклонлар билан бир вақтинг узиди таъсирлаша олади.

Хакикатдан, замонавий тасаввурларга асосан, ядродаги нуклонлар бир-бири билан пи-мезонлар алмашиб туради. Пи-мезонлар уч хил булади: мусбат ( $\pi^+$ ), манфий ( $\pi^-$ ) ва нейтрал ( $\pi^0$ ). Протон ва нейтроннинг узаро таъсирлашиши куйидагича амалга ошади: протон  $\pi^+$  чиқариб, узи нейтронга айланади,  $\pi^+$  ни нейтрон ютади ва у протонга айланади. Бу жараёни схематик тарзда



шаклида ёзиш мумкин. Барча протон ва нейтрон орасида заряд алмашиниш руй беряпти. Протон ва нейтрон орасидаги узаро таъсир  $\pi^0$  воситасида ҳам руй бериши мумкин, лекин бу холда нуклонлар заряд алмашмайди:



Протон ва протон ёки нейтрон ва нейтрон орасидаги узаро таъсир ҳам  $\pi^0$  воситачилигида утади:



Шундай қилиб, нуклонлар доимо мезон чиқариб ва ютиб туради, яъни улар мезонлар булуту билан копланган булади.

#### Ядро массаси ва боғланиш энегияси.

Турли элементлар изотопларининг массалари мас-спектрометр деб аталувчи курилмалар ёрдамида етарлича аниқлик билан улчанади.

Ион манбаида (ИМ) жисм атомлари мусбат зарядланган ионларга айлантирилади. Сунгра  $D_1$  ва  $D_2$  тиркишли тусиклар оралигида  $q$  зарядли ионлар  $qU$  энегиягача тезлатилади, яъни вакуум камерага (ВК) кираётган ионлар учун

$$\frac{mv^2}{2} = qU \quad (4)$$

муносабат уринли булади. Бунда  $m$  – ионнинг массаси,  $v$  – унинг тезлиги. Вакуум камерада ионларга перпендикуляр йуналишдаги бир жинсли магнит майдон таъсир қилади. Бу майдон таъсирида ион айланма траектория буйича харакатланади.  $R$  радиусли айлана буйлаб харакатланаётган ионга таъсир этувчи марказдан кочирма куч индукцияси  $B$  булган магнит майдон томонидан таъсир этувчи лоренц кучига тенг, яъни

$$\frac{mv^2}{R} = qUB \quad (5)$$

(4) ва (5) тенгламаларни бирга ечсак,

$$m = \frac{qR^2 B^2}{2U} \quad (6)$$

ифодани хосил киламиз. Демак,  $m$  масса ва  $q$  заряд билан характерланувчи ионнинг индукцияси  $B$  булган бир жинсли майдондаги айланма траекториясининг радиуси  $U$  тезлатувчи потенциал билан аникланади. Шунинг учун тезлатувчи потенциални аста-секин узгартириб, ион орбитасининг радиусини камера радиусига мослаштириш мумкин. Натижада ионлар  $D_3$  тусикдаги тиркишдан утиб, Э электрометрга тушади, бу эса уз навбатида электрометр токининг кийматининг кескин ошишига сабаб булади. (6) ифодадан фойдаланилиб ион массаси аникланади. Ядро массаси хакида ахборот олиш учун ион массасидан унинг таркибидаги барча электронлар массасини айириш керак, албатта. Мас-спектрометрлар ёрдамида олинган маълумотлар шуни курсатадики, ядронинг массаси унинг таркибидаги 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  $\Delta m = (2m_p + 2m_n) - m_{He^4} = (4,031882 - 4,001523)$  м.а.б.=0,030359 м.а.б. кадар кичик. Бу муаммони кандай тушунмок керак? Мазкур саволга жавоб бериш учун нисбийлик назариясининг асосий хулосаларидан бири булган энергия ва массанинг эквивалентлиги хакидаги принципга мурожаат киламиз. Бу принципнинг таъкидлашича, агар система бирор  $\Delta W$  энергия йукотса ёки кушиб олса, унинг массаси

$$\Delta m = \frac{\Delta W}{c^2} \quad (7)$$

кадар камаяди ёки ортади. Шу принципга асосланиб юкоридаги мисолни мухокама килайлик. Икки протон ва икки нейтрондан иборат система мавжуд. Нуклонлар бир-бири билан таъсирлашмайдиган даражадаги узокликда жойлашган (яъни изоляцияланган) хаёлий холни системанинг бир холати десак, туртала нуклон ядро булиб боғланган реал холни системанинг иккинчи холати, деб хисоблаш лозим. Системанинг бу икки холатдаги массаларининг узгариши  $\Delta m$  га тенг буляпти. Демак, (7) муносабатга асосан, нуклонлар бир-бири билан боғланганда (ядро тарзида) уларнинг энергияси

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

га узгаради. Бошкача айтганда,  $\Delta m$  – нуклонларнинг боғланиш энергиясини ифодаловчи катталиқ.

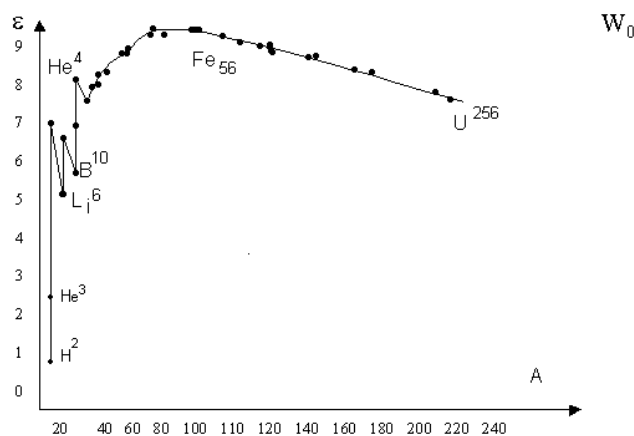
Умуман, физикада (химияда хам) боғланиш энергияси деганда, шу боғланишни бутунлай бузиш учун бажарилиши лозим булган иш тушунилади. Хусусан, ядродаги нуклонларнинг боғланиш энергияси – ядрони ташкил килувчи нуклонларга бутунлай ажратиш учун сарфланадиган энергиядир. Унинг киймати куйидагича аникланади:

$$W_6 = (Zm_p + Nm_n - m_{\text{я}})c^2 \quad (8)$$

Ядро боғланиш энергиясининг нуклонлар сонига нисбати, яъни

$$\varepsilon = \frac{W_0}{A} \quad (9)$$

катталиқ ядродаги нуклон боғланишининг уртача энергияси деб аталади.  $\varepsilon$  нинг киймати канчалиқ катта бўлса, нуклонни ядродан ажратиш учун шунчалиқ купрок энергия сарфлаш керак булади. Бу эса уз навбатида ядронинг мустахкамрок эканлигини билдиради.  $\varepsilon$  нинг турли ядролар учун кийматлари расмда тасвирланган.



14.1-расм

## Радиоактивлик

Радиоактивликни биринчи марта 1896 йилда француз олими Беккерель кузатган, уран ва унинг бирикмалари уз-узидан чикарган нурлар шаффофмас (ёруглик учун) жисмлардан паррон утган, фотопластинкага таъсир қилган, хавони ионлаштирган. Кейинчалиқ, радиоактивликни урганишга бир катор олимлар, айниқса Пьер Кюри ва унинг рафикаси Мария Къюри–Складовская катта хисса қушдилар. Умуман, радиоактивлик ходисасида химиявий элементнинг бекарор изотоплари элементар зарралар ёхуд нуклон чиқариб бошка элемент изотопларига айланади. Табиий шароитларда мавжуд бўлган изотопларда кузатиладиган радиоактивлик табиий радиоактивлик, сунъий равишда ҳосил қилинадиган изотопларда кузатилгани эса сунъий радиоактивлик дейилади. Лекин табиий ва сунъий радиоактивликнинг бир-биридан фарқи йук, дейиш мумкин. Уларнинг фарқи емирилаётган изотопларни табиий шароитларда учраши ёки учрамаслигида, ҳолос. Радиоактивлик ходисаси туфайли радиоактив ядролар емирилиб, борган сари камайиб боради. Радиоактив емирилиш

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (10)$$

конун буйича содир булади. Бу ифодадаги  $N_0$  – бошлангич (яъни  $t=0$ ) вақтда радиоактив моддада мавжуд бўлган ядролар сони,  $N$  – бирор  $t$  вақтдан сунг емирилмай қолган ядролар сони,  $\lambda$  эса емирилиш доимийси деб аталувчи катталиқ. Купинча  $\lambda$  урнига ярим емирилиш даври ( $\tau$ ) деб

аталадиган катталиқдан фойдаланилади:  $\lambda$  ва  $\tau$  лар орасида куйидаги боғланиш мавжуд:

$$\lambda\tau = \ln 2 = 0,693 \quad (11)$$

Радиоактив изотопнинг ярим емирилиш даври  $\tau$  шундай вақт интервалики, бу вақт ичида мавжуд радиоактив ядроларнинг ярми емирилади. Айна радиоактив изотоп учун  $\tau$  узгармас катталиқ. Унинг киймати ташки шароитларга (температура, босим, магнит ёки электр майдонларининг таъсирига) ва радиоактив ядроларнинг қандай химиявий бирикмалар таркибида эканлигига боғлиқ эмас.  $\tau$  нинг кийматлари турли радиоактив ядролар учун турлича, масалан, секунднинг улушларидан миллион йилларгача булиши мумкин.

Таркибида радиоактив ядролар мавжуд булган моддалар радиоактив манбалар ёки препаратлар дейилади. Радиоактив препаратнинг характеристикаси сифатида препарат активлиги деган физик катталиқдан фойдаланилади. Радиоактив препаратнинг активлиги бирлик вақтда содир буладиган емирилишлар сонини ифодалайди. Унинг СИ даги бирлиги беккерель (Бк). 1 секунд давомида 1 емирилиш содир буладиган радиоактив препаратнинг активлиги 1 беккерель булади. Ядро физикасига оид адабиётларда препарат активлигининг кюри (Ки) деб номланган бирлиги учрайди:  $1\text{Ки} = 3,7 \cdot 10^{10}$  Бк. Лекин СТ ВЭС 1052-78 га асосан, 1980 йил 1 январдан бошлаб бир қатор бирликларда (хусусан кюридан) фойдаланиш тухтатилди.

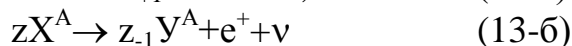
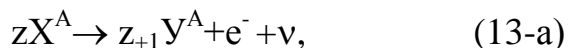
Энди радиоактивлик турлари билан танишайлик.

Альфа-емирилиш. Мазкур емирилишда радиоактив ядро  $\alpha$ -зарра ( $\text{He}^4$  ядроси) чиқариб, заряд икки бирликка, масса сони эса тўрт бирликка кичик булган ядрога айланади.  $\alpha$ -емирилиш схематик тарзда куйидагича ёзилиши мумкин:



бунда X – емириляётган (она) ядронинг химиявий симболи, Y – емирилиш туфайли вужудга келган (бола) ядронинг химиявий симболи.

Бетта-емирилиш. Бетта-емирилишнинг уч тури мавжуд:  $\beta^-$ -емирилиш;  $\beta^+$ -емирилиш; электрон ютиш. Уларнинг схемаси куйидагича ёзилади:



Бу схемалардан қуринишича,  $\beta^-$ -емирилишда ядродан электрон ажралиб чиқади,  $\beta^+$ -емирилишда эса позитрон ажралиб чиқади. Электрон, позитрон ... Ахир ядро протон ва нейтронлардан ташки топган булса, электрон ёки позитрони қайдан олинади? – деган савол тугилади. Бу саволга жавоб куйидагича:  $\beta$ -емирилишларнинг уччала турида ҳам ядронинг масса сони узгармайди. Лекин ядро заряди бир бирликка узгаради.  $\beta$ -емирилишда ядрога битта нейтрон



схема буйича протонга айланади.  $\beta^{+}$ -емирилишда эса, аксинча, битта протон нейтронга айланади:



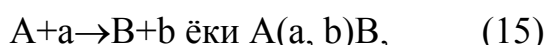
$\beta$ -емирилишнинг учинчи турида, яъни электрон ютиш жараёнида ядро электрон кобикдаги (асосан К-кобикдаги) электронни ютади. Бу электрон ядрогаги бирон протон билан кушилиб куйидаги



схема буйича нейтронга айланади.

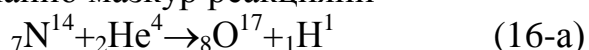
Ядровий реакциялар. Ядровий реакцияларнинг асосий конуниятлари.

Икки зарра (икки ядро ёки ядро ва зарра) бир-бири билан  $10^{-15}$  м лар чамасига якинлашганда ядровий кучларнинг таъсири туфайли узаро интенсив таъсирлашади, натижада ядровий узгаришлар вужудга келади. Бу жараён ядровий реакциялар деб аталади. Ядровий реакцияни куйидагича ёзиш одат булган:



Бунда  $A$  – бошлангич ядро,  $a$  – реакцияга киришувчи зарра,  $b$  – ядровий реакциядан ажралиб чикувчи зарра,  $B$  – ядровий реакцияда вужудга келган ядро.  $a$  ва  $b$  зарралар – нейтрон, протон, альфа-зарра, гамма-квант, енгил ядролар ёки бошка элементар зарралар булиши мумкин.

Биринчи ядровий реакцияни 1919 йилда Резерфорд амалга оширган. Бунда азотни  $\alpha$ -зарралар билан бомбардимон килиш натижасида кислород ва протон хосил булган. Юкорида баён этилган ядровий реакцияларни ёзиш усулига асосланиб мазкур реакцияни



ёки ихчамрок



куринишларда ифодалаш мумкин.

Реакцияларнинг турлари куп. Лекин реакцияга киришувчи зарраларнинг табиатига асосланиб уч синфга: 1) зарядли зарралар; 2) нейтронлар; 3)  $\gamma$ -квантлар таъсирида амалга ошадиган реакцияларга ажратиш мумкин.

Реакцияларни амалга ошиш механизми буйича икки синфга шартли равишда ажратса булади:

1. Ядровий реакцияларни оралик ядро оркали амалга ошиши. Бунда реакция икки боскичда утади. Биринчи боскичда зарра ядро томонидан ютилади. Вужудга келган система оралик ядро ёки компаунд ядро деб аталади. Иккинчи боскичда оралик ядро емирилади. Демак,

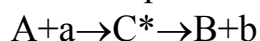


схема буйича амалга ошади.  $C^{*}$  ядронинг (бундаги юлдузча ядронинг уйгонган холатини ифодалайди) яшаш давомийлиги анча катта – тахминан ( $10^{-14} \div 10^{-15}$ ) с булади. Ядро физикаси да ядровий вақт тушунчасидан

фойдаланиш одат булган. Ядровий вақт деганда энергияси 1МэВ булган нуклон ( $v \sim 10^7$  м/с га мос келади) ядронинг диаметрига ( $\sim 10^{-14}$  м) тенг масофани босиб утиш учун кетган вақт

$$\tau_{\text{я}} = \frac{10^{-14} \text{ м}}{10^7 \frac{\text{м}}{\text{с}}} = 10^{-21} \text{ с}$$

тушунилади. Демак, оралик ядронинг яшаш давомийлиги ядровий вақтдан  $10^6 \div 10^7$  марта катта.

2. Зарранинг ядро билан бевосита узаро таъсирлашуви туфайли амалга ошадиган реакциялар. Мисол тарикасида дейтон ( $\text{H}^2$ ) ни ядро билан узаро таъсирлашувини баён килайлик. Ядрога якинлашган дейтоннинг протонини ядро итариб юборади (иккласининг ҳам заряди мусбат булганлиги учун). Дейтоннинг нейтрони эса ядрога кириши мумкин. Натижада дейтон булиниб кетади, яъни унинг нейтронини ядро ютади, протони эса ядрога кирмасдан утиб кетади. Бу баъзан «узиб олиш» реакцияси деб ҳам аталади.

Ядровий реакцияларни тажрибаларда урганиш туфайли реакцияларда сакланиш конунларининг бажарилиши аникланди:

1. Ядровий зарраларга киришувчи зарраларнинг умумий заряди реакцияда вужудга келган зарраларнинг умумий зарядига тенг.

2. Ядровий реакцияга киришаётган зарралардаги нуклонларнинг тулик сони реакциядан кейин ҳам сакланади, яъни реакцияда хосил булган зарралар нуклонларининг тулик сонига тенг булади. Бу икки конуннинг бажарилишини куйидаги жадвалда келтирилган ядровий реакциялар мисолида текшириб курса булади:

Ядровий реакция	Электр заряди	Нуклонлар сони
$\text{N}^{14} + \alpha \rightarrow \text{O}^{17} + \text{p}$	$7 + 2 = 8 + 1$	$14 + 4 = 17 + 1$
$\text{H}^2 + \text{H}^2 \rightarrow \text{He}^3 + \text{n}$	$1 + 1 = 2 + 0$	$2 + 2 = 3 + 1$
$\text{Li}^7 + \text{p} \rightarrow \text{Be}^7 + \text{n}$	$3 + 1 = 4 + 0$	$7 + 1 = 7 + 1$
$\text{S}^{32} + \text{n} \rightarrow \text{P}^{32} + \text{p}$	$16 + 0 = 15 + 1$	$32 + 1 = 32 + 1$
$\text{Be}^9 + \gamma \rightarrow 2\text{He}^4 + \text{n}$	$4 + 0 = 2 \cdot 2 + 0$	$9 + 0 = 2 \cdot 4 + 1$

3. Ядровий реакцияларда массанинг сакланиш конуни (ва энергиянинг сакланиш конуни ҳам) бажарилади. Бу икки конунни биргаликда баён қилмоқчилигимизнинг сабаби масса ва энергия узаро  $W = mc^2$  муносабат билан боғланганлигидадир. Ядровий реакцияни (15) белгиланишига амал килайлик. У холда ядровий реакцияга киришаётган зарраларнинг тинчликдаги массаларини  $m_A$  ва  $m_a$  деб, реакцияда вужудга келган зарраларникини эса  $m_B$  ва  $m_b$  деб белгилаймиз. Уларнинг кинетик энергияларини мос равишда  $T_A$ ,  $T_a$ ,  $T_B$ ,  $T_b$  деб белгилайлик. Натижада реакцияга киришаётган зарралар тулик энергияларининг йигиндиси реакцияда вужудга келган зарралар тулик энергияларининг йигиндисига тенглигини куйидагича 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 хадларни группаласак, бу ифода куйидаги

$$[(m_A+m_a)-(m_B+m_b)]c^2=(T_B+T_b)-(T_A+T_a)$$

курунишга келади. Бу тенгликнинг унг томони реакция натижасида вужудга келадиган энергия узгаришини ифодалайди. Ядровий реакцияда ажралиб чикадиган ёки ютиладиган энергия реакция энергияси дейилдаи ва одатда, Q харфи билан белгиланади. У холда

$$Q=[(m_A+m_a)-(m_B+m_b)]c^2=(T_B+T_b)-(T_A+T_a) \quad (17)$$

Агар  $Q>0$  булса, зарралар тинчликдаги массасининг камаюви хисобига зарралар кинетик энергиясининг ортиши кузатилади. Бу холда экзоэнергетик реакция амалга ошаётган булади. Экзоэнергетик реакция  $(T_A+T_a)$  нинг хар кандай кийматида хам амалга ошади. Факат зарра зарядли булган холда унинг энергияси ядро электр майдонининг каршилигини (одатда, у кулон тусиги дейилади) енгишга етарли булиши керак, албатта.

Агар  $Q<0$  булса, эндоэнергетик реакция содир булади. Бунда зарралар кинетик энергиясининг камаюви хисобига уларнинг тинчликдаги массалари ортади. Шунинг учун реакцияга киришаётган зарралар кинетик энергиялари етарлича катта булиши, яъни  $(T_A+T_a)=|Q|+(T_B+T_b)$  шарт бажарилиши керак.

### Мустахкамлаш саволлари

1. Атом ядросининг тузилишини тушунтириб беринг.
2. Ядро массаси кандай аникланади?
3. Ядровий кучлар кандай кучлар?
4. Ядронинг богланиш энергияси кандай аникланади?
5. Ядро реакуляри кандай амалга ошади?

### Таянч суз ва иборалар

Ядро протон ва нейтрон – нуклондан ташкил топган.

Богланиш энергияси нуклонларни бутунлай ажратиб юбориш учун сарфланадиган энергиядир.

### Синов тест саволлари

- 1)  $R_{\text{ядро}} = 1.3 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3}$  ифодада  $A$  кандай катталик бглганда, у ядронинг глчамини ифодалайди?
  - a)  $A$  – атом оИрлиги бглганда
  - b)  $A-1$  м.а.б бглганда
  - c)  $A$ - ядронинг атом массаси бглганда
  - d)  $A$  – ядронинг масса сони бглганда



- 2) Ядро нуклонларини боʻланиш энергиясининг тўри ёзилган ифодасини кўрсатинг
- $W_6 = (Zm_n + Nm_p - m_я) * C^2$
  - $W_6 = (Zm_p - Nm_n + m_я) * C^2$
  - $W_6 = (Zm_p + Nm_n - m_я) * C^2$
  - $W_6 = (Zm_p + Nm_n) * C^2$
- 3) Ядро уйлонган молатдан асосий молатга гтишда иандай модиса ргй беради?
- $\gamma$  - квант чиаради
  - электрон чиаради
  - фатон чиаради
  - протон чиаради
- 4) Ядронинг масса сони иандай катталиқ?
- Электрон ва протон йииндисига тенг
  - Протон ва нейтронлар йииндисига тенг
  - Электронлар ва нейтронлар йииндисига тенг
  - Протонлар, нейтронлар ва электронлар йииндисига тенг
- 5)  ${}^7_3\text{Li}$  ядросининг битта нуклонига тенг келадиган боʻланиш энергиясини мисобланг ( МэВ) ( $m_p=1.00783$  м.а.б.,  $m_n=1.00867$  м.а.б.?  $m_я=7,01600$  м.а.б.)
- 8.5
  - 7.5
  - 5.6
  - 7.6
- 6)  ${}^{12}_6\text{C}$  - углерод ядросининг солиштирма боʻланиш энергияси анилансин
- 8,5
  - 3,1
  - 2,2
  - 7,1

## Адабиётлар

- И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.
- И.Т.Трофимова, Физика курси, М., “Олий мактаб” 1992
- О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т., “Укитувчи” 1989
- А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Ўзбекистон”, 1994
- А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

## ЯДРОЛАРНИНГ БУЛИНИШИ.

**Маърузанинг мақсади:** ядровий реакцияларнинг табиатини, турларини ва уларнинг асосий қонуниятларини урганишдан иборат. бунинг учун қуйдаги мавзуларни қуриб чиқамиз:

### Ядровий реакцияларнинг асосий қонуниятлари

Ядро бўлиниш реакциялари

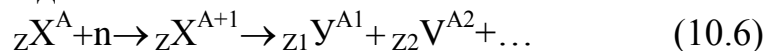
Атом ядросини синтез қилувчи реакциялар

Термоядро реакциялари

Ядро физикасидан тинчлик мақсадида фойдаланиш

Э. Ферми (Италия), И. Жолио-Кюри ва П. Савич (Франция), О. Хан ва Ф. Штрассман (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  $\gamma$ -нурланишларнинг ҳам вужудга келиши кузатилди. Бу ҳодиса ядро бўлиниши деб ном олди. Бўлиниши жараёнида вужудга келган (Менделеев даврий жадвалининг уртарогидаги элементларга тааллуқли) ядролар эса бўлиниш парчалари деб аталди.

Бу ҳодисани ядро физикасига оид билимларимиз асосида талқин қилиб қурайлик. Нейтрон  ${}_0^1\text{X}$  ядрога қирғач, унинг нуклонлари орасида уралашиб қолади. Натижада янги  ${}_Z^A\text{X}^{A+1}$  ядро ҳосил бўлади, у эса икки ядрога, яъни  ${}_{Z_1}^{A_1}\text{Y}^{A_1}$  ва  ${}_{Z_2}^{A_2}\text{V}^{A_2}$  ядроларга бўлинади. Бўлиниш натижасида вужудга келиши мумкин бўлган бошқа зарралар билан кизикмасак, мазкур реакцияни қуйидагича ёза оламиз:



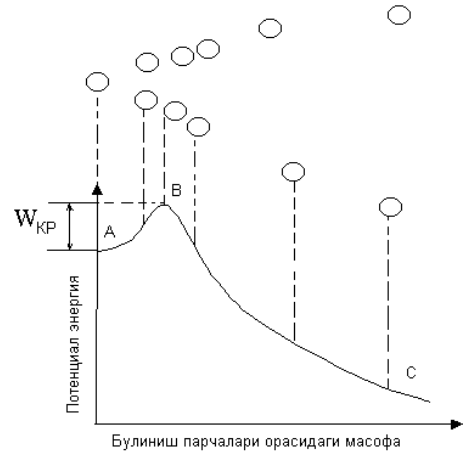
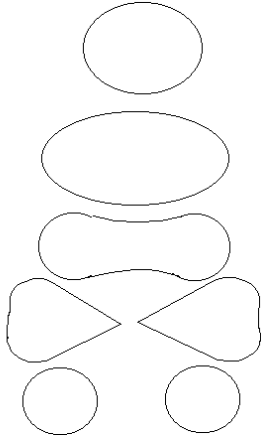
X ядрони Y ва V ядроларга ажралиш имконияти энергетик нуқтаи назардан

$$Q = (\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2) - \varepsilon A \quad (10.7)$$

Ифоданинг ишоарсига боғлиқ. (10.7) да  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  ва  $\varepsilon$  лар мос равишда бўлиниш парчалари – Y ва V ҳамда X ядролардаги битта нуклонга тугри келувчи боғланиш энергияларининг қийматлари. Даврий жадвалнинг урта қисмидаги элементлар ядролари учун нуклоннинг ядрога боғланиш энергияси (яъни  $\varepsilon_1$  ва  $\varepsilon_2$  лар) нинг қийматлари жадвал охиридаги оғир ядроларники (яъни  $\varepsilon$ ) га нисбатан  $\sim 0,8$  МэВ катта. Шунинг учун Q нинг ишораси мусбат бўлади. Бундан ташқари X ядронинг нуклонлари Y ва V ядролар орасида тақсимлангалиги учун

$$Z_1 + Z_2 = Z \quad \text{ва} \quad A_1 + A_2 = A + 1 \approx A \quad (10.8)$$

деб хисоблаш мумкин. Натижада огир ядро (масалан,  $U^{235}$ ) икки уртачарок ядрога ажралганда  $Q \approx A \cdot 0,8$  МэВ энергия ажралиши лозим, деган хулосага келамиз. Кизиги шундаки, (10.7) ифода асосида хисоблашлар масса сони 100 дан катта булган барча ядролар учун  $Q$  нинг ишораси мусбат эканлигини курсатди. Демак, назарий жихатдан  $A > 100$  булган ядролар уз-узидан, яъни спонтан булиниши мумкин.

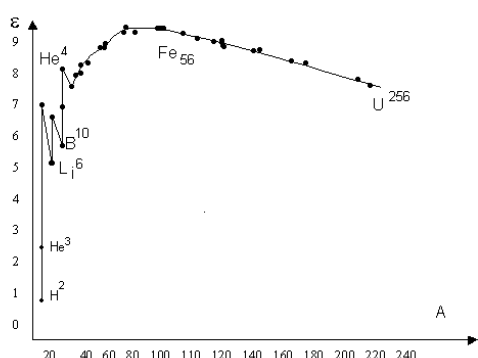


### Занжир реакция. Реакторлар.

$U^{235}$  ядроси булиниши туфайли ажраладиган энергиянинг тахминан 82÷84% и булиниш парчаларининг энергияси тарзида, колган кисми эса нейтронлар (2÷3%),  $\gamma$ -нурланиш (5÷6%), электронлар (3÷4%) ва нейтринолар (5÷6%) нинг энергияси сифатида намоён булади. Хар бир ядро булинганда тахминан 200 МэВ энергия ажралади. Солиштириш максатида оддий химиявий реакцияларда (масалан, ёниш процессида) ажраладиган энергиянинг хар бир атомга тугри келадиган улуши атиги бир неча эВ эканлигини эслайлик. Демак, ядро булинишида химиявий реакциядагидан миллионлаб марта куп энергия ажралади. Шунинг учун огир ядроларнинг булиниш ходисаси кашф килиниши биланок, бу реакцияда ажраладиган энергиядан фойдаланиш йуллари излана бошланди. Булиниш энергиясидан фойдаланиш имконияти амалга ошиши учун шундай шароит яратиш керакки, бу шароитда реакция бир бошлангандан сунг уз-узидан давом эта олсин, яъни реакция занжир характерга эга булсин. Бундай реакцияни амалга оширишга огир ядронинг булинишида вужудга келадиган 2-3 дона нейтрон ёрдам беради. Масалан, биринчи ядро булинганда ажралиб чиккан 2-3 нейтроннинг хар бири уз навбатида янги ядроларнинг булинишига сабабчи булади. Натижада 6-9 янги нейтронлар вужудга келади. Бу нейтронлар яна бошка ядроларнинг булинишига имконият яратади ва хоказо. Шу тарика булинаётган ядролар ва бунинг натижасида вужудга келадиган нейтронлар сони ниҳоят тез ортиб боради. Баён этилган тарзда ривожланадиган процесс – занжир реакциядир. Хисобларнинг курсатишича, биринчи ядро булингандан кейин  $7,5 \cdot 10^{-7}$  с вақт утгач  $10^{24} \div 10^{25}$  ядро (шунча ядро тахминан 1 кг уран таркибида булади) реакцияда катнашган булади. Реакциянинг бундай ута

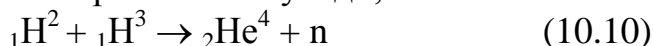
шиддатли тусда утиши – портлаш демакдир. Лекин бу мулохазаларда барча нейтронлар янги ядроларнинг булинишига сабаб булади, деган фараздан фойдаланилади. Аслида нейтронлар бошка ядролар томонидан ютилиши, лекин бу ядро булинмаслиги мумкин. Ёхуд нейтронлар булинувчи ядролар билан тукнашмасдан реакция содир буладиган хажм (яъни актив зона) дан чикиб кетиши мумкин. Натижада занжир реакция ривожланмайди. Демак, занжир реакция ривожланиши учун ядронинг булиниши туфайли хосил булган нейтронларнинг урта хисобда биттадан ортиги янги булинишни вужудга келтириши шарт.

### Термоядровий реакциялар.



Ядро боғланиш энергиясининг бир нуклонга мос келувчи киймати  $\epsilon$  нинг масса сон  $A$  га боғликлигини характерловчи график (расм) га назар ташласак, факат огир ядроларнинг булиниши туфайлигина эмас, балки жуда енгил ядроларни бириктириши (ядролар синтези) усули билан хам ядровий энергиядан фойдаланиши

мумкин, деган фикрга келамиз. Масалан, дейтерий ва тритийнинг синтезида  $\alpha$ -зарра ва нейтрон хосил булади, яъни



Мазкур реакциянинг энергиясини хисоблайлик:

$$Q = [(m_{\text{H}^2} + m_{\text{H}^3}) - (m_{\text{He}^4} + m_n)]c^2 \approx 17,6 \text{ МэВ} \quad (10.11)$$

Демак, реакция экзотермик ва унда катнашаётган хар бир нуклонга тугри келувчи энергия  $\sim 3,5$  МэВ га тенг. Таккослаш максалида  $\text{U}^{235}$  нинг булинишида ажраладиган энергиянинг битта нуклонга мос келувчи улуши  $\sim 0,85$  МэВ лигини эслайлик.

Ядролар синтези амалга ошиши учун улар бир-бири билан ядровий кучларнинг таъсири сезиладиган масофа ( $r \sim 10^{-15}$  м) гача якмнлашиши керак. Лекин ядроларнинг бу даражада якинлашишига кулон итариш кучлари туфайли улар орасида вужудга келадиган потенциал тусик каршилиқ курсатади. Бу тусикни енгил учун  $\text{H}^2$  ва  $\text{H}^3$  нинг синтез реакциясида ядролар

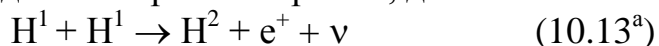
$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 2 \cdot 10^{-15}} \text{ Ж} \approx 0,7 \text{ МэВ} \quad (10.12)$$

энергияга эга булиши керак. Демак, тукнашаётган ядроларнинг хар бирини кинетик энергияси  $\sim 0,35$  МэВ булса, ядровий синтез реакцияси амалга ошади. У холда ядролар синтези иссиқлик харакатининг энергияси ( яъни  $3kT/2$ ) туфайли содир булиши учун ядроларни канадй температурагача киздириш лозим? – деган саволга жавоб топайлик. Хисоблардан

курунишича, бу температура  $2 \cdot 10^9$  К булиши керак. Мазкур температурани амалда хосил килиб булмаиди. Лекин бунчалик юкори температурага хожат хам булмаса керак. Бу фикр куйидаги икки сабабга асосланади:

1) ихтиёрий Т температурадаги газ молекулалари тезликларининг киймати Максвелл таксимотига буйсунади. Шу сабабли Максвелл таксимотини харктерловчи графикнинг “думи” га мос келувчи тезликлар билан харакатланадиган ядролар исиклик харакат энергиясининг киймати  $3kT/2$  дан анча катта булади;

2) туннель эффект туфайли ядролар бирикиши учун лозим буладиган кинетик энергиянинг киймати кулон тусиги баландлигидан кичик хам булиши мумкин. Шунинг учун  $H^2$  ва  $H^3$  ядроларининг  $\sim 10^7$  К температурада яна хам етарлича интенсив бирикиши кузатилади. *Ядролар синтези юкори температураларда содир булганлиги учун у термоядровий реакция деб аталади.* Бу кадар юкори температура юлдузларда, жумладан, Куёшда мавжуд. Куёш нурланишининг спектрини урганиш асосида юлдузлар таркиби, асосан, водород ва гелийдан хамда озгина микдордаги ( $\sim 1\%$  ча) углерод, азот ва кислороддан иборат, деган хулосага келинган. Куёш энергияси унинг таркибидаги ядроларнинг синтези, яъни термоядровий реакциялар туфайли ажралади. Бу реакцияларнинг вариантларидан бири протон – протон (pp) циклидир. Мазкур циклдаги биринчи реакцияда икки протон бирикиб, дейтонни хосил килади:



Иккинчи боскичда



реакция амалга ошади. Шундан сунг



реакцияда гелий ядроси ва иккинчи протон хосил булади. бундан ташкари циклнинг биринчи боскичидаги  $C^{12}$  ядроси хам вужудга келади. У яна янги циклни бошлайди. Бошкача килиб айтганда,  $C^{12}$  ядроси углерод циклида “ядровий катализатор” вазифасини утайди. Шуни хам кайд килмок лозимки, углерод цикли pp – циклга нисбатан юкорирок температураларда утади. Замонавий тасаввурларга асосан, Куёш энергиясининг манбаи асосан pp-циклдир.

И. Е. Тамм ва унинг ходимлари 1950 йилда плазмани магнит майдон ёрдамида изоляциялаш мумкин, деган фикрни илгари сурдилар. Бу фикрга асосланиб бир талай курилмалар ясалган. Улар ичида совет олимлари ясаган ва “Токамак” номи билан юргизиладиган курилмалар эътиборга лойик. “Токамак” лар ёрдамида халкаро хамкорлик асосида бошкариладиган термоядровий реакцияни амалга ошириш буйича изланишлар хам олиб борилмокда.

Ядро физикасининг ютукларидан тинчлик максадларида фойдаланиш.

Ядро физикаси узининг навкиронлигига карамай талайгина ютуқларга эришдики, улар фан-техника ва саноатнинг қупгина соҳаларида қулланилмоқда. Шуларнинг баъзилари ҳақида тухталиб утайлик.

1. Ядровий энергетика ҳақида. Ядровий энергия Хиросима ва Нагасаки фожаларидан сунг кенг жамоатчиликка аён бўлди. Ядровий энергиядан тинчлик мақсадларида фойдаланиш СССР да 1954 йил июлда биринчи атом электростанцияни ишга тушириш билан бошланди.

### **Мустаҳкамлаш саволлари**

1. Ядро реакциялари неча хил бўлади?
2. Электронлар ёрдамида ядро реакциялари қандай тушунтирилади?
3. Нейтронлар билан ядро реакциялари қандай амалга ошади?
4. Термоядро синтез реакциялари қандай амалга ошади?
5. Ядро реакцияларидан қандай фойдаланилади?

### **Таянч суз ва иборалар**

Ядро бўлиниш реакциялари – нейтронлар билан бомбардимон қилинган оғир ядролар (масалан уран) қисмларга бўлиниши натижасида амалга ошади.

Термоядро реакциялари енгил ядроларни (масалан водород) юкори хароратда бириктириш (синтез) усули билан амалга ошади.

### **Синов тест саволлари**

- 1) Ядро реакциялари икки зарра орасидаги масофа қандай бўлганда амалга ошади? ( М)
  - a)  $10^{-8}$
  - b)  $10^{-10}$
  - c)  $10^{-12}$
  - d)  $10^{-15}$
- 2) Ядровий реакцияларда қандай зарралар иштирок этади?
  - 1) зарядли зарра 2) нейтронлар 3)  $\gamma$  - квантлар
    - a) 1
    - b) 2
    - c) 1,2,3
    - d) 2,3
    - e) 1,2
- 3) Ядровий реакциялар амалга оширилганда қандай сайланиш йонунлари бажарилади?
  - 1) Зарядларининг сайланиш йонуни
  - 2) Массанинг сайланиш йонуни
  - 3) Энергиянинг сайланиш йонуни

- 4) Умумий нуклонлар сони сайланади
- 2,3
  - 1,2,3,4
  - 1,2,3
  - 3,4
- 4) Азот ядросини  $\alpha$  - зарралар билан бомбордимон иилинганда кислород ядроси мосил бўлган. Бунда қандай зарралар кашф иилинган?
- $${}_7\text{N}^{14} + {}_2\text{He}^4 \rightarrow {}_8\text{O}^{17} + \text{X}$$
- Протон
  - Электрон
  - Нейтрон
  - $\gamma$  - зарра (квант)
- 5)  $\text{Be}^9 + \text{He}^4 \rightarrow \text{C}^{12} + \text{X}$  ядровий реакцияда қандай зарра ажралади?
- Протон
  - Электрон
  - Нейтрон
  - $\gamma$  - квант зарра
- 6) Дебтерий ва тритий ядроларининг термоядровий синтези реакциялари қандай қароратда амалга ошади?(К)
- $10^5$
  - $10^7$
  - $10^3$
  - $10^{10}$

### Адабиётлар

- И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., "Олий мактаб" 1989.
- И.Т.Трофимова, Физика курси, М., "Олий мактаб" 1992
- О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т., "Укитувчи" 1989
- А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., "Ўзбекистон", 1994
- А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

**КВАНТ СТАТИСТИКАСИНИНГ ЭЛЕМЕНТЛАРИ.**

**Квант статистик физиканинг асосий тушунчалари. Бозе – Эйнштейн ва Ферми – Дирак таъсироти. Фононлар. Ҳаётга қўйиладиганлик ҳолатлари.**

**Маърузанинг маъноси:** Квант механикаси статистикасининг қонунларини фазовий фаза тушунчаси орқали тушунилади. Бозе – Эйнштейн ва Ферми – Дирак таъсироти урганилади. Иккинчи қисмида квант назарияси ва ҳаётга қўйиладиганлик ҳолатлари батафсил муҳокама қилинади.

Статистик физика назарий физиканинг баъзи қисмлари, статистик усуллар ёрдамида макроскопик системалар ( яъни кўп зарралардан ташкил топган системалар) нинг физик хоссаларини урганади. Статистик усуллар эҳтимоллар назарияси ва статистик математика қонунларига асосланади.

Статистик қонуният микродарай жихатдан баён этишда фазавий фаза тушунчасидан фойдаланиш қўлайлик тугдиради.

Зарранинг фазавий фазоси деганда олти улчамлик фаза тушунилади, унда уч қўйиладиган зарра координаталари ва қолган уч қўйиладиган импульс компонентлари ифодаланади. Зеро, фазавий фазода зарранинг қўйиладиган олти координата билан аниқланувчи нуқта ҳолатида тасвирланади.

Система таркибида  $N$  дона зарра қўйиладиганлиги ва ҳар бир зарра координаталари ҳамда импульсининг проекциялари бошқа зарраларникига боғлиқ бўлмагани тарзда ихтиёрий қўйиладиганларга эга бўла олганлиги учун система қўйиладиган  $3N$  координата қўйиладиганлиги ва  $3N$  импульс проекция қўйиладиганлиги билан ифодаланиши лозим. Бинобарин, системанинг ҳар бир микроқўйиладиган  $6N$  қўйиладиганлиги фазовий нуқта тарзида тасвирланади.

Агар зарралар координаталарини  $g_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 3N$ ) импульсларининг проекцияларини  $p_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 3N$ ) билан белгиласак,  $6N$  координаталар дифференциалларининг қўйиладиганлиги ифодаланади:

$$dV = dg_1 dg_2 \dots dg_{3N} dp_1 dp_2 \dots dp_{3N} = dg dp \quad (1)$$

элементар ҳажми  $dp dg$  қўйиладиган катта бўлса, система қўйиладиган тасвирловчи фазавий нуқтани шу ҳажм ичида қўйиладиган эҳтимоллиги  $dw$  ҳам катта бўлади, яъни

$$dw (g,p) = f (g,p) dg dp \quad (2)$$

Бу ифодадаги  $f (g,p)$ - таъсирот функцияси, у система қўйиладиган эҳтимоллик зичлиги вазифасини бажаради. Шунинг учун системанинг амалга ошиши мумкин бўлган барча қўйиладиган эҳтимолликларнинг йиғиндисини 1 га тенг қўйиладиган керак:



$$\int d\omega(\mathbf{q}, \mathbf{p}) = \int f(\mathbf{q}, \mathbf{p}) d\mathbf{q}d\mathbf{p} = 1 \quad (3)$$

Бу ифодадаги фазонинг барча исми бгйича олинади, бинобаран, у система иандайдир бирор молатда бглиши ( яъни система молатини тасвирловчи нуита фазавий фазонинг каеридадир бглиши ) муарар ходиса эканлигини ифодалайди.

(3) ифодани, одатда, эртимолликни нормаллаш шарти деб аталади. Таисимот функция маълум бглан молда системанинг бирор хоссасини ифодаловчи  $\underline{x}$  катталикининг гртача ийматини игйдагича анилаш мумкин.

$$\langle x \rangle = \int x(\mathbf{q}, \mathbf{p}) d\omega(\mathbf{q}, \mathbf{p}) = \int x(\mathbf{q}, \mathbf{p}) f(\mathbf{q}, \mathbf{p}) d\mathbf{q}d\mathbf{p} \quad (4).$$

Умуман таисимот функциясининг системани тавсиф этишда иглланилаётган тасаввур ва моделларга богли. Классик механикага асосланган статистикани классик статистика, квант механикага асосланган статистикани эса квант статистика деб аталади. Классик ва квант статистикалар заминида ётувчи тасаввурлар бир – биридан фаркланади. Уларнинг асосийлари билан танишайлик:

1. Бир жинсли модданинг гхшаш зарралари ( атомлар, малекулалар, электронлар...) классик статистикада бир – биридан фарланади ( ухшаш зарраларнинг гзоро фарланиш принци) квант статистикасида эса бир – биридан фарланмайди (гхшаш зарраларнинг гзоро фарланмаслик принци) деб хисобланади.

2. Квант статистикасида гзоро боланган зарралар системасининг энергияси, классик физикадагидек узлуксиз эмас, балки дискрет ийматларга эга булиши мисобга олинади.

3. Классик статистикада фазавий фазони ихтиёрый катталикидаги элементар мажмларга ажратиш мумкин. Юрида иайд илганимиздек, классик тушунчаларга асосан, системанинг хар бир холати фазавий фазодаги нуита тарзида тасвирланади. молатлар узлуксиз гзариши мумкин бгланлиги учун фазавий фазо молатлар (нуиталар ) билан иопланган. Квант статистикада фазавий фазо элементар мажмининг энг кичик иймати система хар бир молатига мос келувчи фазавий фазо элементар ячейкасининг мажмидир. Гейзенбергнинг ноаниликлар муносабатига асосланиб, элементар ячейканинг маъносини ойдинлаштириб олайлик. Ноулайликлар муносабатига мувофи, система молатини ифодаловчи координатанинг ноанилиги  $\Delta x$  бглса ( яъни  $x$  дан  $x+\Delta x$  гача интервалда ётса ), импульс проекциясининг ноанилиги  $\Delta p_x$  бглади (яъни  $p_x$  дан  $p_x + \Delta p_x$  гача интервалда ётади).

Олти улчамли фазавий фазо маида фикр юритсак, муди шундай мулохозалар  $\Delta y$ ,  $\Delta p_y$  ва  $\Delta z$ ,  $\Delta p_z$  учун хам гринлиди. Гар бир координата ва унга мос импульс проекцияси ноаниликларнинг минимал ийматлари гзоро игдаги муносабатлар билан боланган.

$$\Delta x * \Delta p_x \approx h$$

$$\Delta y * \Delta p_y \approx h$$

$$\Delta z \cdot \Delta p_z \approx h.$$

Бинобаран, олти глчамли фазавий фазо элементар ячейкаси мажмининг ийимати иуйидаги ифода билан аниқланади.:

$$(\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot \Delta p_x \cdot \Delta p_y \cdot \Delta p_z)_{\text{мин}} = h^3 \quad (5)$$

4, Классик статистикага асосан бир вақтда битта ҳолатда ихтиёрий сонли зарралар булиши мумкин. Квант статистикаси эса маскур саволларги иуйдагича жавоб беради: спинларининг ташқи магнит майдон йғналишига проекцияси 0 ёки  $\hbar$  га бутун қаррали булган зарралар – бозонлар учун Бозей - Энштейн статистикаси уринли. Маскур статистикада  $W_i$  энергияли ҳолатида зарраларнинг уртача сони Бозей – Энштейн тақсимоти деб аталадиган

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(w_i - \mu)/kT} - 1} \quad (6)$$

ифода ёрдамида аниқланади. Бу ифодадаги  $\mu$  - химий потенциал булиб, унинг қиймати барча  $\langle N_i \rangle$  лар йигиндиси системадаги зарралар сони  $n$  га тенг ( яъни  $\sum \langle N_i \rangle = N$ ) булиши шартидан аниқланади.

Спинларининг ташқи магнит майдон йғналишига проекцияси  $\hbar$  га қаримли бутун қаррали булган зарралар - фермионлар учун Ферми – Дирак статистикаси уринли. Фермионларнинг энергия буйича тақсимоти

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(w_i - \mu)/kT} + 1} \quad (7)$$

муносабат билан ифодаланади ва Ферми – Дирак тақсимоти деб аталади. Фермионлар учун Паули принципи уринли, яъни бир вақтнинг узида айнан бир ҳолатда биттадан ортиқ Фермион булиши мумкин эмас. Шунини алоҳида эслатиб утайликки « айнан бир ҳолатдаги зарралар» ва « айнан бир энергияли зарралар» тушунчалари тенг қучли эмас, чунки айнан бир энергияли бир неча ҳолат булиши, яъни ҳолатларнинг айниши амалга ошган булиши мумкин. Бозонлар учун эса Паули принципи бажарилмайди, яъни бир вақтнинг узида айнан бир ҳолатда битта эмас, балки ихтиёрий сонли бозонлар булиши мумкин. Шунинг учун, баъзан, фермионларни « индивидуалистлар» , бозонларни эса « коллективистлар» деб аталади. Фермионлардан ташкил топган система (ферми газ) ва бозонлардан ташкил топган система ( бозе газ) хоссалари классик статистикага буйсинувчи хоссалардан кескин фарқ қилади. Шунинг учун бозе- газ ёки ферми- газни квант газ ёки айнан газ деб аталади. Газларнинг айниши паст температураларда намоён булади. Айниш температураси деб аталувчи шундай температура мавжудки, ундан паст температураларда зарраларнинг айнан ухшашлиги туфайли уларнинг квант хоссалари кескин сезилади:

$$(T_0 \approx \frac{\hbar^2}{mk} \left(\frac{N}{v}\right)^{\frac{2}{3}}) \quad (8)$$

бунда  $m$ - зарра массаси,  $N$  – зарралар сони,  $V$  – зарралар эгаллаган хажм.

Демак,  $T < T_0$  да зарралар системаси (газ) учун квант системаси,  $T \gg T_0$  да эса классик статистика конуниятлари уринли булади.

### Фононлар

Аввал кристал панжаранинг иссилик сиими билан танишайлик. Дюлонг ва Пти йонунларининг такидлашича, кристал молатидаги барча оддий химиявий жисмларнинг иссилик сиими  $3R$  га тенг. Амалда бу йонун етарлича юйори температуралар учун бажарилади. Паст температураларда эса кристалнинг иссилик сиими камаяди, температура  $0$  К га яинлашганда иссилик сиими хам  $0$  га яинлашади.

Иссилик сиимининг квант назарияси Энштейн томонидан яратилди. Энштейн  $N$  та атомдан ташкил топган кристал панжарани бир- бири билан болий бглмаган  $3N$  гармоник осцилляторга гхшатди. Осцилляторларнинг барчаси бирдай  $\omega$  частота билан тебраниши ва энергияси квантланган ийматларга эгалигини эйтиборга олиб Энштейн кристал панжаранинг иссилик сиими учун йуйдаги формулани мосил илди:

$$C = \frac{3N\hbar\omega}{(e^{\hbar\omega/kT} - 1)^2} e^{\hbar\omega/kT} \frac{\hbar\omega}{kT^2} \quad (9).$$

Икки чегаравий молатни муцокама илайлик.

1. Юйори температураларда ( яъни  $kT \gg \hbar\omega$  бглганда ) (9) ифоданинг

махражидаги  $e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} \approx 1 + \frac{\hbar\omega}{kT}$  ва суратидаги  $e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} \approx 1$  деб мисобласак

иссилик сиими формуласи йуйдаги кгринишга келади:

$$C = 3Nk \quad (10).$$

Бу муносабат Дюлонг ва Пти йонунининг ифодасидир.

2. Паст температураларда ( яъни  $kT \ll \hbar\omega$  бглганда ) (9) ифода махражидаги  $1$  ни эйтиборга олмаса хам бглади. Шунинг учун иссилик сиими формуласи йуйдаги кгринишга келади:

$$C = \frac{3N(\hbar\omega)^2}{kT^2} e^{-\hbar\omega/kT}$$

16.1- расмда алюминий учун иссилик сиимининг тажрибадан олинган ва назарий ийматлари асосида чизилган

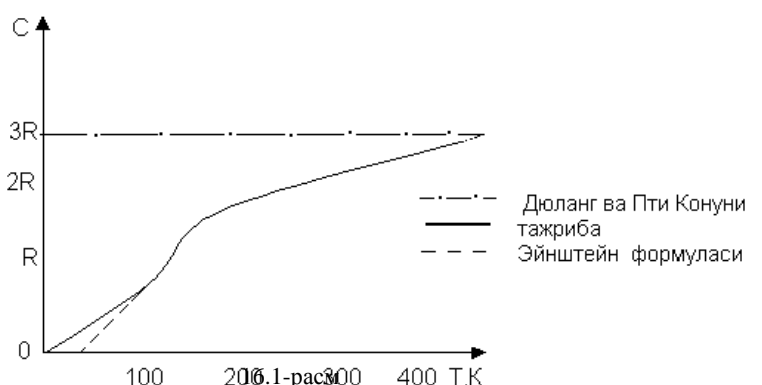


график тасвирланган. Расмдан кўринишича, Эйнштейн назарияси паст температураларда иссиқлик сўлимининг ўзгаришини сифат жихатидан тўшунтиради. Тажриба билан мидорий мувофиқликни таъминловчи назарияни эса Дебай яратди. У кристал панжарадаги атомларнинг тебранишлари мустақил эмас, балки ўзaro пруженалар билан боʻланган шарчаларнинг тебранишлари каби содир булишини эътиборга олади. Боʻшача айтганда, кристаллни ниқоятда кўп ўзaro боʻлиги «маятниклар»-гармоник квант осцилляторларнинг тўплами деб тасаввур қилди. Ҳар бир осциллятор бир эмас, балки бир неча частота билан тебранади, яъни осцилляторларнинг тебранишлари маълум частота спектрга эга бўлади. Атомлардан бирининг мувозанат вазиятидан силжиси қўшни атомнинг силжисига сабабчи бўлади. Шу тарзда кристалнинг бирор соқасида вужудга келган тебраниш бир атомдан боʻшқасига узатилади, натижада эластик тўлиқ вужудга келади. Кристал сиртига етиб келган тўлиқ қайтади. Қайтган тўлиқнинг асосий тўлиқ билан усма – ут тушуши туфайли турқун тўлиқ қосил бўлади. Турқун тўлиқлар частоталарнинг қайат дискрет қийматларида амалга ошади. Мазкур тўлиқлар кристалда тарқала оладиган товуш тўлиқларидир. Шунинг учун кристал панжаранинг уйлонган қосилгани элементар тебранишлар қийиндиси ёқуд кристал буйлаб тарқалган тўлиқларнинг қийиндиси тарзида тасаввур этиш мумкин. Товуш тўлиқнига қос келувчи алоқиди квазирага **фанон** деб ном берилган. Фаноннинг кўп қоссалари заррага қўшайди. Лекин оддий (қайиқий) зарралар ( электрон, протон, фотон.....) дан қарқили равишда фанон вакуумда вужудга келмайди. Фаноннинг вужудга келиши ва мавжуд булиши учун албатда бирор мухит бўлиши шарт. Фаноннинг фатонга қўшаш қосусиятлари мавжуд: электрон магнит нурланиши жуда кичик тешиқга эга бўлган берк кавак идишни тўлдирган фатон газ деб таъсавур қилинган эди. Кристалл панжара тебранишларини эса кристалл бўлагининг сиртлари билан чегараланган қажмни тўлдирган фатон газ тарзида тасаввур этиш мумкин. Демак, кристалл панжара тугунларидаги ўзaro таъсирлашувчи кўп атомларнинг мувозанат вазиятлари атрофида кичик тебранишларни қўганишдек мураккаб масала квазарлар усулида фанон газ билан хаёлан алмаштирилади. Фатонлар ва фанонлар учун (6) даги  $\mu = 0$ . Шунинг учун Бозе – Эйнштейн тақсимоти қуйдаги кўринишга келади:

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{\hbar\omega_i/kT} - 1} \quad (12).$$

Бозе – Эйнштейн статистикасини фанон газга қўллаш туфайли Дебай кристал панжаранинг иссиқлик сўлимини кенг температуралар соқасида тўшунтиришга эришилди.

### Металлардаги электронларнинг квант статистикаси

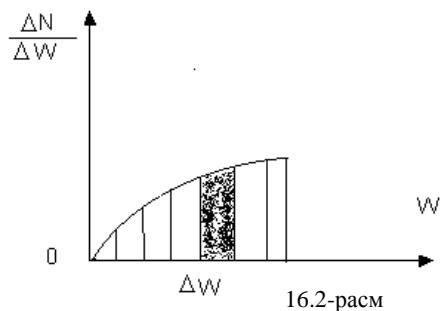
Металларда электронлар икки хил бўлади.

1). Боʻланган электронлар кристал панжара тугунлармидаги ион каби тарјалади.

2). Эркин электронлар метал парчасидаги барча ионларга тааллујли. Эркин электронлар металл парчасининг сирти билан чегараланган мажмда ъаракатланади.

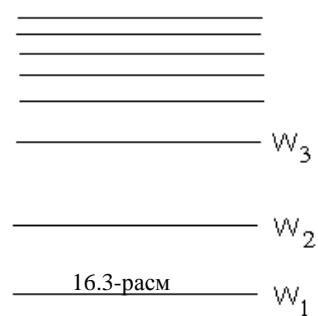
Металларнинг купчилик хоссалари эркин электрон ъолати билан анијланади. Шунинг учун эркин электронларни энергия бгйлаб тајсимланишидаги јонуниятлар билан танишайлик.металлардаги эркин электронлар орасидаги гзаро итариш

характеридги кулон кучлари электронлар ва кристалл панжара ионлари орасидаги гзаро тортиш характеридаги кучлар билан компенсацияланади. Зеро, металдаги эркин электронни асоан, илгариланм ахаракат кинетик энергияси деб ъисоблаш мумкин. Бошјача айтганда, металдаги электрон газни идеал газ деб тасвирлаш мумкин. Расмда



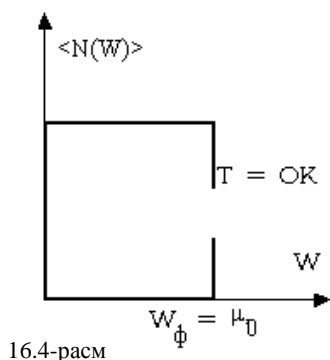
электрон газ учун квант ъолатлар зичлиги \*\* ни энергия W га боʻлиј графиги тасвирланган. Штрихланган текислик јузи энергиялари W дан W + Δ W гача бглган квант ъолатлар сонини ифодалайди. Расмдан кгринишича, W ортиши билан бирдай ΔW интервалга мос келувчи квант ъолатлар сони хам ортиб боради. Бошјача айтганда, квант ъолатларга мом келувчи энергитик сатцлар W каттарок булганда зичрој жойлашади (16.3- расм).

Бу энергетик сатцларни электронлар томонидан ишјол этилиши Ферми – Дирак тајсимотига бгйсинади. Агар электрон газнинг T=0 K температурадаги химиявий потенциалини μ₀ билан белгиласак, W энергияли квант ъолатдаги электронларнинг гртача сони



$$\langle N(w) \rangle = \frac{1}{e^{(w-\mu_0)/kT} + 1} \quad (13).$$

муносабат билан аникланади. 16.4-расмда бу функциянинг T=0 K температурадаги графиги тасвирланган: энергияси 0 дан μ₀ гача бгоган ъолатлар учун <N(W)>=1, энергияси μ₀ дан катта булган ъолатлар учун <N(W) >=0. Бошјача



айтганда, 0 K температурада μ₀ дан јуйирој барча рухсат этилган ъолатларни электронлар ишјол этган ( бу ъолатларнинг хар бирида биттадан электрон бор), μ₀ дан јокори ъолатлар эса батамом бгш (вакант) бглади. Демак, μ₀ – абсолют ноль температурадаги металлда эркин электронларга эга бглиши мумкин бглган максимал энергиядир. Энергиянинг бу ијйматини Ферми энергияси деб аталади ва Wφ деб белгиланади. Шунинг учун

Ферми– Дирак таъсироти йуйдаги кгринишда ёзилади:

$$\langle N(w) \rangle = \frac{1}{e^{(w-\mu)/kT} + 1} \quad (14).$$

0 К температурали металдаги эркин электронлар томонидан ишол этилган энг юори энергетик сатъ Ферми сатъи деб юритилади.

Металнинг температураси ортиши билан электронлар юорирпои энергетик сатъларга гта бошлайди, натижада уларнинг молатлар бгйича таъсимланиши дам гзгаради.

Шундай иилиб, металнинг температураси оширилганда металдаги эркин электронларнинг факат бир қисмигина кристал панжаранинг иссилик тебранишлардан игшимча энергия олиб юорирои энергетик сатъларга кгтарилиши мумкин. Металдаги электрон газ гзининг бу мусусияти билан классик идеал газдан кесктн фарқ қилади. Шунинг учун квант назариясидаги металдаги электрон газни классик тасаввурларга бгйсинмаганлиги учун айниган газ деб аташ одат бглган.

Айниган газ малекулалари бглмиш эркин электронлар учун Ферми– Дирак статистикаси гринли улганлиги туфайли, баъзан уни ферме газ деб аталади. Агар метал ницоютда юори температурагача издирилсаки натажада кристал панжара тебранишларининг энергияси Ферми энергиясидан катта бглса, яъни

$$kT \geq W_{\phi} \quad (15)$$

Шарт бажарилса, ихтиёрый эркин электрон кристалл панжара билан энергия алмашиниш имкониятига эга бглади. Бу молда электрон газни айнимаган газ дейилади. (15) дан фойдаланиб, газ айниган молатдан айнимаган молатга гтадиган температуранинг ийиматини йуйдаги муносабат билан анилаш мумкин:

$$T_{\phi} = \frac{W}{k} \quad (16).$$

Температуранинг бу қиймати айниш ткеипатураси ёхуд Ферми температураси дейилади.

Юоридаги фактларга асосланиб, металдаги эркин электронларнинг иссилик сиџимини , яъни электрон газ температурасини 1 К кгтариш учун унга бериш лозим бглган энергияни мисоблайлик. Бир валентли металдаги барча эркин электронлар иссилик сиџимга хисса игша оладиган электрон газнинг иссилик сиџими  $3 R/2$  га тенг бглар эди. лекин температуралра ортиши туфайли энергиялари  $W_{\phi}-kT$  дан  $W_{\phi}+kT$  гача бглган электронгина гз энергияларини ортира олади. бу электронлар металдаги барча электронларнинг  $2kT/ W_{\phi}$  ийсмини ташкил этади. Шунинг учун электрон газнинг иссилик сиџими йуйдаги муносабат гринли бглади:

$$C_{\phi} = \frac{3}{2} R \frac{2kT}{W_a} = 3R \frac{kT}{W_{\phi}} \quad (17)$$

(16) ифодани этиборга олсак, (17) ігйдаги кренишда ёза оламиз:

$$C_{\text{э}} = 3R \frac{T}{T_{\text{ф}}} \quad (18)$$

Агар металнинг хар бир атомига бир эмас, балки  $z$  дона электрон тгҗри келса, электрон газнинг иссилик сиіими

$$C_{\text{э}} = 3zR \frac{T}{T_{\text{ф}}} \quad (19)$$

кренишга эга бўлади. Аниі исоблар ва электрн газнинг иссилик сиіими учун іуйдаги муносабат вужудга келади:

$$C_{\text{э}} = \frac{\pi^2}{2} zR \frac{T}{T_{\text{ф}}} \quad (20)$$

Хона температурасидаги электрон газнинг иссилик сиіими металлнинг умумий сиіимига жуда кичик мисса ігшади, лекин ницоятда паст температурада кристал панжаранинг иссилик сиіими ( $\sim T^2$ ) электрон газнинг иссилик сиіими ( $\sim T$ ) дам камайиб кетади.

### Мустахкамлаш саволлари

1. Микрозаррачанинг фазавий фазоси деганда нимани тушинилади?
2. Бозонлар ва фермионлар деб іандай заррачаларга айтилади?
3. Бозе – Эйнштейн таісимоги бгйича микрозаррачаларнинг таісимланиши іандай тушинтирилади?
4. Ферми – Дирак таісимога бгйсунадиган зарралар сони іандай ифодадан аниіланади?
5. Фононларнинг табиатини тушинтиринг.
6. Ота гтказувчанлик модисаси квант назариясида іандай тушунтирилади?

### Таянч сузлар

Фазавий фаза — деганда олти глчамли фаза тушунилади, унда 3 гі ёрдамида зарра координаталари ва іолган 3 гі ёрдамида импульс компонентлари ифодаланади.

Микрозаррачалар спинларининг – ташіи магнит майдон йгналишига проекцияси ноль ёки  $\hbar$  ( $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.034 \cdot 10^{-34}$  жс) га бутун каррали бглган

микрозаррачалар бозонлар,  $\hbar/2$  га қаррали бўлган микрозаррачалар фермионлар деб аталади.

Фононлар – кристалл панжаранинг иссиқлик тебранишларидаги квази зарралар энергия алмашилишлари фононлар ёрдамида тавсиф этилади.

Ўта ўтказувчанлик ҳолатида – етарлича паст ҳароратларда ( $0\text{ K}$ ) баъзи металлларнинг электр ўқрилиги бирданига нолга тенг бўлиб юлиши кузатилади. Бундай ҳолат 1911 йилда Голланд физиги Камерлинг – Оннес томонидан кашф қилинган.

### Тест синов саволлари

- 1) Квант статистикаси классик статистикадан қандай хусусиятлари билан фарқ қилади.
  - a) Энергетик тақсимотнинг дискретлиги билан
  - b) Энергиянинг узлуксизлиги билан
- 2) Бозе — Эйнштейн тақсимотининг тўғри ифодасини кўрсатинг.
  - a)  $\langle N_i \rangle = [\exp[(W_i - \mu)/kT] - 1]^{-1}$
  - b)  $\langle N_i \rangle = \exp[(W_i - \mu)/kT]$
  - c)  $\langle N_i \rangle = 1 - \exp[(W_i - \mu)/kT]$
- 3) Ферми — Дирак тақсимотининг тўғри ифодасини кўрсатинг.
  - a)  $\langle N_i \rangle = 1 + \exp[(W_i - \mu)/kT]$
  - b)  $\langle N_i \rangle = 1/[\exp[(W_i - \mu)/kT] + 1]$
  - c)  $\langle N_i \rangle = 1/[\exp[(W_i - \mu)/kT] - 1]$
- 4) Айниш температураси қандай ифодаланади?
  - a)  $T_0 = \frac{\hbar^2}{mk} \left( \frac{N}{V} \right)^{\frac{2}{3}}$
  - b)  $T_0 = \frac{\hbar^2}{mk} \left( \frac{N}{V} \right)^2$
  - c)  $T_0 = \frac{\hbar^2}{mk} \left( \frac{N}{V} \right)^3$
- 5)  $t_1 = 0^\circ\text{C}$  дан  $t_2 = 200^\circ\text{C}$  иситишда никель кристали ички энергиясининг ўзгариши  $\Delta U$  аниқлансин.  $m = 20\text{ кг}$ 
  - a) 1,7 кЖ
  - b) 2 кЖ
  - c) 1,5 кЖ
  - d) 2,2 кЖ



1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.
2. И.Т.Трофимова, Физика курси , М., “Олий мактаб” 1992
3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т.,”Укитувчи” 1989
4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Ўзбекистон” , 1994
5. А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

### МЕТАЛЛАРДА ЭЛЕКТРОНЛАРНИНГ ЭНЕРГЕТИК САТХЛАР БЎЙИЧА ТАҚСИМЛАНИШИ. ПАУЛИ ПРИНЦИПИ. ФЕРМИ САТҲИ. $\sigma$ ТА $\rho$ ТКАЗУВЧАНЛИКДА ЖОЗЕРСОН ЭФФЕКТИ.

**Маърузанинг маъсади:** Металлардаги эркин электронларнинг энергетик сатх бЎйича Ферми — Дерак таъсимоти бЎйича ва унинг абсолют дароратига бЎлини равишда  $\rho$ згариши муҳокома иилинади. Ферми энергетик сатҳи тушунчаси киритилади. Металлардаги  $\rho$ та  $\rho$ тказувчан моддаси ва унинг  $\rho$ айси физик катталикларга бЎлинилиги  $\rho$ рганилади. Мисол тариъасида Жозерсон эффекти ва ва унинг техникада  $\rho$ лланиши батафсил баён этилади.

Зоммерфельд формуласига  $v_f$  эса температурага амалда боғлиқ эмас, чунки  $W_f$  нинг киймати температура узгаришига деярли таъсир этмайди.

Иккинчи асосий фарқ металлар классик ва квант назарияларида эркин йугуриш масофасининг талкин килинишидадир. Маълумки, классик назарияда эркин электронларни классик электрон газ деб хисобланар эди. Бу газнинг зарралари — электрон уз йулида учраган кристал панжара тугинига урилиб туради. Металларнинг электр каршилигига ана шу урилиш сабаб булади.

Квант назарияси эса металдаги эркин электроннинг харакати де-Бройль муносабати билан аникланадиган электрон тулкинларнинг таркалиш процессидир, деб хисобланади. Бу тулкинлар кристал панжара тугунидаги ионлардан сочилади.

Электрон тулкиннинг сочилиш жараёнини муҳокома килишдан олдин ёруглик тулкинининг хира мухитлар ( туман, каллоид эритмалар...) утиш жараёнини эслайлик.

Металда таркалаётган электрон тулкинлар учун ҳам юкорида кайд килинганга ухшаш ходисалар содир булади. Хусусан тугунидаги зарралар кузгалмас булган идеал кристал панжарадан электрон тулкин сочилмайди. Бундай панжара электр токига каршилиқ курсатмаслиги керак. Амалда панжара тугунларидаги зарралар тебранма харакатда булади. Метални ташкил этувчиси ниҳоятда муайян пайтда бир — бири томон харакатланаётганини тассавур этинг. Улар орасидаги масофа кузгалмас панжара орасидаги масофадан кичик булади. Таббийки бундай зарраларни камраб олган микрохажмлардаги модда

Зичлиги модданинг уртача зичлигидан катта булади. Кушни сохаларда шундай микрохажмлар ҳам буладики, улардаги модда зичлиги уртача кийматдан кичик булади. Шунинг учун панжара тугунидаги зарраларнинг исиклик харакати туфайли вужудга келадиган микрохажмлар — зичлик

флюктуациялари электрон тулкиларни сочувчи марказлар вазифаларини утайди. Бу эса абсолют тоза металллар электр каршилигига эга булишининг сабабидир.

Металлар электр каршилигининг иккинчи сабабчиси – реал кристаллардаги аралашмалардир. Бинобаран, металлларнинг солиштирма электр каршилиги икки хад йигиндиси тарзида ифодаланади:

$$\rho = \rho_T + \rho_L$$

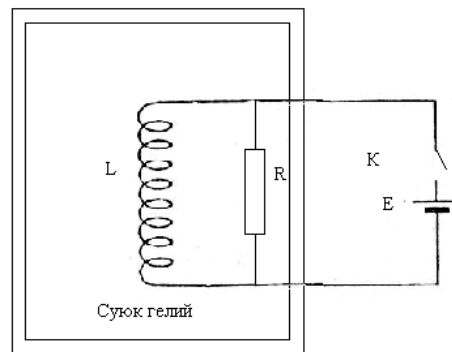
бундаги  $\rho_T$  – панжаранинг иссилик тебранишлар туфайли вужудга келадиган каршилик,  $\rho_L$  – аралашма атомларида электрон тулкиларнинг сочилиши туфайли вужудга келадиган каршилик.

Температура ортган сари тулкиларнинг панжара иссилик тебранишларида сочилиш ортади, яъни электронларнинг эркин югуриш уртача масофаси  $l_f$  камаяди. Хона температураларида  $l_f \sim T^{-1}$ . Бу эса тажрибада кузатиладиган металллар электр утказувчанлигининг температурага богликлигини акс эттиради. Температура пасайган сари  $\rho_T$  хам камайиб боради  $T \rightarrow 0$  ва  $\rho_T \rightarrow 0$ . Натижада  $\rho \rightarrow \rho_1$ . Одатда  $\rho_1$  ни колдик каршилик деб юритилади., чунки  $\rho_1$  температурага боглик булмаганлиги учун 0 К да хам унинг киймати узганмай қолади. Шундай килиб металллар электр утказувчанлигининг квант назарияси классик электрон назария камчиликларини бартараф этади.

### Ута утказувчанлик ходисаси.

Етарлича паст температураларда баъзи металлларнинг электр каршилиги бирданига ( сакрашсимон тарзда ) нолга тенг булиб қолиши *ута утказувчанлик деб аталади.* Мазкур ходиса 1911 йилда голланд физиги Камерлинг – Оннес томонидан кузатилган. У тоза симобнинг Электр каршилигини жуда паст температураларда ўлчаш чоғида 4,2 К температурада симобнинг каршилиги нолгача камайиб кетишини аниклади. Кейинчалик, баъзи металлларда хам ута утказувчанлик ходисаси кузатилди. Жисмнинг ута утказувчан ходисаси содир буладиган температура  $T_k$  критик температура деб юритилади. Уту утказгич оркали утаётган ток жуда узок вақт сакланиши керак

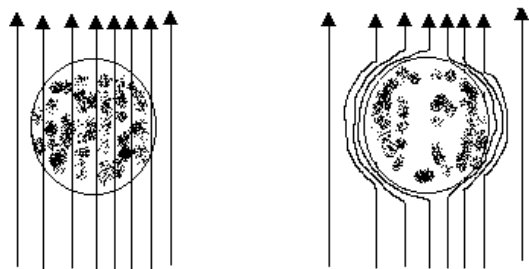
17.1- расмда схематик тасвири келтирилган тажрибага этибор беринг. Ута утказгичдан ясалган галтак суюк гелий билан тулдирилган идишга жойлаштирилади ва идишдан ташкарига ток манбаи уланади. Галтакга параллел уланган каршиликни  $T_k$  дан пастрок температурагача совутилади ва занжир манбаидан ажратилади. Бинобаран, ток манбаи галтак L ва каршилик R дан иборат берк занжир буйлаб электр токни «юргузиб юборувчи туртки » вазифасини утайди. Тажрибалардан аникланишича, ута утказгичдан



17.1-расм

ясалган берк занжир буйлаб электр токи уч йил давомида интенсивлиги узгармаган холда утиб турган.

Мейсснер эффекти деб ном олган ута утказгичларнинг яна бир хоссаси 1933 йилда кашф этилди. Ута утказувчанлик хусусиятига эга булган метални магнит майдонга жойлаштирайлик ва температурани пасайтириб борайлик. Критик температурадан юкори ( $T > T_k$ ) температураланда металдаги магнит майдон нолдан фаркли,  $T < T_k$  да эса металдаги магнит майдон индукцияси нолга тенг ( $B=0$ ) булади (17.2-расм) бошкача айтганда метал ута утказувчан холатга утганда магнит индукция чизикларини узидан итариб чикаради.



17.2-расм

Маълумки, ташки магнит майдон таъсир этмаган холда ферромагнетизм хусусиятларига эга булмаган металларда магнит индукцияси нолга тенг. Бунинг сабаби шундаги, моддани элементар токларнинг магнит майдонлари

батомон тартибсиз булганлиги учун бир –бирини компенсациялайди. Кучланганлиги  $H$  булган ташки майдон таъсирида моддада  $B = \mu H$  майдон вужудга келади. Магнит сингдирувчанлиги  $\mu > 1$  булган парамагнит моддаларда майдон кучаяди,  $\mu < 1$  булган деамагнит моддаларда эса майдон сусаяди. Ута утказгичларда  $B = 0$ . Бинобаоран, ута утказгич учун  $\mu = 0$ . Шунинг учун ута утказгични идеал диамагнетик деб хам аталади. Идеал диамагнетизм куйидагича тавсиф этилади. Ташки магнит майдонга жойлаштирилган ута утказувчан металнинг сирт катламида стационар электр ток вужудга келади. Бу токнинг магнит майдони ташки магнит майдонга карама – карши йуналган. Шунинг учун метал ичкарасидаги магнит майдон индукцияси нолга тенг булади.

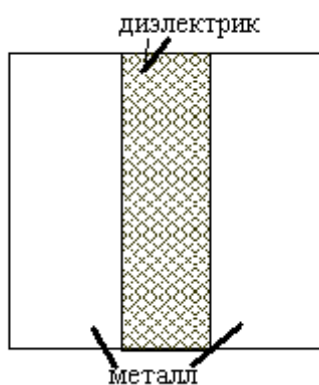
Ута утказувчанлик назариясини Бардин, Купер, Шрифферлар яратишди (БКШ назарияси) ва Н.Н Боголюбов токомиллаштирди. Бу назарияда ута утказувчанлик назарияси сифат жихатидан куйидагича тушунтирилади. Металлардаги электронлар орасида кулон конунига буйсинувчи узаро итарилиш билан биргаликда баъзи холларда узаро тортишиш хам амалга ошади. Электронларнинг узаро тортишиши электронлар ва кристал панжара иссиклик тебранишлари орасидаги узаро таъсирлашиш туфайли вужудга келади. Бу таъсирлашишда Ферми сатхига якин жойлашган сатхларда электронлар фанонларни чикариши ва ютиши мумкин. Мазкур жараённи электронларнинг фанонлар алмашиниши тарзида тасаввур этиш мумкин. Бундай фанон алмашинув электронлар орасидаги узаро таъсирни вужудга келтириши БКШ назариясида асосланади. Ута утказувчанлик хусусиятига эга булган моддаларда паст температураларда электронлар орасидаги узаро тортишиш кучи кулон итариш кучидан катта булиб қолади. Натижада карама карши йуналган

спинли ва импульсли икки электрон «жуфт» булиб боғланиб қолади. Бундай жуфт электронларни бир бирига ёпишиб қолган икки электрон тарзида тасаввур этиш нотугри. Аксинча, жуфт электронлар орасидаги масофа  $10^{-6}$  булиб, у кристалл панжара доимиси ( $10^{-10}$ ) дан тахминан  $10^4$  марта катта. Бинобаран, ута утказгичларда табиатда жуда кам учрайдиган узокдан боғланиш содир булади. Жуфт электронларнинг спини нолга тенг, яъни улар бозонлардир. Ута утказгичлик назариясида қайд қилингандек, бозонлар етарлича паст температураларда ута оқувчан була олади, яъни ички ишқаланишсиз оқади. Демак ута утказувчанлик — бозе газнинг ута оқувчанлиги деб тушиниш мумкин. Ута утказувчан моддада жуфт электронлардан ташқари оддий электронлар ҳам мавжуд. Шунинг учун, ута утказгичда икки хил суюклик — оддий ва ута оқувчан компонентлар мавжуд, дея оламиз.

0 К температурада жуфт электронлар Ферми сатхидан пастда жойлашади. Бу сатх металдаги электронлар нормал ҳолатини ифодаловчи энг яқин сатхдан  $W_c$  кадар пастда жойлашади. Энергетик тиркиш деб юритилувчи  $W_c$  нинг қиймати  $T=0$  да металнинг ута утказувчан ҳолатга утишини характерловчи критик температура  $T_K$  га мос келувчи иссиқлик харакат энергияси  $kT_K$  билан аниқланади.

Бошқача айтганда, ута утказувчан ҳолати асосий ҳолатдан тиркиш  $W_c$  билан ажралган. Зеро, утказгичдаги жуфт электронлар йуқолиши учун унга энг ками  $W_c$  кадар энергия беригш керак. Жуда паст температураларда кристалл панжара энергиянинг бундай улушини бера олмайди. Шунинг увчун жуфт электронлар жуда паст температураларда мустақкам сиситема булиб ташқи электр майдон қаршилигига учрамасдан харакатланади, яъни ута утказгич ходисаси намоён булади. Ута утказгиянинг харорати ортган сари тиркиш кенглиги  $W_c$  нинг қиймати камайиб боради ва  $T_K$  температурада нолга тенглашади. Шунинг учун жуфт электронлар  $T_K$  температурада йуқолади ва модда нормал ҳолатга утади.

1986 йил охири 1987 йил бошида юкори температурали ута утказгичлар кашф қилинди. Баъзи металлоксид бирикмалар, хаттоки, 100 К температурада ҳам ута утказгичлик хусусияти қайд қилинди. Мазкур температура суюқ азотнинг қайнаш температураси ( $77$  К) дан анча



17.3-расм

юкорилигини эътиборга олсак, ута утказгичларни амалда қулланишига сабаб булаётган температуравий тусиқ, абсолют нолга яқин температураларни вужудга келтириш муоммасидан қутилишга эришилади.

### Жозефсон эффекти.

Нихоятда юпка ( $\sim 10^{-9}$ ) диэлектрик катлам бидлан бир биридан ажратилган икки ута утказгич (17.3-расм) *тунел контакти* деб аталади. Бундай қурилмадаги битта ута

утказгичдан иккинчисига электрон ута оладими? Аввал метал пластинкалар  $T > T_K$  температурада, яъни ута утказувчан эмас, балки нормал ҳолатда булсин. Икки метал орасидаги диэлектрик катлам электронлар учун потенциал тусик вазифасини бажаради. Лекин электрон тулкин хусусиятига эга булганлиги учун туннел эффект туфайли электронларнинг диэлектрик катламдан утиш эҳтимоллиги нолдан фаркли булади. Лекин, умумий ток нолга тенг, чунки диэлектрик оркали чапдан унга утган электронларнинг уртача сони унгдан чапга утган электронларнинг уртача сонига тенг.

Агар туннел контакда металллар температурасини  $T < T_K$  гача совутсак (бу хол туннел контакт Жозефсон элементи деб аталади), металллар ута утказувчан ҳолатда булади. Бу ҳолатда ута утказгичларда мавжуд буладиган жуфт электронлар ҳам диэлектрик катлам оркали туннел эффект туфайли чапда унга ваунгдан чапга утади. Хар бир ута утказгичдаги жуфт электронлар бирдай фазага эга. Диэлектрик катламда иккала ута утказгичдан чиқарилаётган жуфт электронларнинг когерент тулкинлари узаро интерференциялашади. Натижада умумий ток киймати

$$I = I_c \sin(\varphi_2 - \varphi_1)$$

Муносабат билан аниқланади. Бунда  $\varphi_2$  ва  $\varphi_1$  — мос равишда бирини ва иккинчи ута утказгичлар чиқараётган когерент жуфт электронлар тулкин функцияларининг фазалари,  $I_c$  эса туннел контакт оркали утадиган токнинг максимал киймати.

Корида баён килинган ходиса, бир биридан юпка диэлектрик катлам билан ажратилган икки ута утказувчан ҳолатдаги металллардан иборат туннел оркали электр токи оқиши Жозефсоннинг стационар эффекти деб ном олади. Шунини алоҳида қайд қилиш керакки, туннел контакта кучланиш бераганда ҳам утказувчанлик токи оқади. Металл пластинкалари ута утказувчан ҳолатда булган туннел контактни Жозефсон элементи деб аталишининг боиси ҳам шунда.

Энди, туннел контактни ташки ток манбаига улаб диэлектрик майдон вужудга келтирайлик метал пластинкалар нормал ҳолатда булса туннел контакт оркали нормал туннел ток оқади, уннинг киймати қуйилган кучланишга пропорционал булади.

Метал пластинкалар ута утказувчан ҳолатда булса туннел контакт оркали узгарувчан ута утказгичлик ток утади. Худди тебраниш контуридаги ток каби туннел контакдан утаётган узгарувчан ток электромагнит тулкинлар нурлантиради. Жозефсон ностационар эффекти деб ном олган мазкур ходисани қуйидагича тавсиф этилади. Ута утказгичда  $T < T_K$  температураларда вужудга келган жуфт электронлар диэлектрик катламдан утганда  $2eU$  энергияга эга булади. Иккинчи пластинкага утгач, жуфт электронлар уз энергияларини қамайтириб мувозанат ҳолатга утиши керак. Метал пластинка нормал ҳолатда булганда кристал панжара билан бир неча тукнашувда ортикча энергия иссиқликга айланган буларди.

Лекин, метал пластинка ута утказувчан холатда булгани учун электр каршилиги нолга тенг. Бинобаран, кристалл панзара билан тукнашувлар хам булмайди. Жуфт электронларнинг диэлектрик катламдан утиш чогида эришган  $2 eU$  микдордаги энергия улуши эса электромагнит тулкини кванти тарзида нурланатиради. Хакикатдан тажрибаларда  $\omega = \frac{2eU}{\hbar}$  частотали нурланиш харьковлик олимлар И.К. Ясон, В.М. Дмитриенко томонидан 1965 йилда кузатилди.

Жозефсон эффекти ута юкори частотали курилмаларда, квант интерферометрларида, криоген электрон хисоблаш машиналарининг элементларида кенг кулланилади.

### **Мустахкамлаш саволлари.**

1. Металларда электронларнинг энергетик сатрлари бгйича таисимланишини тушинтириб беринг.
2. Пауле принципи андай изохланади?
3. Квант сонлари сатрлар бгйича андай таисимланади?
4. Бош квант сонлари андай гзгаради?
5. Орбитал квант сони нимани билдиради ва андай квантланади?
6. Магнит квант сони андай ийматлар абул ила олади?
7. Спин квант сони нимани билдиради ва андай ийматлар абул илади?
8. Ферми сатрининг маъноси нима ва мароратга андай боланан бглади?
9. Жозефсон эффектини андай тушинтирилади?

### **Таянч сузлар**

Паули принципи - мар бир энергетик сатрда бирдай энергияли спинлари арама арши бглган фаат иккита электронлар жойлашини мумкин.

Ферми сатри – бу энергетик сатрдан пастда жойлашган барча сатрлар электронлар билан тглдирилган бглади.

Жозефсон га гтказувчанлик модисаси – иккита га гтказувчан молатдаги металлардан иборат туннел контакт ориали (0 K) мароратда гтказувчанлик токининг вужудга келишини тушинтиради.

## Синов тест саволлари

1) Ота гтказувчанлик учун Зоммерфельд формуласининг тГри ифодасини кГрсатинг.

$$a) \tau = \frac{e^2 n l \phi}{m v \phi}$$

$$b) \tau = \frac{e^2 n l \phi}{2 m v \phi}$$

$$c) \tau = \frac{2 e^2 n l \phi}{m v \phi}$$

2) Ота гтказувчанлик модисаси симобнинг марорати яндай бГлганда юз беради?

$$a) T = 5^0 \text{ K}$$

$$b) T = 4,2^0 \text{ K}$$

$$c) T = 4,5^0 \text{ K}$$

$$d) T = 5,2^0 \text{ K}$$

3) Ота гтказувчанлик модисаси температурада кузатилмайди (  $T_K$  – критик температура).

$$a) T = T_K$$

$$b) T < T_K$$

$$c) T > T_K$$

4) Ферме энегиясига электронларнинг эркин югуриш йгли  $L_\phi$  марорат  $T$  билан яндай боЛланган?

$$a) L_\phi \sim T$$

$$b) L_\phi \sim 1/T$$

$$c) L_\phi \sim T^{-2}$$

$$d) L_\phi \sim T^2$$

## Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.

2. И.Т.Трофимова, Физика курси, М., “Олий мактаб” 1992

3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т., “Укитувчи” 1989

4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Узбекистон”, 1994

5. А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990



## МАЪРУЗА - 18

### ЖАТТИҚ ЖИСМЛАР ФИЗИКАСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ. КРИСТАЛЛАРДАГИ ЭНЕРГЕТИК ЗОНАЛАР. ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАРНИНГ ХУСУСИЙ ВА АРАЛАШМАЛИ ЭЛЕКТР ЎТКАЗУВЧАНЛИГИ ВА УЛАРНИНГ ҚЎЛЛАНИШИ.

**Маърузанинг маъсади:** Жатти жисмлар физикасининг асоси бўлган зоналар назарияси билан талабаларни батафсил таништириш. Рухсат этилган, тайинланган энергетик сатрлар ва энергетик сатрларини электронлар билан қандай тўлдирилиши ҳақида саволларга жавоб берилади. Ярим ўтказгич учун зоналар назариясининг тадбиқи ва унинг электр ўтказувчанлигининг қандай катталикларга боғлиқлиги ўрганилади. Ярим ўтказгичларнинг техникада қўлланиши кўриб чиқилади.

Энди  $N$  дона изоляцияланган атомнинг узаро жойлашган симметриясини бузмаган ҳолда аста секин бир бирига яқинлаштирайлик. Атомлар яқинлашган сари уларнинг узаро таъсирлашуви кучайиб боради. Атомлар орасидаги масофа кристалл панжара параметрига тенг ( $r=d$ ) бўлганда атомларнинг узаро таъсирлашуви нормал (худди кристаллдагидек) қийматга эришади. Атомлар бир бирига яқинлашган сари энергетик сатрларнинг бир бирига нисбатан силжиши ва натижада уларнинг ажралиши содир бўлади. Натижада кристаллдаги  $N$  дона атомнинг бирдек энергетик сатрларини бир бирига нисбатан силжиган сатрлар группасига —энергетик зонага айланиш содир бўладики, у электронлар тулкин хусусияти билан боғлиқ.

Атомлар бирикиб кристалл ҳолати вужудга келганда атомлар валент электронларининг тулкин функциялари устма уст тушади. Бу эса валент электронларни кристалл панжаранинг ихтиёрий соҳасида қайд қилиш эҳтимоллиги  $|\psi|^2$  эканлигини билдиради. Зеро, кристаллдаги валент электронлар «умумлашган» экан. Бу ҳулосани қўйидаги мулоҳозалар ҳам тасдиқлайди. Кристаллдаги барча электронларнинг бир атомдан иккинчи атомга ўтиш эҳтимоллиги нолдан фарқли. Микдорий ҳисобларни қурсатишича, валент электрон атом таркибида  $\tau \approx 10^{-15}$  с вақт давомида бўла олади, холос. Бошқача айтганда, валент электрон 1 секунд давомида кристаллдаги  $10^{15}$  атом таркибида катнашиб чиқади. Бундай шароитларда валент электронни у ёки бу атомга тааллуқлиги эканлиги ҳақида фикр юритиш маънога эга эмас. Зеро, кристаллдаги валент электронлар «умумлашади» ва улар «электрон газ» ни ташкил этади. Гейзенбергнинг ноаникликлар муносабатига асосан электронлар энергиясидаги ноаниклик муносабатига асосан бундай электронлар энергиясидаги ноаниклик

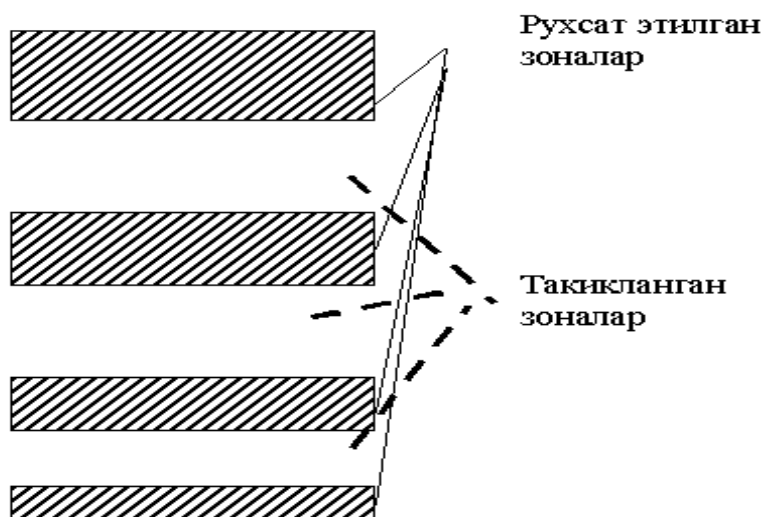
$$\Delta W \approx \frac{h}{\tau} \approx 1 \text{ эВ}$$

булади.

Изоляцияланган атомдаги электронларнинг уйгонган ҳолатда яшаш уртача муддати  $\tau \approx 10^{-8}$  с булгани учун мазкур ҳолатга мос келувчи энергетик сатх кенглиги  $\Delta W \approx \frac{h}{\tau} \approx 10^{-7} \text{ эВ}$  булади. Демак, изоляцияланган атомдаги валент электроннинг  $\sim 10$  эВ кенгликдаги энергетик зонага айланади.

Ички электронлар учун манзара узгача. Хусусан натрий кристаллидаги бирор атомнинг 1 s электрони туннел эффект туфайли кушни атомга 20 йилда бир марта ута олади, халос. Табиийки, бундай электронларнинг кристаллдаги энергетик сатхи худди изоляцияланган атомникидек булади. 18.1–расмдан куринишича  $r = d$  да 1s ва 2s сатхларнинг ажралиши сезилмайди, 3s сатх эса анчагина ажралади, янада юкорирок уйгонган сатх, (3p) эса 3s сатхдан купрок ажралган. Бинобаран, 3p сатхлар ажралиши туфайли вужудга келган энергетик зона кенглиги 3s сатхлар ажралиши туфайли вужудга келган зона кенглигидан каттарок булади.

Зонада энергетик сатхлар зичлиги қандай? Аввал шуни қайд қилайликки, изоляцияланган атомдаги энергетик сатхнинг айниш қарралиги  $2l + 1$  булса, бу сатхга мочс келувчи кристалл энергетик зона  $(2l + 1) N$  сатхдан иборат булади. Масалан, изоляцияланган атомдаги p сатхнинг (p сатх учун  $l = 1$ ) айниш қарралиги  $2l + 1 = 2 \cdot 1 + 1 = 3$  булганлиги учун мазкур сатхларга мос келувчи энергетик зона  $3 N$  сатхдан иборат. Демак,  $1 \text{ см}^3$  ҳажм кристаллда  $\sim 10^{22}$  атом мавжуд эканлиги ва энергетик зона кенглиги 1 эВ эканлигини эътиборга олсак, зонадаги кушни энергетик сатхлар орасидаги масофа  $\sim 10^{-22}$  эВ булади. Бу масофа шунчалик кичикки, зонадаги сатхлар узлуксиз энергетик қийматларга эгадек туйилади. Лекин, зонадаги энергетик сатхлар сони чекли эканлигини унитмайлик.



18.1-расм

Шундай килиб, изоляцияланган атомдаги рухсат этилган энергетик сатх урнига кристаллда рухсат этилган энергетик зона вужудга келади. Рухсатт этилган зоналар энергетик таикланган кийматлар билан ажралган булади (18.1-расм).

### **Энергетик зоналарни электронлар билан тулдирилиши.**

Изоляцияланган атомлардаги энергетик сатхларни электронлар тула ишгол этган, кисман ишгол этган ёхуд ишгол этмаган булиши мумкин эди. изоляцияланган атомдаги энергетик сатхга мос равишда кристаллда энергетик зона вужудга келаяпти. Лекин, айрим холларда зоналарнинг энергетик шкала

буйича жойлашиш тартиби изоляцияланган атомдаги энергетик сатхларнинг жойлашиш тартибига мос келмаслиги хам мумкин. Хусусан, изоляцияланган атомдаги куйроқ энергетик сатхни ажралиши туфайли кристаллда вужудга келган энергетик зона юкорироқ энергетик сатхни ажралиши туфайли кристаллда вужудга келган энергетик зонадан тепароқда жойлашиши мумкин. Бундай холларда зоналарни электронлар билан тулдирилиши изоляцияланган атомдаги сатхларни электронлар томонидан ишгол этилишига мос келмаслиги мумкин. Бунинг сабаби — электронлар энергиянинг кичикроқ кийматларига мос келадиган зоналарни тулдиришга интилишидир. Кристаллдаги зоналарнинг сатхлари Паули принцига асосан, иккитидан ортик электрон жойлашиши мумкин эмас. Бу электронларнинг спинлари карама – карши йуналган булади. Зоналардаги энергетик сатхлар электронлар томонидан тула ёхуд кисман ишгол этилган холларда бу зоналарни мос равишда тулдирилган ёхуд кисман тулдирилган зоналар деб, энергетик сатхларини электронлар ишгол этмаган зоналарни эса *буш зоналар* деб аталади.

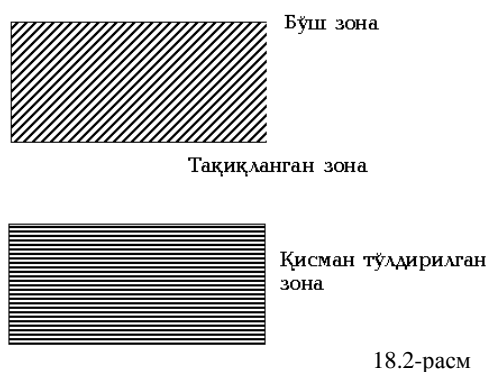
Изоляцияланган атомнинг куйроқ энергетик сатхдаги электрон кушимча энергия олган холларда юкорироқ буш энергетик сатхга утиши керак эди. бундай утишлар кристаллда кисман тулдирилган зонанинг куйроқ сатхдан юкорироқ сатхи томон амалга ошиши мумкин. Бу утишларда электрон сатх оралигига мос келувчи кушимча энергияни кристалл панжаранинг иссиклик тебранишлардан ёки кристаллда вужудга келтирилган ташки электр майдон таъсирида олиши мумкин. Шунингдек, кристаллда электрон куйроқ рухсат этилган зонадан юкорироқ рухсат этилган зонага хам утиши мумкин. Бу холда юкори рухсат этилган зонада буш энергетик сатх булиши ва электрон таикланган зонанинг энергетик кенглигига тенг кушимча энергия олиши керак.

Каттик жисмдаги купчилик жараёнлар валент электронларнинг холатига боглик булганлиги учун, одатда кристаллдаги энергетик зоналарни ифодалашда содалаштирилган энергетик схемадан фойдаланилади.

Соддалаштирилган энергетик схемада валент электронлар томонидан ишгол этилган зона (валент зона) ва бу зонага энг якин булган рухсат этилган зона (буш зона) ифодаланади, халос.

Валент зонадаги энергетик сатхлар электронлар томонидан ккнчалик ишгол этилганлиги ва такикланган зонанинг энергетик кенглиги  $\Delta W$  га боғлиқ равишда куйидаги турт хол амалга ошади.

Валент зонадаги энергетик сатхларнинг бир кисмини электронлар ишгол этган булса (18.2–расмдаги кисман тулдирилган зона),



электронларнинг шу зонадаги куйирок сатхдан юкориок сатхга кутарилишига имконият мавжуд. Бу утиш учун керак буладиган кушимча энергия электронлар кучсизгина электр майдон томонидан берилиши мумкин. Бинобаран, кисман тулдирилган зонадаги электронлар электр утказувчанликда катнашади. Шунинг учун бундай зона утказувчанлик зонаси деб аталади. Мазкур хусусиятга эга булган каттик жисмлар — металллардир.

Баъзи каттик жисмларда (масалан, Mg, Ca каби ишкорий ер элементларининг кристалларида валент зона ва буш зона устма уст тушади (18.3–расм). Масалан, бериллий кристаллида 2s валент зона 2p буш зона билан устма- уст тушади. Натижада бирлашган 2s — 2p зона вужудга келади. 2s валент зонадаги  $(2l + 1)N = (2 \cdot 1 + 1)N = 3N$  энергетик сатхда 2N дона электрон жойлашиши мумкин. 1p буш зонадаги  $(2l + 1)N = (2 \cdot 1 + 1)N = 3N$  энергетик сатхда  $2 \cdot 3N = 6N$  электрон жойлашишининг имконияти бор. Бинобаран, бирлашган 2s—2p зонада  $2N + 6N = 8N$  жойлашиш имкониятига эга. Вахоланки, бу бирлашган зонада факат 2N мавжуд ва улар куйирок сатхларни (бу сатхлар кайси зоналарга тааллуқли эканлигидан катъит назар) эгаллайди. Шунинг учун бирлашган зона кисман тулдирилган зонага ухшайди ва ташки электр майдон таъсирида бирлашган зонадаги электр утказувчанликда катнашади. Юкорида баён этилган икки холни умумлаштириб куйидаги хулосага келамиз:

Валент зонадаги сатхлари электронлар билан кисман тулдирилган ёки валент ва буш зоналари устма уст тушкан каттик жисмлар метал деб аталади.

Метал булмаган аксарият каттик жисмларда валент зонадаги барча энергетик сатхларни электронлар банд этган булади. Шунинг учун

электрон юкорирок энергетик сатхга кутарилиши лозим булса, факат буш зонадаги энергетик сатхга кутарилиши керак. Бунинг учун электр майдон таъсирида электрон эришаётган кушимча энергия такикланган зонанинг энергетик кенлиги  $\Delta W$  дан катта булади. Демак, холда каттик жисмнинг хоссалари такикланган зонанинг энергетик кенлиги билан аникланади.

Агар  $\Delta W$  етарлича катта булса, электр майдон таъсирида ёки иссиклик харакати энергияси туфайли электронлар валент зонадан буш зонага ута олмайди, яъни электронлар валент зонада уз уринларидан кузгалмайди. Бундай жисмларни изоляторлар ёки диэлектриклар деб аталади.

Агар  $\Delta W$  унчалик катта булмаса, каттик жисмнинг температураси етарлича юкори булганда (масалан, хона температураси) иссиклик харакати энергияси туфайли валент зонадаги электронларнинг бир кисми буш зонадаги энергетик сатхларга кутарилишга кодир булади. Бу электронлар электр майдон таъсирида хам буш зонанинг юкорирок энергетик сатхларигат кутарилиши мумкин. Шунинг учун, бу холда буш зонани утказувчанлик зонаси деб аташ мақсадга мувофиқдир. Бундай жисмлар яримутказгичлар деб аталади.

Шартли равишда, валент зонаси электронлар билан бутунлай тулган жисмлар такикланган зонасининг энергетик кенлиги  $\Delta W < 3$  эВ булганларини яримутказгичлар деб, аксинча  $\Delta W > 3$  эВ булганларини диэлектриклар деб аташ мумкин.

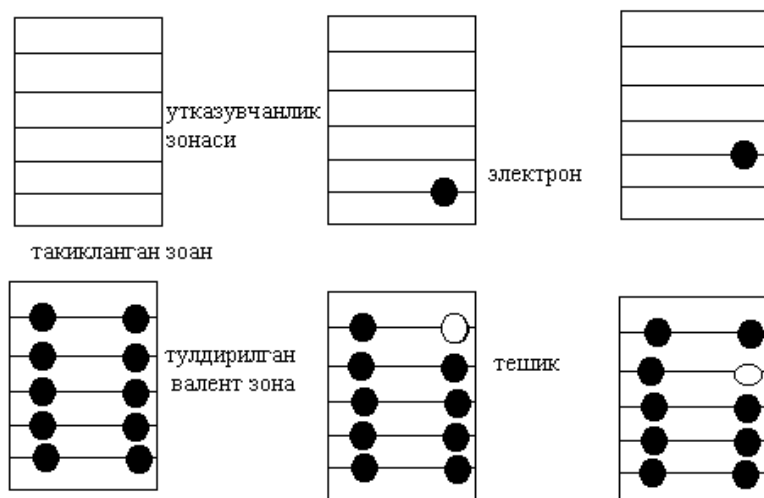
### **Ярим утказгичларнинг хусусий электр утказувчанлиги.**

Электр утказувчанлиги буйича металллар билан диэлектриклар оралигидаги жисмлар гуруппаси мавжудки, уларни *ярим утказгичлар* деб аталади. Ярим утказгичларни икки гуруппага ажратилади. Таркиби факат бир хил атомлардан иборат яримутказгичларни элементар утказгичлар дейилади. Бунга В, С, Si, Ge, Sn, Р, As, Sb, S, Se, Ti, J лар киради. Иккинчи гуруппа ярим утказгичларга икки ёки ундан купрок атомлардан тузилган бирикмалар киради. Бу гуруппанинг типик вакиллари сифатида Д. И. Менделеев жадвалининг учинчи ва бешинчи гуруппа элементларининг бирикмалари InAs, GaP, GaSb, AlSb ва бошқаларни курсатиш мумкин.

Замонавий техникада энг куп кулланиладиган ярим утказгичлар германий ва кремнийдир. Бу элементлар даврий жадвалнинг IV гуруппасига оид, яъни бу элементлар атомларининг энг четки (валент) кобиги турттадан электрон бор. Бу элементларнинг кристаллари *ковалент богланишга* эга. Ковалент богланиш шундай химиявий богланишки, бунда кристалл панжаранинг тугунларида жойлашган хар икки кушни атомнинг биттадан валент электрони биргаликда бу икки кушни атом учун умумий булган электрон жуфти вужудга келади.

Барча валент электронлар ковалент богланишда катнашган соф ярим утказгич кристалли изолятор булади, яъни электр токни утказмайди. Лекин бирор таъсир натижасида кристаллнинг айрим кисмларидаги ковалент богланиш

бузилиши мумкин. Масалан, кристаллни киздирганда ёки уни ёритганда ярим утказгич атомининг ковалент боғланишдаги электронларнинг иссиқлик харакат энергияси хам ортади. Электроннинг иссиқлик харакат энергияси соф ярим утказгичдаги ковалент боғланишни бузишга етарли булиб колганда, бу электрон уз урнини ташлаб кристалл буйлаб харакат кила бошлайди. Одатда энергиянинг бу кийматини *активлаш энергияси* деб аталади. Электрон бушаган жойни тешик дейилади. Тешик квази зарра булиб, унинг атрофида кристаллнинг электронейтраллиги бузилади. Бу ерда манфий заряд етишмаганлиги учун тешикнинг зарядини мусбат деб кабул килиш керак, албатта. Шундай килиб, *соф ярим утказгичнинг бирор жойида ковалент боғланишининг бузилиши натижасида электрон ва тешик вужудга келади*. Буни, одатда, электрон тешик вужудга келди дейилади. Агар электрон тешик билан учрашса, у тешик атрофида мусбат зарядни нейтраллайди. Натижада электрон ковалент боғланиш иштирокчисига айланиб колади. Бу процессда (бу процесс *рекомбинация* дейилади) электрон ва тешик йуколади. Демак, соф ярим утказгичларда электрон ва тешик биргаликда яъни жуфт булиб вужудга келади ёки йуколади. Энергетик сатхлар схемасида электронн – тешик жуфтнинг вужудга келишига тақикланган зонанинг энергетик кенглиги ( $\Delta W$ ) дан каттарог кушимча энергия олган валент зонадаги бирор электроннинг утказувчанлик зонасига утиши мос келади (18.4-расм). Рекомбинация



18.4-расм

процессида эса, аксинча, утказувчанли зонасидаги электрон валент зонадаги буш энергетик сатхни эгаллайди.

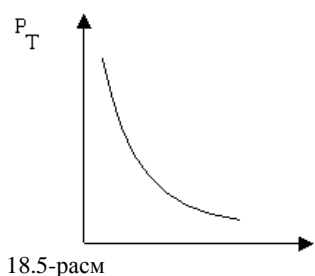
Электр майдон таъсида бутун кристалл буйлаб электронлар майдон кучланганлигига тескари, тешиклар эса майдон

кучланганлиги йуналишида (тешикнинг заряди мусаб эканлигини унитманг) харакатга келади. Бу процессга сатхлар системасидаги куйидаги манзара мос келади. Утказувчанлик зонасидаги электрон электр майдон таъсирида кушимча энергия олиб юкорирок энергетик сатхга кучади. Тешик эса аксинча, куйирок сатхга кучади.

Электр майдон таъсирида валент зонадаги электрон хам юкорирок буш энергетик сатхга кутарилади, натижада шу электроннинг урни буш колади. Бу буш сатхга янада куйирок энергетик сатхдаги электрон кутарилиши туфайли «буш урин» – тешик куйириок сатхлар томон кучади. Юкорида баён этилган электр утказувчанлик механизми факат соф

ярим утказгичлар учун хос булиб, уни хусусий электр утказувчанлик дейилади. Табики, электр утказувчанликнинг киймати ярим утказгичларда ток ташувчилар вазифасини бажарувчи электронлар ва тешикларнинг концентрациясига боғлиқ булади. Уларнинг концентрацияси кристалл температурасига ниҳоятда даражада боғлиқдир. Масалан, активлаш энергияси 1эВ температурада электрон – тешик жуфтларнинг концентрацияси  $n \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$  булар экан. Агар шу ярим утказгичнинг температурасини 200 К гача пасайтирилса  $n \sim (10 \div 20) \text{ см}^{-3}$  булади. Шунинг учун, бундай паст температураларда соф яримутказгичларнинг электр утказувчанлиги ниҳоятда паст були, диэлектрикларга якин булади. Аксинча, худди шу ярим утказгични 1100 К киздирганимизда электрон – тешик жуфтининг концентрацияси  $n \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$  гача ортади. Шундай килиб, ярим утказгичларнинг хусусий электр утказувчанлиги температурага пропорционал равишда орта боради. (18.5-расм) Каршилиқ эса аксинча камайиб боради. Каршилиқнинг температурага боғликлиги

$$\rho_T = \rho_0 e^{\frac{\Delta W}{2kT}}$$



конун буйича узгаради. Бу ифодада  $\Delta W$  — тақикланган зонанинг энергетиккенглиги  $\rho_0$  ва  $\rho_T$  лар эса мос равишда 0 ва  $T$  даги солиштирма каршилиқ.

Одатда, металлларнинг температураси, 1 градусга узгарганда уларнинг каршилиги тахминан 0,3 % га узгаради. Ярим утказгичларда эса бу узгариш 3÷6 % ни ташкил этади, яъни металлларникига караганда 10–20 марта катта. Ярим утказгичларнинг бу хусусияти, яъни уларнинг каршилигининг температура коэффиценти ниҳоятда катта кийматларга эга булиши *термокаршилиқлар* (ёки оддийгина, *термисторлар*) деб аталадиган курилмаларда ишлатилади.

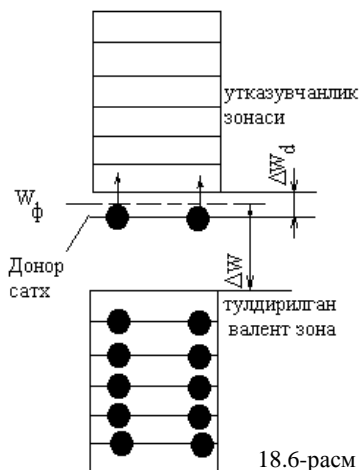
### Ярим утказгичларнинг аралашма электр утказувчанлиги.

Олдинги параграфларда идеал соф ярим утказгич электр утказувчанлигининг механизми билан танишдик. Лекин, одатда, идеал соф яримутказгич булмайд. Хар кандай ярим утказгичга бир канча микдорда узга элемент атомлари аралашган булади. Умуман, хар кандай жисмдаги аралашма хам шу жисмнинг электр хусусиятига таъсир килади. Масалан, металллардаги аралашмалар уларнинг каршилигини орттиради. Диэлектрдаги аралашма туйфайли ток ташувчилар вужудга келади. Бу эса диэлектрнинг ниҳоятда заиф электр утказувчанлигига сабаб булади. Ярим утказгичлардачи?

Бу саволга жавоб топиш учун куйидаги холларни курайлик:

1. турт валентли германий ва кремний томлардан тузилган кристалл панжаранинг баъзи тугунларида беш валентли атомлар, масалан, фосфор ёки мышьяк жойлашган булсин. Бу холда аралашма атомининг турт валент электрони кушни германий атомлари билан ковалент боғланишда булади. Бешинчи электрон эса атом билан шунчалик заиф боғланган буладик, хатто иссиқлик харакати энергияси бу электронни атомдан ажралиб озод булишига етарли булади. Шу тарика хар бир аралашма атомдан биттадан электрон ажралиб чиқади ва бу электронлар ярим утказгичда ток ташувчи вазифасини бажаради. Яримутказгичларнинг хусусий электр утказувчанлиги механизидан фаркли равишда курилайтган холда факат электронлар вужудга келади, яъни электрон билан биргаликда тешик вужудга келмайди. Бешинчи валент электрондан ажралган аралашма атоми мусбат зарядланиб қолади, аммо бу мусбат заряд кристалл панжара билан боғлиқ булиб ташки электр майдон таъсирида куча олмайди.

Демак, *турт валентли элемент атомларидан тузилган кристаллга беш валентли элементлар атомлари аралашган булса, бундай*



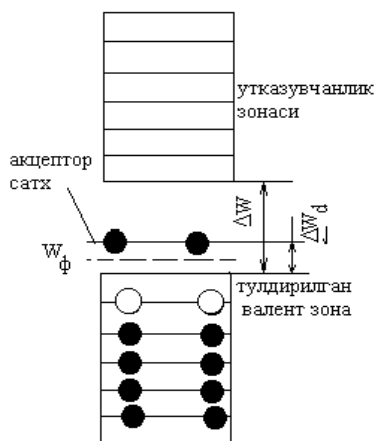
18.6-расм

*яримутказгичларнинг электрон утказувчанлик булади.* Купинча бундай утказувчанликни n-тип утказувчанлик деб аталади. Аралашма атоми утказгичга электрон бераётганлиги учун, одатда уни донор ёки n – тип аралашма дейилади.

Аралашма атомлари туфайли кристалл панжаранинг майдони идеал соф яримутказгич панжарасининг майдонидан фаркли булади. Бу эса таққиланган зонада донор сатхларнинг вужудга келишига сабаб булади. Донор сатхлар одатда, утказувчанлик зонасининг

тубига яқин жойлашган булади (18.6-расм).

Масалан, кримнийга мышьяк аралаштирилган булса,  $\Delta W_d \sim 0,05$  эВ



18.7-расм

булади. Шунинг учун унчалик юкори булмаган температураларда иссиқлик харакат энергияси донор сатхидаги электронларни утказувчанлик зонасига кучиришга етарли булади. Электр майдон таъсирида бу электронлар утказувчанлик юкори сатхига кутарилади.

2. Турт валентли элемент атомларидан иборат булган кристалл панжаранинг баъзи тугунларига уч валентли элемент атомлари жойлашган булсин. Масалан, германийга индий кушилган булса,

индийнинг уч валент электрони уч кушни германий атомлари билан ковалент боғланишда булади. Туртинчи германий атоми билан ковалент



богланишни ётулдирмаган булади, яни батта электрон учун буш жой мавжуд булади. Кушни германий атомларининг бирорта электрон уз атомидан ажралиб бу буш жойни тулдиради. Натижада аралашма атоми атрофида богланиш тулди, лекин электронни юкотган германий атоми атрофида тешик вужудга келди. Бу тешик иккинчи германий атомидан ажралиб чикган электрон билан тулдирилиши мумкин. Натижада биринчи атомнинг тешиги тулдирилади, лекин иккинчи атом атрофида тешиквужудга келади ва хакозо. Шу тарика тешик кристалл буйлаб хаотик таршда кучади. Агар ярим утказгичда электр майдон хосил килинса, тешик электр майдон кучланганлиги йуналишида кучиб, яримутказгичда тешикли электр утказувчанлик хосил булади. Бундай, электр утказувчанликни р-тип утказувчанлик деб хам аталади. Р-тип ярим утказгичдаги аралашма атоми кристаллни ташкил этувчи асосий атомнинг электронини кабул килиб олиши натижасида тешик вужудга келганлиги учун, одатда, уни *акцептор* ёки р-тип аралашма дейилади.

Р –тип аралашма туфайли такикланган зонада акцептор сатхи вужудга келади (18.7-расм). Тулдирилган валент зонанинг юкори энергетик сатхдан акцептор сатхга электронларнинг утиши учун лозим булган энергия  $\Delta W_a$  такикланган зонанинг энергетик кенглигидан анча кичик булади. Бу утиш натижасида тулдирилган валент зонада «буш» энергетик сатхлар вужудга келади. Электр майдон таъсирида куйирок сатхлардаги электронлар юкорирок сатхларга кутарилади. Натижада тешиклар электронларнинг кучишига тескари йуналишда кучади.

Демак, утказгич аралашма утказувчанлигининг механизми аралашм ва асосий атомларнинг валентлигига боглик. Умуман *наст температураларда яримутказгичнинг электр утказувчанлиги асосан аралашма утказувчанликдан иборат булади*. Юкорирок температураларда иссиклик харакат энергияси валент зонадаги электронларнинг утказувчанлик зонасига кучиришга етарли булиб колади. Натижада хусусий утказувчанликга сабаб булувчи электрон – тешик вужудга келади. Шунинг учун бундай температураларда аралашма ва хусусий утказувчанликларни хисобга олиш керак. *Жуда юкори температураларда эса хусусий утказувчанлик аралашма утказувчанлигидан анча катта булганлиги учун аралашмали утказувчанликни хисобга олмаса хам булади*.

### **Мустацкамлаш саволлари.**

1. Энергетик сатцларнинг табиати иандай тушинтирилади?
2. ярим гтказгичларнинг тузилиши ва электр гтказувчанлиги иандай амалга ошади?
3. Хусусий электр гтказувчанлиги иандай тушинтирилади?
4. Јандай аралашмали электр гтказувчанлиги мавжуд бглади?
5. Р ва n типли ярим гтказгичлар ишлаш принципи иандай бглади?

6. Р ва n типли ярим гтказгичларда іандай электр гтказувчанликлари намоён бўлади?
7. Ярیم гтказгичлардан техникада іандай фойдаланилади?

### Таянч сузлар

Ярим гтказгичларнинг электр гтказувчанлиги – икки хил табиатга эга бўлиб, гтказувчанлик зонасидаги электронлар сонига ва валент зонасидаги тешиқлар сонига боғлиқ бўлади.

Ферми сатҳи – шундай чегаравий энергетик сатҳки, бундан пастда жойлашган сатҳлар электронлар билан тўла ишғол қилинган бўлади.

### Синов тест саволлари

- 1) Изоляцияланган атомдаги электроннинг уйлонган ҳолатида яшаш ҳақиқатини тартиби нимага тенг?
- a)  $\sim 10^{-8}$  с
  - b)  $\sim 10^{-7}$  с
  - c)  $\sim 10^{-9}$  с
  - d)  $\sim 10^{-6}$  с
- 2) Изоляцияланган атомдаги электрон энергиясининг 4 та квант сонларидан ( $l$  – орбита,  $n$  – асосий квант сони,  $m$  – магнит квант сони,  $s$  – спин квант сони) қайси бирига боғлиқ.
- a)  $n$
  - b)  $n$  ва  $l$  га
  - c)  $m$  ва  $n$  га
  - d)  $n$  ва  $s$  га
- 3) Гейзенберг ноаниқлик муносабатига асосан валент зонадаги электроннинг энергиясининг ноаниқлиги  $\Delta W$  [эВ] тартиби қандай?
- a)  $\Delta W \sim 1$  эВ
  - b)  $\Delta W \sim 10$  эВ
  - c)  $\Delta W \sim 0,1$  эВ
  - d)  $\Delta W \sim 0,01$  эВ
- 4) Изоляцияланган атомдаги электроннинг уйлонган ҳолатига мос келувчи энергетик сатҳнинг кенглигининг  $\Delta W$  [эВ] тартиби қандай?
- a)  $\Delta W \sim 10^{-8}$  эВ
  - b)  $\Delta W \sim 10^{-7}$  эВ
  - c)  $\Delta W \sim 10^{-6}$  эВ
  - d)  $\Delta W \sim 10^{-5}$  эВ
- 5) Ярیم гтказгичнинг гтказувчанлиги  $\tau$  температурага қандай боғлиқ ?

- a)  $\tau \sim T$
- b)  $\tau \sim 1/T$
- c)  $\tau \sim e^{-1/T}$
- d)  $\tau \sim T^2$

## Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.
2. И.Т.Трофимова, Физика курси , М., “Олий мактаб” 1992
3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т.,”Укитувчи” 1989
4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Узбекистон” , 1994
5. А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

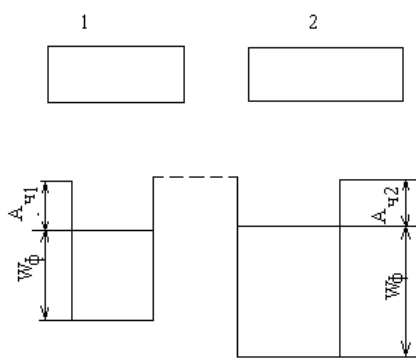
## МАЪРУЗА - 19

### МЕТАЛЛ ВА ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАРДАГИ КОНТАКТ ХОДИСАЛАРИ.

#### р – n ЎТИШНИНГ ТАБИАТИ. ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛИ ДИОД ВА ТРАНЗИСТОРЛАРНИНГ ИШЛАШ ПРИНЦИПИ. ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАРНИНГ ФОТОЎТКАЗУВЧАНЛИГИ.

**Маърузанинг маисади:** Металл билан металл, метал билан ярим ўтказгичлар ва ярим ўтказгичлар бир – бирига текгизилганда рўй берадиган физик ҳодисалар, батафсил ёритилади. Асосан ярим ўтказгичлардаги р – n ўтиш ва онда ҳосил бўладиган токни қандай бошқариш масалаларига алоҳида эътибор берилади. Ярим ўтказгич диод ва триоднинг ишлаш принциплари, уларнинг фото ўтказувчанлигини ва ҳозирги замон электроникасида уларнинг қўлланилишига алоҳида эътибор берилади.

Чикиш ишлари  $A_{\phi 1} = e\phi_1$  ва  $A_{\phi 2} = e\phi_2$  бўлган зарядланмаган икки металлни қўрайлик (19.1-расм). Бу металлларда Ферми сатҳига мос равишда  $W_{\phi 1}$  ва  $W_{\phi 2}$  бўлсин. Металлар бир биридан бирор масофада жойлашган тақдирда улар орасида ҳеч қандай электр майдон вужудга келмайди. Агар бу металлларни бир – бирига текгизсак электронлар биринчи металлдан иккинчи металлга ўта бошлайди. Натижада биринчи металл электроннинг бир қисmini юзотганлиги учун мусбат зарядланади. Шу тариқа бу икки металл орасида потенциаллар фарқи вужудга келади. Бу потенциаллар фарқи икки металлнинг бир – бирига текизилиши, яъни контакти туфайли вужудга келганлиги учун *контакт потенциали* деб аталади.



19.1-расм

Электронларнинг бир металлдан иккинчи металлга ўтиши ниҳоятда тез ( $10^{-16}$  с) тугалланади ва мувозанат вужудга келади. Мувозанат вазиятида иккала металлнинг Ферми сатҳлари тенг бўлади.

*Бир – бирига тегиб турган металлларнинг ички нуқталари ( В ва С нуқталар) орасидаги потенциаллар фарқи контактдаги ички потенциаллар фарқи дейилади. Унинг қиймати контактдаги металллар Ферми сатҳларининг айирмаси билан характерланади:*

$$U_r' = \frac{W_{\phi 1} - W_{\phi 2}}{e} \quad (1)$$

Одатда тажрибаларда қўлланган контакт потенциаллар фарқи металлларнинг сиртига ниҳоятда яқин бўлган тақий нуқталар масалан, металл сиртига  $\sim 10^{-9}$  м яқинликда бўлган (А ва D нуқталар ) орасидаги

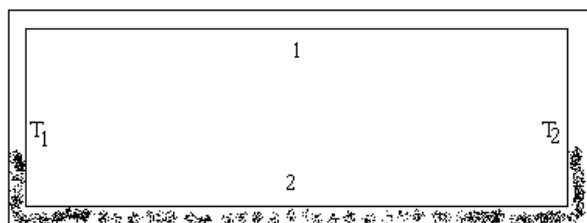
потенциаллар фаридир. Шунинг учун уни контакдаги ташии потенциаллар фарии ёки иисіача контакт потенциаллар фарии деб аталади. Расмда кгринишича, унинг іиймати металлардаги электронларнинг чийиш ишларининг фарии билан характерланиши лозим:

$$U_r = \frac{A_{\psi 1} - A_{\psi 2}}{e} = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (2)$$

бу ифодада  $\varphi_1$  ва  $\varphi_2$  – мос равишда биринчи ва иккинчи металлдан электронларнинг чийиш потенциаллари.

Икки металлнинг бир – бирига тегиши туфайли вужудга келадиган контакт потенциаллар фарии металларнинг химявий таркибига ва температурасига боілиі. Буни биринчи бглиб Вольт аниілаган. Шунинг учун Вольтнинг биринчи іонуни деб аталади. Вольтнинг иккинчи іонуни хам мавжуд. Бу іонунга асосан, бир хил температурадаги бир неча металл бир – бирига кетма – кет уланса, бундай занжирнинг энг четки нуіталарида вужудга келадиган потенциаллар фарии фаіат четки металларнинг, яъни биринчи ва охирги металларнинг бир – бирига теккизилиши натижасида вужудга келадиган потенциаллар фариига тенг бглади.

Икки металлдан берк занжир тузайлик(19.2-расм). Бу занжирда икки



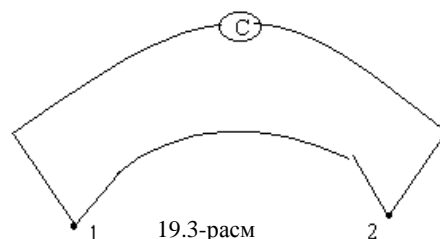
19.2-расм

контакт мавжуд. Агар бу контактларнинг температуралари бир –хил бглса, занжирда электр токи вужудга келмайди. Аксинча, аагр контактларнинг температуралари турлича бглса занжирда термоюритувчи куч вужудга келади ва натижада

электр ток пайдо бглади. Бу модиса биринчи марта Зеебек томонидан аниіланган ва унинг номи билан аталади.

Вужудга келувчи термо ЭЮК контактлардаги температуралар фариига пропорционал экан бу эса контакт модисаларни кенг іглланишига имкон беради:

1. Термопара ёки термоэлемент деб аталувчи іурилмаларда икки турли металлардан тузилган занжирнинг бир контакти температураси аниі ва ізгармас бглган мухитда (масалан, эриётган муз ичида) саіланади, иккинчи контакти эса температураси аниіланиш лозим бглган жисмга (мухитга) жойлаштирилади. (19.3-расм) занжирдаги гальванометр 1 ва 2 контактлари орасидаги температуралар фариига мослаб даражаланади. Бундай іурилма (термопара) ёрдамида жгда паст ва юіори



19.3-расм

температураларни аниі глчаш мумкин. (0,01 градусгача).

2. Термобатарияларда иссиілик энергияни тГридан - тГри электр энергияга айлантириш мумкин. Гозирги ваітда ярим гтказгичли термоэлектрогенераторларнинг фойдали ши коэффицинти ~ 15% га етади.

Пельте модисаси Зеебек модисасига тескари бглиб, унинг моцияти іуйдагича: контаклардаги температуралари бир хил бглган турли металлардан ташкил топган занжир оріали электр ток гтказайлик. Бгндай занжирда Жоуль- Ленц іонунига асосан ажраладиган иссиіликдан ташіари, контактлар бирида ігшимча иссиілик ажралиб чиіади. Бу иссиілик миідори занжирдан гтаётган ток кучига ва токнинг гтиш ваітига пропорционал. Иккинчи контактда эса, аксинча, иссиілик ютилади. Бу иссиілик миідори биринчи контактда ажралиб чиіан иссиіликга тенг.

Пельте модисаси советкич машиналар ( холодильникларда ) фойдаланилади.

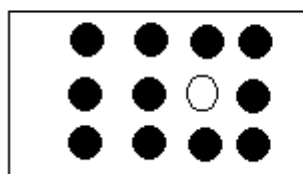
Томсон модисаси эса іуйидагидан иборат: бир жинсли гтказгич бгйлаб температуралар фаріи мавжуд бглсин. Бгндай гтказгич оріали электр ток гтиш жараёнида, Жоуль иссиілигидан ташіари, токнинг йгналишига боіліі равишда ігшимча иссиілик миідори ажралади ёки ютилди.

Томсон модисасини Пельте модисасининг хусусий моли деб іараш мумкин: Пельте модисасида занжирдаги бир жинслимаслик икки бир бири билан контактда бглган гтказгичларнинг химиявий таркибидаги фарі туфайли вужудга келади. Томсон модисаси эса занжирдаги гтказгич барча іисмларининг химиявий таркиблари бир хил, лекин температуралари фарі іилади. Шунинг учун гтказгичнинг иссиіроі іисмидаги электронларнинг энергияси совуіроі іисмидаги электронларнинг энергиясидан каттароі бглади. Демак, бир жинсли гтказгични ноткис іиздирганда бу гтказгичда бир жинслимаслик вужудга келади. Бу бир жинслимаслик юіорида баён іилинган эффектни вужудга келтиради.

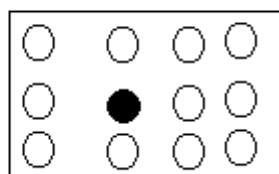
### р - п – гтиш

Икки бир хил элемент (масалан, германий) дан иборат бглган кристалл парчасини кграйлик. Биринчи кристаллдаги аралашма атомининг валентлиги бешга, иккинчи кристаллдаги аралашманики эса учга тенг бглсин. У молда биринчи кристалл п- тип, иккинчи кристалл эса р- тип ярим гтказгич бглади. Бу кристаллар бир бирига тегмаган мол 19.4-расмда тасвирланган.

п тип ярим утказгич



р- тип ярим утказгич

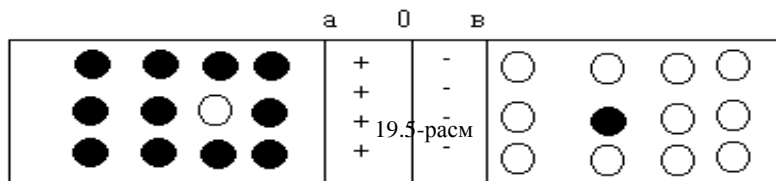


Бу расмда биринчи кристалда p тип аралашма атомлари туфайли вужудга келган асосий заряд ташувчилар – электрон дойрачалар билан, иккинчи кристаллдаги p – тип аралашма атомлари туфайли вужудга келган асосий заряд ташувчилар – тешиklarни эса айланачалар билан тасвирлашга шартлашиб оламиз.

Бундан ташқари биринчи кристаллда асосий бўлмаган заряд ташувчилар – тешиklar ва иккинчи кристаллда эса асосий бўлмаган заряд ташувчилар электронлар мавжуд бўлади. Бу асосий бўлмаган заряд ташувчилар кристаллнинг хусусий атомлари туфайли вужудга келади. Одатда, асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг концентрациясидан анча кам бўлади.

Бу схемаларни янада содалаштириш мақсадида тулдирилган валент зоналарнинг юқори қисми ва ўтказувчанлик зонасининг туб қисми тасвирланган, молос. Расмдан кўриниб турибдики, Ферми сатҳи n – тип ярим ўтказгичда таъинланган зонанинг юқори қисмида, p- тип ярим ўтказгичда эса таъинланган зонанинг қуйроқ қисмида жойлашган. Энди бу иккала кристаллни бир бирига шундай жипслаб тегизайликки, натижада улар орасида ниҳоятда яхши электр контакт вужудга келсин (19.5-расм).

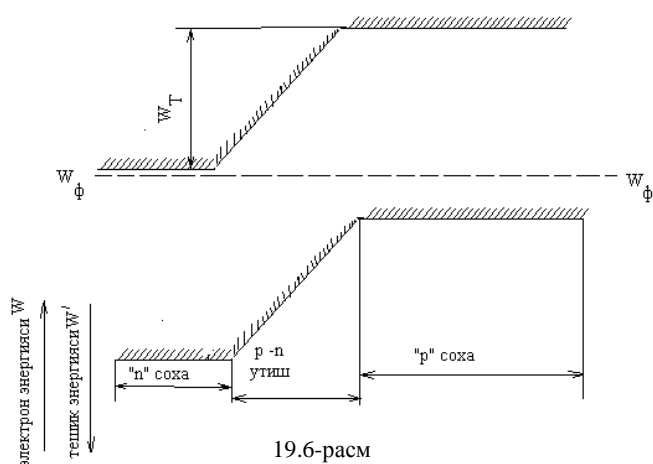
Бу контакт орали биринчи кристаллдаги заряд ташувчилар иккинчи



кристаллга ва аксинча, иккинчи кристаллдаги заряд ташувчилар биринчи кристаллга ўта бошлайди. n- тип ярим ўтказгичдан p- тип ярим ўтказгичга ўтган электронлар p – тип кристаллнинг «ов» яталмидаги тешиklar билан рекомбинациялашади. Натижада бу ятламда мусбат зарядли тешиklar сони камайганлиги туфайли «ов» ятлам манфий зарядланиб қолади. Аксинча, p –тип ярим ўтказгичдан n- тип ярим ўтказгичга тешиklar ўтиб, у ерда электронлар билан рекомбинациялашганлиги учун «ао» ятлам мусбат зарядланиб қолади. Демак, турли типдаги ярим ўтказгичларнинг тегиб турган чегаравий соҳасида ўш электрон ятлам вужудга келиб, унинг электр майдони  $E_{np}$  электронларнинг биринчи кристалдан иккинчисига ва тешиklarнинг иккинчи кристалдан биринчисига янада ўтишига ўтқинлик йила бошлайди. Бошқача айтганда, бу ўш электр ятлам беркитувчи ятлам бўлиб хизмат йилади. Бу ятламдаги заряд ташувчиларнинг концентрацияси ниҳоятда кичик. Шунинг учун бу ятламнинг электр қаршилиги ниҳоятда катта бўлади. Шундай қилиб, n ва p - тип ярим ўтказгичларнинг бир бирига тегиб турган соҳасида ( бу соҳанинг қалинлиги  $10^{-3}$  мм лар чамаси бўлади) вужудга келган ятламини p – n қилиш деб аталади. Олдиндан шуни қайд қилиб қўйликки, икки хил

типдаги ярим ўтказгичларни узаро бир бири билан механик равишда жипслаштириш йғли билан p- n – тип ғтиш вужудга келтириш мумкин эмас. Лекин утишнинг моқиятини оддийроғ тушинтириш маисадида, биз атайлаб шундай ғхшатишдан фойдаланамиз. Кейинчалик, p- n ғтиш амалга ошириш технологиясининг пренциплари билан танишамиз.

Энди, p – n- ғтишни зоналар назарияси асосида кғриб чиайлик. n – ва p- ярим ўтказгичлар орасида электр контакт вужудга келтирилса, бу кристалл ягона системани ташкил этади ва Ферми сатхлари бир хил баландликда жойлашади. Бу эса кристаллнинг энергетик зоналарининг бир



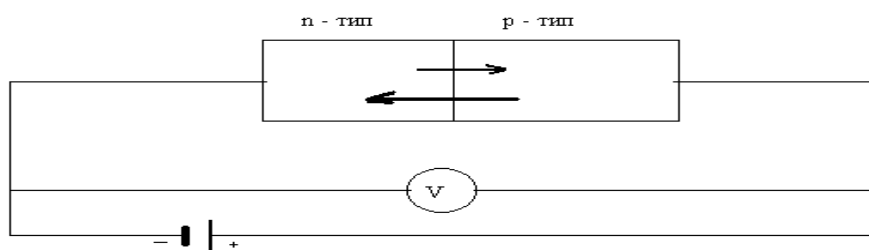
бирига нисбатан силжишига ва бу икки ярим ўтказгичдан иборат системанинг зоналарини 19.6-расмда кғринишга келишига сабабчи бўлади. Бу расмда электрон ианчалик ююри энергетик сахга жойлашган бўлса, унинг энергияси шунчалик катта эканлигини, тешик эса ианчалик иуйи энергетик сатхга жойлашган бўлса, унинг энергияси шунчалик катта

эканини эслайлайлик. Расмдан кғриниб турибдики, n – тип эрим ўтказгичдаги электронларнинг йғг томонига ва p- тип ярим ўтказгичдаги тешикларнинг чап томонига ғтиш баландлиги  $W_Г$  бўлган потенциал тғси иаршилик иилади. Демак, зоналар назариясига асосан, p – n - ғтиш кристаллдаги асосий заряд ташувчилар учун потенциал тғси бўлиб хизмат иилади. Муваозанат вазиятида p – n – ғтиш оғиали фаиат энергиялари потенциал тғсиларнинг баландлигидан каттароғ бўлган асосий заряд ташувчиларгина ғтади. Бу асосий заряд ташувчиларнинг оғими *асосий ток* ( $I_a$ ) деб аталади. Шу вағтнинг ғзида асосий бўлмаган заряд ташувчилар хам p – n – тип ғтиш оғиили маракат иилиб, *ноасосий* ( $I_n$ ) *тоқни* вужудга келтиради. Шунини иайд этиш лозимки, асосий бўлмаган заряд ташувчиларга p – n- ғтиш тғсиинлик илмайди. Аксинча p – n- ғтиш иссилик маракати туфайли етиб келган асосий бўлмаган заряд ташувчиларни p- n- ғтишдаги электр майдон бир кристаллдан иккинчи кристаллга ғтишга кғмаклашади. Шундай иилиб, бир вағтнинг ғзида p – n – ғтиш оғиали иарама иарши юналишларда асосий ва ноасосий тоқлар мавжуд бўлади. Муваозанат вазиятида бу тоқларнинг абсолют ийиматлари тенг бўлади, шунинг учун p – n – ғтиш оғиали натижавий тоқнинг ийимати нолга тенг бўлади:

$$I = I_a + I_n = 0 \quad (3)$$

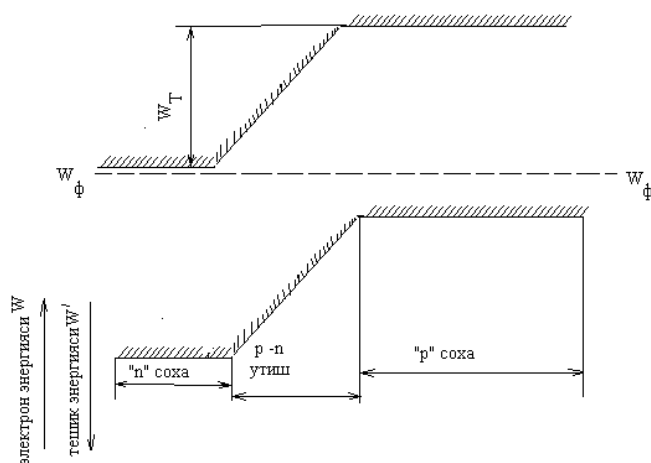


Агар  $p - n$  -тишга таши кучланиш берилса, натижавий токнинг иймати нолдан фарли бўлади, чунки бу кучланиш мувозанатни бузган бўлади. Гаинатдан,  $p - n$ - типдаги ярим ўтказгичлардан иборат кристаллнинг « $n$ » соҳасига электр манбаининг манфий ўтибидини ва « $p$ » соҳасига мусбат ўтибидини улайлик. Бу улашни (19.7-расм) *тўри улаш*,



19.7-расм

кристаллга берилаётган таши кучланиш ( $U$ ) ни эса *тўри кучланиш* деб аталади. Тўри кучланиш натижасида кристаллда вужудга келаётган



электр майлон йғналиши  $p - n$ - тишдаги контакт электр майдони йғналишига тескари бўлади. Бошача айтганда, тўри кучланиш контактдаги электр майдонини сусайтиради. Бу эса ўз навбатида энергетик сатхлар схемасида потенциал тўсиининг баландлиги  $eU$  миқдорга камайишига сабаб бўлади. Бу ҳол расмда тасвирланган. Потенциал

тўсиининг пасайиши  $p - n$ - тиш орияли асосий заряд ташувчиларнинг оиймини кучайтиради, яъни асосий токнинг ийматыни оширади. Потенциал тўси ианчалик кўпрои пасайса асосий токнинг иймати шунчалик катта бўлади. Ноасосий токнинг иймати эса ўзгармайди, чунки асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг маракатига потенциал тўси иаршилиқ иилмас эди. демак,  $p - n$ - тиш орияли оиаётган натижавий токнинг иймати тўри кучланишга пропорционал равишда ортиб боради ва кристаллнинг « $p$ » соҳасидан « $n$ » соҳаси томон йғналган бўлади. Бу йғналишни одатда тўри йғналиш деб аталади.

Кристаллнинг « $n$ »соҳасига кучланиш  $U$  бўлган манбанинг мусбат ўтибидини, « $p$ » соҳасига эса манфий ўтибидини улайлик.

Бу ҳолда кучланишни *тескари кучланиш* деб аташ одат бўлган. Тескари кучланиш сатҳлар схемасида (расм) потенциал тўси баландлигини  $eU$  га иадар оширади. Натижада асосий токнинг иймати

камийб кетади. Ноасосий ток бу молда хам гзгармайди. Деамк, бу молда асосий токнинг иймати ноасосий токнинг ийматидан кичик бглади, яъни

$$|I_a| < |I_n|. \quad (4)$$

Шунинг учун натижавий токнинг йгналиши ноасосий токнинг йгналиши билан бир хил бглади. Бу йгналишни тескари йгналиш деб аталади.

Умуман, хар иккала молда дам натижавий токнинг иймати  $p - n$ -гтишга берилган кучланишга боли равишда гзгаради. Бу болиниш  $p$ - $n$ -гтишининг *вольтампер характеристикаси* дейилади.

### Ярим гтказгичли диод ва триодлар

$p$ - $n$ - тип асосида ишлайдиган иурилмалар даида фикирлашдан олдин  $p$ - $n$ - гтишни мосил иилишнинг баъзи бир усуллари билан танишайлик. Ююрида  $p$ - $n$  – гтишни  $p$ - ва  $n$ - типдага ярим гтказгичларни бир бирига теккизиш йгли билан мосил иилиб бглмайди деб айтгандик. Шунинг учун, одатда  $p$ - $n$ - гтишни мосил иилиш учун иуйидаги усуллардан фойдаланилади:

1) Масалан,  $n$ - типдаги германий кристаллининг устига индий кристаллининг парчасини ийиб, уларни аста секин ииздирайлик. Индийнинг эриш температураси 428 К, германийники эса 1215 К. Шунинг учун температура ортиши натижасида индий эрийди, сунг индий – германий аралашмаси германий кристаллининг ичига бир оз чуирликгача кириб борган иатлам ташкил этади. Аста-секин совитиш натажасида бу иатлам дам кристалланади. Лекин у  $p$ - тип кристаллдаир. Демак, ююридаги процесс натижасида германийдан иборат иатлам вужудга келади. Улар оралиида эса  $p$ - $n$ - гтиш вужудга келади.

2) Бирор идишга, масалан  $n$  –тип ярим гтказгич ва ушбу ярим гтказгичда  $p$ - тип гтказувчанликга сабаб бгладигин аралашма солайлик. Идишнинг ховосини суриб олиб, уни бирор инерт газ билан тглдирамиз ва идишни герметик равишда беркитамиз. Лиздириш натижасида аралашма атомлари буланади ва диффузия модисаси натижасида ярим гтказгич ичига кириб боради. Аралашма атомлари кириб борган иатлам  $p$ - тип ярим гтказгичга айланади. Натижада ярим гтказгич сиртидан унчалик чуур бгламаган масофада  $p$ - $n$ - гтиш вужудга келади.

Биз ююрида баён этган  $p$ - $n$ - гтишни мосил иилиш усулларида ташари анча мураккаб технологияли усуллар дам мавжуд.

Энди ярим гтказгичли иурилманинг ишлаш пренципи билан танишайлик. Олдинги параграфда танишиб гтганимиздек,  $p$ - $n$ - гтиш орали ток асосан бир хил йгналишда олар эди.  $p$ - $n$ - гтишнинг бу хусусиятидан гзгарувчан токни тгиррлаш маисадида фойдаланиш мумкин. Гаииатдан,  $p$ - $n$ -

гтишга синусоидал ионун бгйича гзгарувчи кучланиш игйилган бглсин. Тои ярим давридаги кучланиш айна р-п- гтиш учун тгҒри кучланиш бглса, жуфт ярим давридагиси эса тескари кучланиш бглади. Кгпинча ярим гтказгичли диодлардан иборат тгҒирлагачларнинг кгприк схемаларидан кенг фойдаланилади. Бу схемага асосан тгҒирлагичнинг ишлаш пренципи иуйидагича: кучланишнинг тои ярим даврида  $D_1$  ва  $D_2$  диодлар ток гтказади.  $D_3$  ва  $D_4$  диодлар берк бглади. Натижада ток А нуитадан диод  $D_1$ , нагрузка иаршилиги  $R_H$ , диод  $D_2$  ориали В нуитага оиади. Кучланишнинг жуфт ярим даврида  $D_3$   $D_4$  ток гтказади,  $D_1$  ва  $D_2$  диодлар эса берк бглади. Бунда ток В гуитадан диод  $D_4$ , нагрузка иаршилиги  $R_H$ , диод  $D_3$  ориали А нуитага оиади. Демак, тои ярим даврларда дам, жуфт ярим даврларда дам, нагрузка иаршилиги ориали гтувчи токнинг йгналиши бир хил бглади. Шунинг учун тгҒирлагичнинг кгприк схемасида токнинг иккала ярим даврларидан фойдаланиш имконияти туҒилади.

р-п- гтиш хусусиятларидан фойдаланиб электр сегналларини кучайтирувчи иурилма- ярим гтказгичли триодлар ясаш мумкин. Одатда бунлай иурилмани транзистор деб аталади. Транзисторлар учта юпиа иатламдан ташкил топган бглади. Бу расмдан кгриниб турибдики, транзистордаги четки иатламлар дамма ваит бир хил типдаги гтказувчанликга эга бглади. Ортадаги иатламнинг гтказувчанлиги четки иатламларникидан бошиача бглади, яъни четки иатламларнинг гтказувчанлиги р- тип бглса, грта иатламнинг гтказувчанлиги п-тип бглиши керак. Транзисторнинг грта иатлами **база** деб, четки иатламилири эса **эмиттер** ва **коллектор** деб аталади.

Энди транзисторларнинг электр сигналларини кучайтириш пренципи билан танишайлик. Транзисторда икки р-п- гтиш мавжуд. Биринчи р-п- гтиш эмиттер ва база гртасида, иккинчиси база ва коллектор гртасида шунинг учун транзисторни икки бир – бирига иарама-иарши уланган р-п- диодлардан ташкил топган дейиш мумкин. Уланишда кириш диодига тгҒри кучланиш, чиийш диодига тескари кучланиш берилган. Тескари кучланишнинг ииймати тгҒри кучланишнинг иийматига иараганда бир неча марта катта. ТгҒри кучланиш таъсирида биринчи р-п- гтиш ориали эмиттердан база томон асосий ток оиади. Бу токни, одатда эмиттер токи дейилади. Эмиттерда асосий заряд ташувчилар – тешиклардир. Тешиклар базага гтгач, иисман базадаги асосий заряд ташувчилар – электронлар билан рекомбинациялашади. Одатда транзистор ясаш ваиtida базадаги аралашма атомлари эмиттердаги аралашма атомларидан тахминан бир неча юз марта кам иилиб олинади. Демак, эмиттердаги тешиклар сони дам базадаги электронлар сонидан бир неча юз марта кгп бглади. Шунинг учун эмиттердан базага гтган тешикларнинг тахминан бир процентича иисми базадаги электронлар билан рекомбинациялашади. Тешикларнинг иолган асосий иисми транзистордаги иккинчи р-п- гтиш ориали меч иандай иаршиликга учрамай, базадан коллекторга гтади. Гаииатдан, иккинчи р-п- гтишга тескари кучланиш берилган. Бу кучланиш таъсирида р-п- гтиш ориали асосий бглмаган заряд ташувчиларгина гтади. Кгрилатган молда

база вазифасини n- тип ярим гтказгич бажараяпти. Бошіача айтганда, базадаги асосий заряд ташувчилар — электронлар, асосий бглмаган заряд ташувчилар эса — тешиклардир. Шунинг учун базадаги тешиклар тескари кучланиш таъсирида базадан коллекторга гтиб, коллектор токини ташкил этади. Юіюридаги мулоқозаларга асосланиб, коллектор коллектор токи эмиттер токига тахминан тенг, деб хулоса іилиш мумкин.

Агар транзисторнинг эмиттер занжиридаги кучланиш бирор іонуният асосида гзгариб турса, унга монант равишда эмиттер токининг іиймати дам гзгаради. Эмиттер токининг гзгариши эса коллектор токининг гзгаришига сабаб бглади. Коллектор занжирдаги нагрузка іаршилигида кучланиш тушиши ( одатда бу кучланишнинг тушишини чіиш кучланиш дейилади) нинг іиймати іуйидагига тенг бглади:

$$U_{\text{чиі}} = I_{\text{к}} R_{\text{н}} \quad (5)$$

Эмиттер занжиридаги гзгарувчи кучланиш эса

$$U_{\text{кир}} = I_{\text{э}} R_{\text{кир}} \quad (6)$$

Шаклида ёзиш мумкин. Бунда  $R_{\text{кир}}$  . озгарувчи кучланиш занжирдаги ( занжирнинг кириш іисмидаги іаршилик).

(5) нинг (6) га нисбатини олсак, кучланиш бгйича кучайтириш коэффициенти  $K_{\text{ч}}$  ни топган бгламиз:

$$K_{\text{ч}} = \frac{U_{\text{чик}}}{U_{\text{кир}}} = \frac{I_{\text{к}} R_{\text{н}}}{I_{\text{э}} R_{\text{кир}}} \approx \frac{R_{\text{н}}}{R_{\text{кир}}} \quad (7)$$

Горзирги ваітда  $K_{\text{ч}} \sim 1000$  бглан германий транзисторлари мавжуд.

Туннел диодлар деб номлангин диодларнинг ишлаш принципини р- n-гтиш сомасидаги потенциал тгсідан электронларнинг туннел эффект туфайли гтишига асосланган. Бу диодлар ниқоятда кам іувват сарфлайди. Улар мисоблаш машиналарида, учуриш аппаратларидаги электрон іурилмаларида кенг іглланилади.

### **Ярим гтказгичларнинг фотоутказувчанлиги.**

Электромагнит нурланиш таъсирида ярим гтказгичлар электр гтказувчанлигининг ортиши фотогтказувчанлик билан боілидир. Ярим гтказгичлар фотогтказувчанлигининг моқияти билан танишайлик.

1. Соф ярим гтказгичга электромагнит нурланиш квантига тушганда валент зонадаги электрон гтказувчанлик зонасига гтиши мумкин. Натижада вален зонада тешик вужудга келади. Бундай гтиш электромагнит нурланиш квантининг энергияси  $h\nu$  ва ярим гтказгич таііланган

зонасининг энергетик кенглиги  $\Delta W$  орасида  $i$ уйидаги муносабат бажарилгандагина амалга ошади:

$$\Delta W \leq h\nu \quad (8)$$

Бинобаран, электромагнит нурланиш таъсирида соф ярим  $i$ тказгичда

$i$ гшимча электрон - тешик жуфтлари вужудга келиши мусусий электр

$i$ тказувчанликнинг ортишига, яъни мусусий фото $i$ тказувчанликга

сабабчи бўлади.

2. Ярм  $i$ тказгич таркибида аралашмалар мавжуд бўлган ҳолларда (8) шарт бажарилмаса ҳам фото $i$ тказувчанлик амалга ошириши мумкин. Хусусан, ярм  $i$ тказгичда донор аралашма мавжуд бўлса ва

$$\Delta W_d \leq h\nu \quad (9)$$

шарт бажарилса, донор сатҳдаги электрон  $i$ тказувчанлик зонасига  $i$ та олади. Агар ярм  $i$ тказгичда акцептор аралашма мавжуд бўлса ва

$$\Delta W_a \leq h\nu \quad (10)$$

шарт бажарилса, тўлдирилган валент зонадаги электрон электромагнит нурланиш квантининг энергияси эвазига акцептор сатҳга кўтарилиши мумкин.

Натижада электромагнит нурланиш таъсирида аралашмали электр  $i$ тказувчанлик ортади, яъни ярм  $i$ тказгичнинг аралашмаоиди фото $i$ тказувчанлиги содир бўлади.

## Мустақкамлаш саволлари

1. Металл ва металл контактларида  $i$ андай модисалар вужудга келади?
2. Металл ва ярм  $i$ тказгич контактларида  $i$ андай модисалар вужудга келади?
3.  $p-n$  –  $i$ атламда юзага келадиган модисаларни тушинтиринг.
4.  $p-n$  –  $i$ тишдан токни тўрирашда  $i$ анлай фойдаланилади?
5.  $p-n$  –  $i$ тишнинг вольт – ампер характеристикасини тушинтиринг.
6. Ярм  $i$ тказгичларнинг фото $i$ тказувчанлиги нималарга боғлиқ бўлади?

## Таянч сузлар

Контакт модисалари – икки металлнинг бир бирига тегиши натижасида контакт потенциаллар фарқи вужудга келишига айтилади.

$p-n$  –  $i$ тиш  $n$  ва  $p$  типдаги ярм  $i$ тказгичлар бир бирига тегиб турган соҳасида вужудга келган ( $10^{-3}$  мм)  $i$ атламга айтилади.

## Синов тест саволлари

1) Зебен томондан аниланган металлар гзаро теккизилганда мосил бгладиган ток кучи  $I$  контаклардаги температуралар фарии  $\Delta T$  га іандай боІлиі ?

- a) Ток кучи  $\Delta T$  га пропорционал гзгаоади.
- b) Ток кучи  $\Delta T$  га тескари пропорционал молада гзгаради.
- c) Ток кучи  $\Delta T$  га умуман боІлиі эас.

2) p- n утишдаги ток кучи унга берилган кучланиш билан іандай боІланган?

- a) Чизиіли
- b) Ночизиіли
- c) Экспоненциал равишда

3) p- n утишдаги туІри токнинг іиймати  $I_T$  тескари токнинг  $I_{тес}$  іийматидан тахминан неча тартибга фаріланади?

a)  $\frac{I_T}{I_{тес}} \sim 10^6$

b)  $\frac{I_T}{I_{тес}} \sim 10^3$

c)  $\frac{I_T}{I_{тес}} \sim 10^2$

d)  $\frac{I_T}{I_{тес}} \sim 10$

4) Транзисторнинг кучайтириш коэффиценти іандай изохланади? ( $U_ч$  – чиішдаги кучланиш:  $U_к$  – киришдаги кучланиш)

a)  $K = \frac{U_ч}{U_к}$

b)  $K = \frac{U_к}{U_ч}$

c)  $K = \left( \frac{U_ч}{U_к} \right)^2$

$$d) K = \left( \frac{U_{\kappa}}{U_{\chi}} \right)^2$$

5) Ярим гтказгичга токнинг электромагнит нуурлари таъсир этганда унинг электр гтказувчанлиги iандай гзгаради?

- a) Ортади
- b) Камаяди
- c) Умуман гзгармайди

### Адабиётлар

1. И.В.Савельев, Умумий Физика курси, т.2.3, М., “Олий мактаб” 1989.
2. И.Т.Трофимова, Физика курси, М., “Олий мактаб” 1992
3. О.И.Ахмаджонов, Физика курси, т.2.3, Т., “Укитувчи” 1989
4. А.Х.Косимов ва б, Физика курси Т., “Узбекистон”, 1994
5. А.А.Детлав, Б.М.Яворский, Физика курси, М., "Олий мактаб", 1990

## НАНОЭЛЕКТРОНИКАНИНГ РИВОЖЛАНИШИ

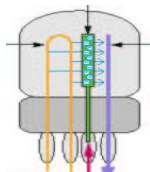
Охирги йилларда илм-фан оламида шам, ю=ори технологиялар дунёсида шам, саноат ва турмуш шаётимизда шам нанофанлар ва нанотехнологияларнинг ырни ва ашамияти жадал ва кенг ми=ёсда ошиб бормо=да. Ушбу ма=оламизда биз ана шундай янги йыналишлардан бири былмиш наноэлектроника ша=ида умумий ва бироз кенгро= маълумот бермо=чимиз.

### “Микро”дан “нано”га

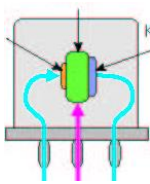
Аввал электрониканинг тарихига =ис=ача тыхталиб ытайлик.

1904 йил англиялик Д.А.Флеминг вакуумли диодни, 2 йил ытгач Л.Де Форес ва Р.Либен вакуумли триодни ихтиро =илишгандан кейин электрон вакуум лампаларига асосланган электрониканинг илк бос=ичи ривожлана бошлади. 1947 йилга келиб америкалик олимлар У.Браттейн, Ж.Бардин ва У.Шоккли яримытказгичли транзисторни ихтиро =илиб электрониканинг иккинчи бос=ичи - яримытказгичли электронкага йыл очиб берганлари учун физика Нобель мукофотига сазовор былишди (1956 йил). 1950-60 йилларда фотолитография жараёнига асосланган планар технология воситасида бош=а ярим ытказгич материалларга нисбатан анча арзон шамда яна кыпгина афзалликларга эга былган кремний пластиналарида интеграл микросхемалар ишлаб чи=ариш йылга =ыйилгач электрониканинг учинчи боси=ичи - замонавий микроэлектроника кенг ва жадал ривожлана бошлади. Илк интеграл схемаларга бор-йы\и бир нечта транзистор ёки диод си\дира олинган былса, щозирги энг замонавий, масалан, Pentium микропроцессорларида 500 миллион транзистор жойлашган.

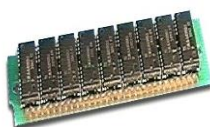
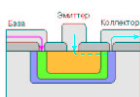
Ярим аср ичида битта транзисторнинг ылчами 100 минг марта кичрайган, о\ирлиги эса 10 миллион марта енгиллашган. Бундан кейинги кичрайтиришда, яъни 1-10 нанометр ылчамли тузилмаларда электроннинг квант хусусияти сезиларли даржада намоён былади. Маълумки электрон заррача былиш билан бир =аторда тыл=ин хусусиятига шам эга. Бунинг о=ибатида электронни заррача сифатидаги хусусиятига асосланган классик транзисторлар мазкур ылчамларда ишга ярамай =олиши мумкин. Аммо бош=а жишатдан бундай щолат электрон =урилмаларнинг янги авлодларини – квант механик



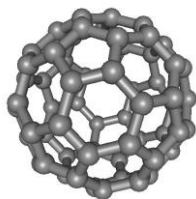
1906 йил. Вакуумли триод



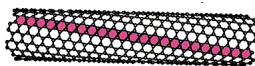
1947 йил. Яримытказгичли транзистор кашфи



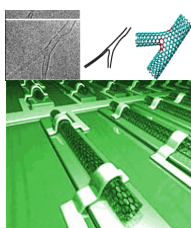
1950-60 йилларю Интеграл микросхемалар



1985 йил. Фуллереннинг кашфи этилиши



1991 йил. Углеродли нанонайчалар



1998-2006 йиллар. нанотранзисторлар



принципларга асосланган наноэлектрон асбобларнинг ишлаб чиқишига йил очади.

Нанооламда сигнал ташувчи электр зарядининг квантланиши биринчи бора чиқади. Маълумки квант механикасида бирон заррачанинг шолати тўлиқ функцияси, яъни ыша зарранинг бирор ёки бошқа шолатда былиш эҳтимоллигининг зичлиги билан белгиланади. Электроннинг когерент тўлиқ узунлиги микросистемалардаги ылчамларга нисбатан шисобга олмайдиган даражада кичик былгани ва бундай системаларда электронлар миқдори «электрон газ» дейдиган даражада кып былгани учун электроннинг квант хусусиятининг деярли ашамияти йық. Аммо бир неча атом ылчамидаги тузилмалардан иборат наносистемадан ток ытишда битта электроннинг таъсири ёки тўлиқ хусусиятини шам албатта шисобга олиш лозим былади. Шунинг учун нанотузилмаларда классик электроника принципларини ишлата олмаймиз. Масалан, оддий бирон ытказгичнинг электр ытказувчанлиги унинг узунлигига тескари ва кесим юзасига тўлиқ пропорционал былади. Бироқ наноытказгичда эса узунликка ва шалинликка боғлиқ былмай, ытказувчанлик квантига  $-2e^2/h$  ( $12,9 \text{ кОм}^{-1}$ ), яъни эркин электроннинг ытказгич узунлиги быйлаб тысиқ ытишига мос келувчи нишоявий ытказувчанлик шийматига тенг была олади. Хона хароратида наносимчаларда ток зичлигининг шиймати ( $10^7 \text{ А/см}^2$ ) шозирги ыта ытказувчан моддаларда эришилган ток зичлигидан 100 марта юкори былиши кузатилган. Нанотузилмада модданинг электр ытказувчанлиги унинг ылчамига шараб металлдан то диэлектрикка ызгариши мумкин. Мисол учун баъзи кимёвий элементларни 20, 50 ва 100 атомдан иборат нанотузилмаларни олиб шарасак, уларда мос равишда диэлектрик, яримытказгич ва металл ытказувчанлик хусусиятлари намоён былишини кыриш мумкин.

### **Фуллеренлар ва нанонайчалар**

1985 йили А+Шнинг Сассекс Университетидан (University of Sussex) Хоралд Крото (H.W.Kroto) ва Райс Университетидан (Rice University) Роберт Керл (R.F.Curl) шамда Ричард Смалли (R.E.Smalley) графитни лазер нур дастасида булратиш жараёнида унинг булариде кып атмоли углерод кластерларини кашф этдилар. Фақатгина углерод атомларидан ташкил топган ва ичи шовак шарсимон ва шовунсимон кристалл структурага эга былган углероднинг бу янги аллатропик шакли (1954 йил катта иморатларини ёпиш учун кып ширрали сфероид шаклдаги шурилиш конструкциясини ихтиро шилган америкалик архитектор Р.Фуллер (R.Fuller) шарафига) фуллеренлар деб аталди. Фуллеренларнинг энг машшури  $C_{60}$  былиб кейинчалик  $C_{20}$ ,  $C_{70}$ ,  $C_{82}$ ,  $C_{96}$  былган енгил ва оирлари шам кашф этилди. Юкорида номлари зикр шилинган олимлар бу кашфиётлари учун 11 йилдан кейин (1996 йил) кимё Нобель мукофотига сазовор былишди. 1991 йилга келиб фуллеренлардан диаметри 0,5-1 нм, узунлиги эса бир неча микронгача борадиган бир (SWNT-single-walled nanotube) ва кып шатламли углеродли нанонайчалар (MWNT-multi-walled nanotube) ыстиришга эришилди. Бундай натижага илк бор япон олими

С.Ийжима (S.Iijima) эришди. Углеродли нанонайчалар бугунги кунда кенг =улланиладиган кремнийга асосланган микроэлектрон асбобларнинг ырнини =оплайдиган исти=болли наноматериал ыларо= башоланмо=да.

Углеродли нанонайчаларнинг структураларини бироз ызгартириб (масалан бир структуравий ну=сон щосил =илиб) ёки таш=аридан электр майдон таъсир эттириб ытказувчанлигини бир неча тартибга ызгартириш мумкин.

### **Наноэлектрон асбоблар**

Ю=орида айтиб ытилганидек наноасбоблар - бу квант механикаси принципларга асосланган =урилмалардир. Биро= наноасбоб фа=ат квантланган ахборот билан ишлашга мажбур деган фикрни щам ыринли деб былмайди. 20-30 нм ылчамдаги нанотранзисторларнинг классик манти= билан ишлай олиши тажрибаларда ыз исботини топмо=да.

Берклея лабораториясида углерод нанонайчалар асосида нанотранзистор 1998 йилда ясалган былса, 2000 йилга келиб  $C_{60}$  фуллерен кластерлари асосида щам нанотранзисторлар ишлаб чи=илди. Нанотранзистор яшаш учун олдин кремний пластина устига электрон литография усулида 200 нм кенгликда ва 10 нм =алинликда олтиндан йылчалар щосил =илганлар. Ана шу олтин йылчалардан катта ток о=изиш натижасида маълум жойларидан 1 нм тир=иш щосил =илиб узилади. Шундан сынг пластина фуллерен кластерларининг сувли эритмаси билан юп=а =атлам =илиб =опланади. Эритма учиб кетгач фуллеренлар бояги тир=ишларга жойлашиб =олади. Бундай нанотранзисторлар бир неча ГГц частотада ишлай олади.

Кембридж Университети ва Japan Science and Technology Corporation билан биргаликда хона хороратида ишлайдиган бир электронли транзистор ишлаб чи=ди. Нанотранзисторнинг ытказувчи канали (оролча шаклида) кириш ва чи=иш каналлардан туннел тыси= билан ажратилган. Оролча аморф кремний кластеридан ыстирилган былиб сирти туннел тыси= вазифасини бажарувчи юп=а диелектрик оксид =атлам билан =опланган, ылчами эса 10 нм дан ошмайди.

2005 йилда А+Шнинг Калифорния ва Клемсон Университетлари щамкорликда Y-шаклидаги нанонайчани ыстиришга мувафа= былдилар. Уни щосил =илиш учун аввал кимёвий бу\латиш усули билан тыгри нанонайча ыстирилган, кейин унинг сирти ыстириш катализатори сифатида титан нанозарралари билан =опланган. Натижада нанонайчанинг ён томонидан яна бир шохча ыстирилган. Ана шу шохчага электр кучланиш бериб нанонайчадан ытаётган электронларни бош=ариш мумкин. Y-нанотранзисторининг электр хусусиятлари ырганилганда унинг замонавий металл-оксид-яримытказгич транзисторларининг ырнини боса олиши ани=ланди.

### **Технологик муаммолар**

Наноэлектрониканинг щозирги асосий технологик воситалари сканирловчи зондли микроскоп, туннел микроскоп ва атом-куч микроскоплар ёрдамида нанотранзисторни битта-битта атомдан тыплаб

Йишиш мумкин. Лекин бу жуда кып ва=тти талаб =илади. Ускуанларнинг ызи шам жуда =имматбащо саналади. Щозирда ихтиро =илинаётган наноасбобларнинг кенг кыламда ишлаб чи=аришга =ыйила олинмаётганинг асосий сабаби шам нанотехнологик восита ва усулларнинг и=тисодий жищатдан ызини =оплайдиган даражада машсулдор эмаслигидир. Шунинг учун шам щозирда наноасбоблар яшашнинг =улай ва арзонро= усул ва воситалари устида тад=и=отлар олиб бориш нанотехнологиянинг энг долзарб муаммоларидан былиб =оляпти.

Углерод наноайчаларининг кашфиётчиси С.Ийжима бошли= илмий гурух бир =атламли наноайча олинадиган стандарт электр ёй разряд усулини янада такомиллаштириб илк ускуналарга нисбатан анча ю=ори былган унумдорликка эришди.

IBM мутахассислари эса углеродли наноайчалар асосида транзистор элементларини яшаш усулини ишлаб чи=ишди. Наноайчаларни олишнинг барча усулларида металл ва яримытказгич наноайчаларнинг турли шаклдаги аралаш тузилмалари щосил былади. Асосий муаммо уларни ажрата олишда былади. Уларни ажратиш учун IBM олимлари =уйидаги «конструктив =упориш» деган усулни ишлаб чи=ишди. Унга кыра аввал наноайчаларга литография усули билан металл контактлар щосил =илинади. Кейин контактлар ор=али кичик электр кучланиши берилади. Шунда яримытказгичли наноайчалар ва=тинча изоляторга айланиб =олади. Кейин тагликка кучли электр кучланиш берилади. Натижада металл ытказувчанликка эга былган наноайчалар электр зарбидан уло=тириб ташланади ва пластина устида транзистор яшашга ярайдиган яримытказгичли наноайчаларгина =олади. Бундай усул нанотранзисторлардан иборат наносхемаларни унумдорли ишлаб чи=аришга кенг йыл очиши таъкидланмо=да.

#### Адабиётлар:

1. Г.Жувикин, Нанотранзистор, Компьютерра, №3 2005
2. S. Iijima, Nature. 1991. V.354. P.56-58.
3. Yao Z., Henk P., Leon B. et al., Nature. 1999. V.402. P.273-276.
4. Saito Y., Uemura S., Hamaguchi K., Japan. Journal. Appl. Phys. 1998. V.37. L346-350.
5. Z. Pan et al, Very long carbon nanotubes, Nature 394, 1998, p. 631.5.
6. [www.researchweb.watson.ibm.com/\\_Carbon\\_Nanotubes.html](http://www.researchweb.watson.ibm.com/_Carbon_Nanotubes.html).