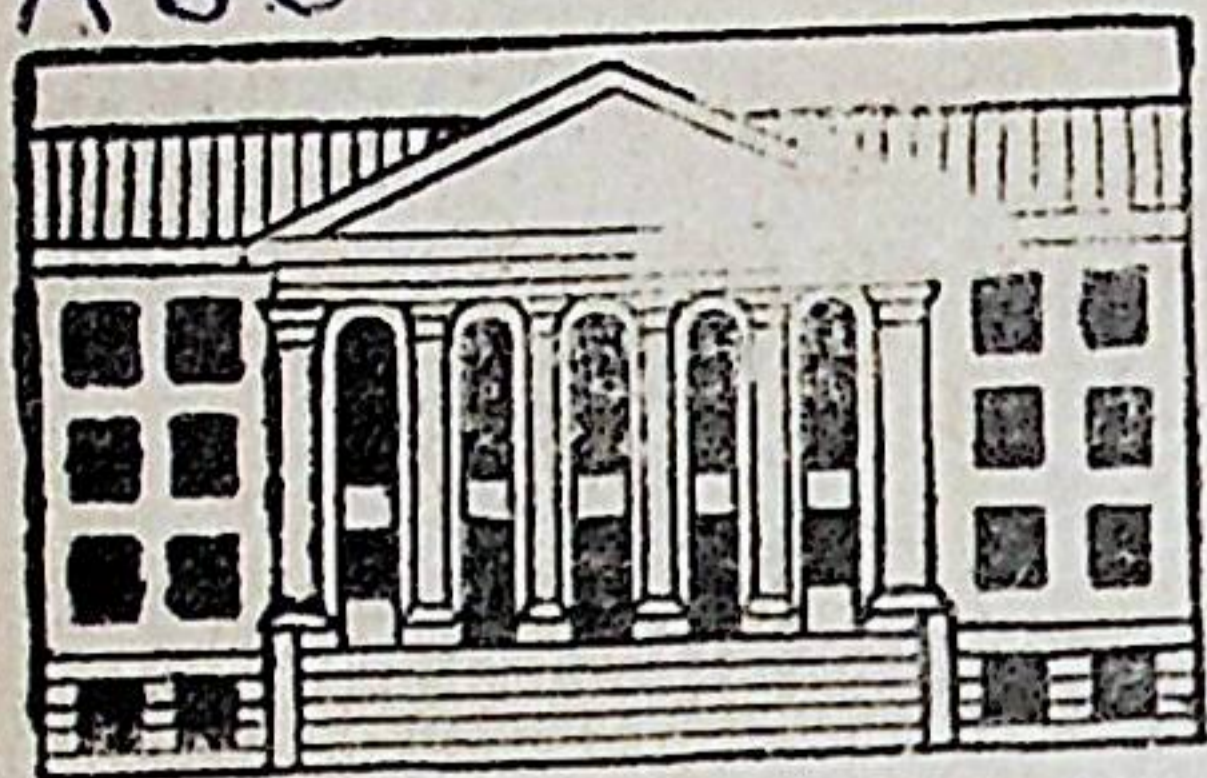


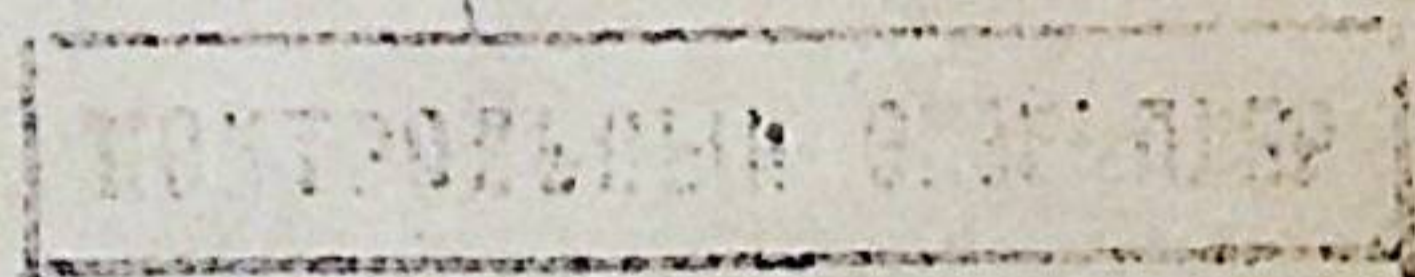
Кыргыз  
53  
А86



Бишкектеги  
политехникалык  
институт

З. К. АРТЫКБАЕВА

ОПТИКАНЫН, АТОМДУК ЖАНА ЯДРОЛУК  
ФИЗИКАНЫН НЕГИЗГИ ТҮШҮНҮКТӨРҮ



1991



Кыргыз Республикасынын элге билим берүү  
министрлиги

Бишкектеги политехникалык институту

ОПТИКАНЫН, АТОМДУК ЖАНА ЯДРОЛУК  
ФИЗИКАНЫН НЕГИЗГИ ТУШУНУКТӨРҮ  
Окуу куралы

Бишкек 1991



486

Автор З.К. Артыкбаева  
УДК 537 : 539.1

Физика II бөлүк. Оптиканын, атомдук жана ядролук физиканын негизги түшүнүктөрү: Окуу куралы (учебное пособие) / Артыкбаева З.К.; Бишкектеги политехн. ин-ту, Бишкек, 1991, 135 б.

Бул окуу куралы физика курсун окутуунун сапатын жогорулатуу максатын көздөйт. Анда окуучулардын физиканын оптика, атомдук жана ядролук физика, кванттык механиканын элементтери, катуу заттын физикасы бөлүктөрүндөгү негизги түшүнүктөрдү өздөштүрүүдө ыкмаларды калыптандыруунун оптималдуу жолдору каралган.

Окуу куралы орто жана жогорку окуу жайларынын инженердик адистигинин студенттерине арналган.

76 сурет

Рецензенттер: педагогика илимдеринин кандидаты, КМУ-нун доценти Э. Мамбетакунов; БПИ-нин физика кафедрасынын улуу окутуучусу К. Кудабаяев.

Бишкектеги политехникалык институтунун редакциялык басма кенешмесинин чечими боюнча басылып чыгарылды

©

Бишкектеги политехникалык институту, 1991

645425



БАН СӨЗ

Азыркы учурда окуунун сапатын жогорулатуу боюнча окуу жайларынын алдында олуттуу милдеттер коюлган. Бирок, кийинки жылдары программанын мазмуну толук сакталуу менен окуу сааттары кескин, айрым учурларда, 40-50% чейин кыскартылып кеткен. Ушуга байланыштуу жогорку окуу жайларында физиканы окутууну оптималдаштыруу маселеси өзгөчө маанилүү.

Физиканы окутууну оптималдаштыруу агайын түзүлгөн методика боюнча физикадагы түшүнүктөр структуралык элементтери боюнча талданат. Илимий билимдердин системасында логикалык талдоо жүргүзүүнүн натыйжасында, анны төмөнкүдөй структуралык элементтерин белгилөөгө болот: илимий фактылар, түшүнүктөр, закондор, теориялар, изилдөө методдору жана практикалык маселелер. Илимий билимдердин ичинен ар бир структуралык элементти өзүнчө талдап-тануу; бул түшүнүк кубулушун, законун, физикалык чоңдукту, теория же ж.б. өздөштүрүп билип пайдалануу олуттуу маселе болуп эсептелет.

Азыркы учурда ар бир түшүнүктүн тобун өздөштүрүү боюнча талдап көрүүчү карталарды түзүү пландаштырылууда. Бул карталар жөнүндө толук маалымат академик А. В. Услова, В. К. Завьялов, М. К. Койчуманов, Э. М. Мамбетакунов, А. Н. Тудимова жана башка изилдөөчүлөрдүн иштеринде чагылдырылган. Айтылган план - карта боюнча физиканын бул бөлүмдө биз айрым гана түшүнүктөрдүн тобун өздөштүрүүгө көзүлүүчү талаптарга токтолобуз:

I. Физикалык кубулуштар жөнүндөгү түшүнүктөрдү өздөштүрүүгө көзүлүүчү талаптар:

1. Кубулуштун аныктамасы.
2. Кубулуштун жүрүү шарттары.
3. Кубулуштун сырткы (сезип туула турган) белгилери.
4. Кубулуштун жүрүү механизми.
5. Берилген кубулуш менен башка кубулуштардын байланышы.
6. Кубулуштун практикада колдонулушунун мисалдары.
7. Кубулуштун тескери аракеттерин алдын алуунун жолдору.

II. Физикалык чоңдуктар жөнүндөгү түшүнүктөрдү өздөштүрүүгө көзүлүүчү талаптар:

1. Берилген чоңдук нерсенин же кубулуштун кандай касиетте



рин мүнөздөйт?

2. Чондуктун аныктамасы.
3. Берилген чондуктун белгилениши жана башка чондуктар менен байланышын көрсөтүүчү формула.
4. Чондуктун чен бирдиги.
5. Чондукту өлчөөнүн жолдору.
6. Өлчөөчү куралдар.
7. Берилген чондукту билүүнүн практикалык мааниси.

Ш. Закондор боюнча:

1. Берилген закон кайсы кубулуштардын же чондуктардын арасындагы байланыштарды көрсөтөт?
2. Закондун айтылышы.
3. Законду математикалык түрдө жазуу.
4. Закондун тууралыгын ырастаган тажрыйбалар.
5. Азыркы илимий теориялардын жардамы менен закондорду түшүндүрүү.
6. Закондун практикада колдонулушу.

IV. Заттардын структуралык формаларын өздөштүрүүдө:

1. Өлчөмдөрү.
2. Анын түзүлүш бөлүктөрү (компонеттери).
3. Компонеттердин өз ара байланыш формаларынын түрлөрү.
4. Алардын өз ара жайланышы.
5. Компонеттердин арасындагы аралык.
6. Массалары.
7. Электр заряды.
8. Заттын берилген структуралык формасына таандык кыймылдын формасы.

V. Теориялар боюнча:

1. Теориянын негизги жоболору.
2. Анын тажрыйбалык негиздери.
3. Теориянын математикалык аппараты (негизги теңдемеси).
4. Теория менен түшүндүрүлүүчү кубулуштар.
5. Теориянын негизинде кубулуштардын жүрүү процессин түшүндүрүү.
6. Теориянын жетишпеген жактары.

Албетте айтылган жобо, бардык түшүнүктөр үчүн универсалдуу жана ани ар дайым кыйшаюусуз түрдө аткаруу керек дегендикке жатпайт, себеби физикадагы көп түшүнүктөр бири-бири менен бекем байланышта болуп, айрып алууга мүмкүн эмес. Ошондуктан бардыгын байланышта өздөштүрүүгө талап кылынат

Жарыктын толкун түрүндө таралыш жөнүндө биринчи жолу XVII кылымда нидерланд окумуштуусу Христианс Гюйгенс айткан. Бирок, ал учурда бул ойду далилдөөчү эксперименттик жыйнагыч болбогондуктан, бара-бара И.Ньютондун корпускулалык теориясы кеңири таралат.

XIX кылымдын башында бир катар окумуштуулар Т.Юнг, Э.Малле; Д.Араго, О.Френель тарабынан жарыктын толкундук касиеттерин далилдөөчү эксперименттик иштер жүргүзүлө баштаган. Жарыктын толкундук касиеттерин интерференция жана дифракция кубулуштары даана далилдейт. Ал эми XIX кылымдын аягында тескерисинче жарыктын корпускулалык касиеттерин аныктоочу жана кубулуштар (жылуулук нурдануусу, фотоэффекти) ачылат. Жарыктын мындай эки жактуу касиеттерге ээ экендиги биринчи учурда абдан түшүнүксүз жана таңгаларлык болду.

Жарык - жогорку жаштыктагы электромагниттик толкундар болуп эсептелет. Электромагниттик толкундардын жаратылышын аныктап жана кош касиеттүүлүк бул жарыктын универсалдуу касиети экендигин түшүнүп, ал ойду гасыл аягында дагы бир нече убакыт өткөн. Акырында эксперимент жана теориянын негизинде электромагниттик толкундар кош касиетке, башкача айтканда корпускулалык-толкундук дуализмге ээ экендиги толугу менен далилденди.

### § 1. Жарыктын интерференциясы

Ошентип, жарык дегенсиз - электромагниттик толкун. Ченөөлөр кизил жарык үчүн  $\lambda = 7,7 \cdot 10^{-7}$  м, кизилит-көк жарык үчүн  $\lambda = 3,9 \cdot 10^{-7}$  м түзөт. Азыр биз жарыктын толкундук кубулуш экендигин аныкташ үчүн интерференцияны кароого өтсөүз. Жарыктын толкун түрүндө таралышын далилдөө үчүн алгачкы жарыктын интерференциясын байкоо керек.

Жарык толкундарынын кубулушунун негизинде мейкиликтин ар кандай чекиттеринде убакыт боюнча туруктуу болгон натыйжалоочу толкундун күчө жө басандоо кубулушун - жарыктын интерференциясын деп айтабыз.

Толкундардын кошулушу энергиялардын мейкиликте кайра бөлүнүшүнө алып келет. Мейкиликтин ар кандай чекиттеринде максималдуу энергияга - жарыктын күчөшү, ал эми минималдуу энергия-



га - жарыктын начарлашы туура келет. Бул процесс энергиянын сакталуу законуна карама-каршы болбойт. Экранда убакыт боюнча туруктуу интерференциялык сүрөт пайда болот. Эгерде кошулуучу толкундар монохромат (бирдей узундуктагы) толкундар болсо, анда пайда болгон сүрөт катталуучу жарык жана күнүрт тилкелерден (тактардан) турат, башкача айтканда мейкиндикте максимум жана минимум жарыктаныштары белгилүү бир тартипте жайланышкан сүрөт байкалат. Бул кубулуштун байкал-билүүгө мүмкүн болгон сырткы белгиси катары кызмат кылат.

Мындай турактуу интерференциялык сүрөттүн пайда болушунун негизги шарттарынын бири болуп толкундардын когеренттүүлүгү эсептелет.

Когеренттүү толкундар деп толкун узундуктары (же жыштыктары) бирдей жана фазаларынын айырмасы убакыт боюнча турактуу, бири-бири менен байланышпаган толкундар аталат. Когеренттүүлүк шарты төмөнкүдөй туунтма болот:

$$\omega_1 = \omega_2 = \dots = \omega_n$$

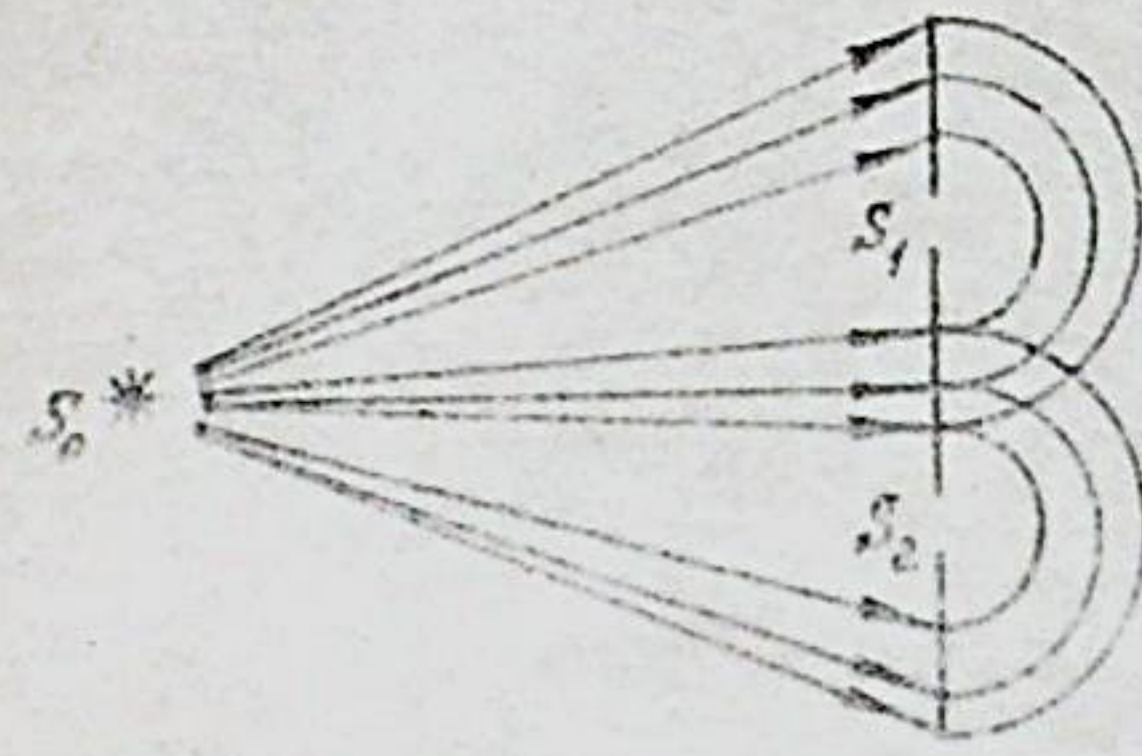
$$\Delta \varphi = \text{const}$$

Эки булактан чыккан жарыктын толкун узундуктарын бири-бирине барабар кылып чыгарууга болот. Ал үчүн өтө тар интервалдагы толкун узундугун өзкөрүүчү жарык чыпкаларды колдонуу жетишерлик. Бирок бири-бири менен байланышпаган эки толкундун фазаларынын айырмасын турактуу кылып алуу - такыр мүмкүн эмес. Жарык булактары бири-бирине көз карандысыз, өзүнчө кыска мөөнөттөгү "үзүндү" (импульс түрүндөгү) толкундарды чыгарат. Бул "үзүндү" - толкундун цугу деп аталат жана узундугу үч метрге жакын болгон синусоида түрүндө болот. Толкундун ар бир цугу өзүнчө узундукка ээ болот. X - багытындагы вакуумдагы тараган толкундун цугунун узундугу  $L = c\tau$  барабар. Ал эми цугдун жашоо убактысы  $\tau \approx 10^{-8}$  с болгондуктан, цугдун узундугу  $L = c\tau = 3 \cdot 10^8 \text{ м} \cdot 10^{-8} \text{ с} = 3 \text{ м}$  болгон толкундун "үзүндүсү" болот. Толкундун цугунун жашоо убактысынын орточо маанисин - когеренттүүлүктүн убактысын деп аташат.

Демек, жарыктын өзүнүн табиятына жараша кээ бир жарык эч качан когеренттүү эмес. Бирок жогоруда айттып кеткендей жарык интерференциясынын кубулушун байкоо үчүн кошулушкан толкундар өзсөзүз когеренттүү болуш керек. Андиктан, когеренттүү толкундарды алуунун методдорун иштеп чыгууга зарыл болгон.

Когеренттүү толкундарды алуу методу биринчилерден болуп ан-

дис окумуштуучу Т. Юнг тарабынан ачылган (I=сүрөт). Андан кийин мунун башка жолдору (Френель бипризмасы, Френель бикүзгүсү, Ньютондун шакектери ж.б.) сунуш кылынган. Когеренттүү толкундарды алуу жолдорунун жалпы принциби - бир эле булактан чыккан жарык агымын экиге бөлүп жана аларды кайра кошууга негизделген.

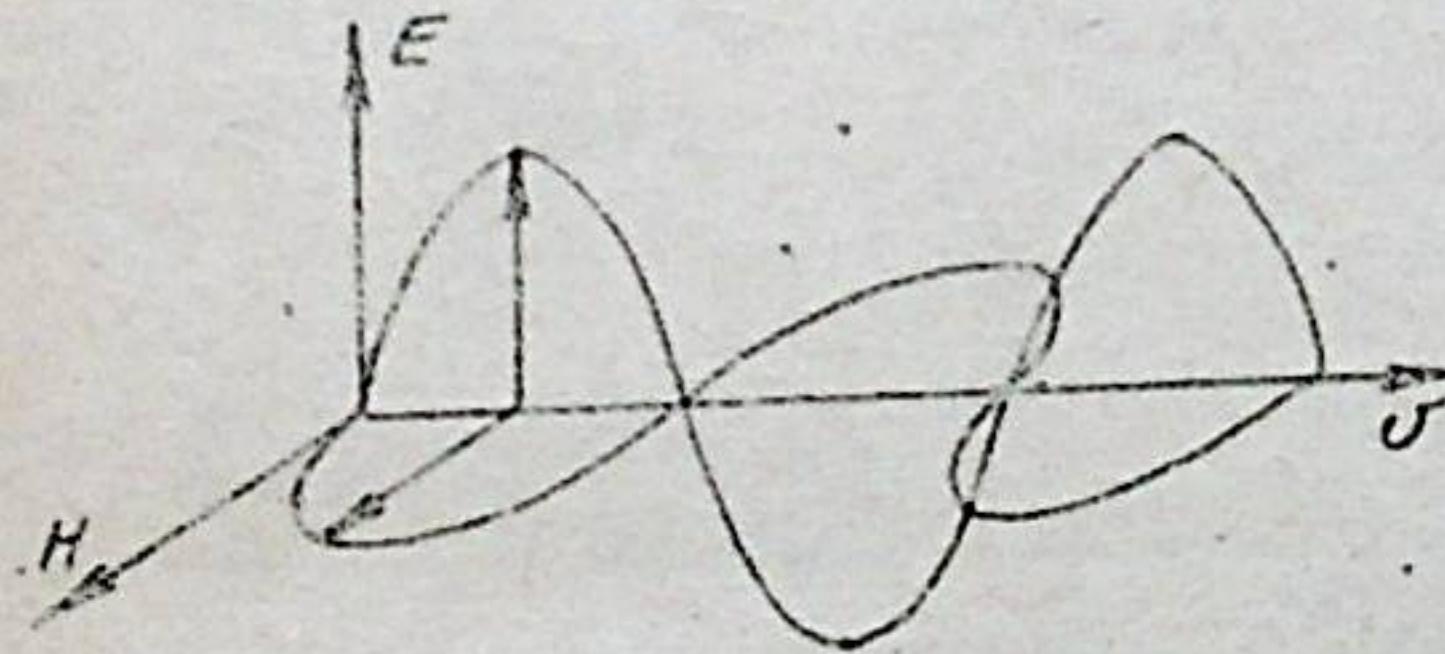


I=сүрөт

бөлүсөт (2=сүрөт). Электромагниттик теория боюнча заттын ар бир кийимилдагы бөлүкчөсүнө электромагниттик талаа төмөндөгүдөй маанидеги күч менен таасир этет:

$$F = qE + q[\vec{v} \times \vec{v}_e]$$

мында  $q$  - бөлүкчөнүн заряды,  $\vec{E}$  - электр талаасынын чыңалышы,  $\vec{v}$  - магниттик индукциянын вектору,  $\vec{v}_e$  - бөлүкчөнүн ылдамдыгы.



2=сүрөт

Энергиянын сакталуу законуна жараша  $\vec{E}$  жана  $\vec{H}$  векторлору өзүнүн максималдуу маанилерине бир убакытта жетишет (2=сүрөттү кара). Ал учурда электр жана магнит талаасынын энергиялары бири-бирине барабар болот:

$$\frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \quad \text{же} \quad \sqrt{\epsilon_0} E = \sqrt{\mu_0} H \quad (1)$$

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

деген гуэйтманн пайдаланып, (I=ди) - төмөнкүдөй жазасыз:



$$\sqrt{\epsilon_0} E \sqrt{\mu_0} H \nu_e E = \mu_0 H \nu_e E$$

же

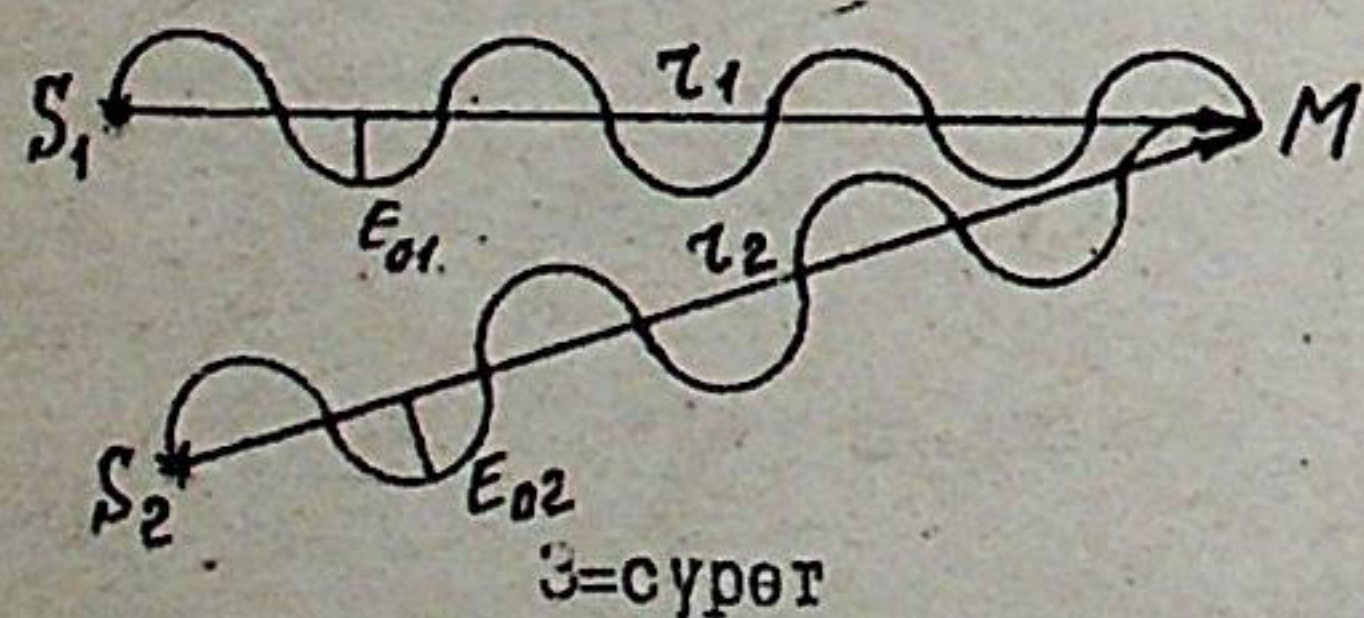
$$\mu_0 \mu \nu_e \vec{H} = \frac{1}{\nu} \nu_e \vec{E} = \frac{\nu_e}{\nu} \vec{E}$$

мында  $\nu$  - жарыктын заттагы ылдамдыгы, ал  $\nu \sim 10^{8} \frac{\text{м}}{\text{с}}$ . Ал эми бөлүкчөнүн ылдамдыгы  $\nu_e \sim 10^6$  м/с. Демек  $\nu_e \ll \nu$ , башкача айтканда затка электр талаасынын чыңалышы  $\vec{E}$  таасир берет.  $\vec{H}$  векторунун таасири аз болгондуктан, эске албаса болот. Чындыгында, О.Винер, П.Друде, Н.Нернст тарабынан жасалган тажрыйбалар көздүн торчосуна же фотоэмульсияга жарык толкунун электр талаасы гана таасир этерин далилдешти. Ошондуктан качан жарык толкунунун термелүү багыты жөнүндө сөз болсо, биз ар дайым  $\vec{E}$  векторунун термелүүсүн элестетишибиз керек. Жарыктын интерференциясы кубулушунун жүрүү механизмин түшүндүрүп жана аны мүнөздөөчү чоңдуктарды табыш үчүн төмөнкү параграфтарды карайбыз.

## § 2. Когеренттүү жарык булактарынын толкундарынын интерференциясы

Вакуумда чекиттүү когеренттүү гармоникалык  $S_1$  жана  $S_2$  булактарынан бирдей багытта  $E_1$  жана  $E_2$  жарык толкундары тарайт дейли (3-сүрөт). Биринчи  $S_1$  булагынан  $r_1$  аралыкта жана экинчи  $S_2$  булагынан  $r_2$  аралыкта турган  $M$  чекитинде толкундардын кабатталышынын натыйжасын билгибиз келет.

( $\Delta = r_2 - r_1$ ) - аралык-толкундардын жүрүш аралыгынын айырмасы деп аталат.  $E_1$  жана  $E_2$  толкундары бир багытта таралгандыктан натыйжалooчу толкундун термелүүсү ошол эле багыттагы  $E_H = E_1 + E_2$  суммасына барабар болот.



Биринчи толкундун теңдемеси:

$$E_1 = E_{01} \sin(\omega_1 t + k_1 r_1 + \varphi_{01}) \quad (2)$$

Экинчи толкундун теңдемеси:

$$E_2 = E_{02} \sin(\omega_2 t + k_2 r_2 + \varphi_{02}) \quad (3)$$

түрүндө жазылат. Мында  $E_{01}, E_{02}$  - кошулуучу жарык толкундарынын термелүүлөрүнүн амплитудасы;  $\omega_1, \omega_2$  - жарык толкундарынын бурчтук жыштыктары;  $k_1, k_2$  - толкундук сандар;  $\varphi_{01}, \varphi_{02}$  - толкундардын баштапкы фазалары. Суперпозиция принциби боюнча натыйжа-

лоочу толкун гармоникалык толкун болууга тийиш, анын теңдемеси гармоникалык функция менен туюнтулат:

$$E_H = E_0 \sin(\omega t + \varphi)$$

Натыйжалooчу жарык толкунунун амплитудасын төмөнкүдөй жазайбыз:

$$E_0 = \sqrt{E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \Delta \varphi},$$

демек ал кошулуучу толкундардын фазасынын айырмасына ( $\Delta \varphi$ ) көз каранды болуп чыкты. (2) жана (3) формулаларды эске алганда, биринчи толкундун фазасы:  $\varphi_1 = \omega_1 t + k_1 r_1 + \varphi_{01}$  экинчи толкундун фазасы:  $\varphi_2 = \omega_2 t + k_2 r_2 + \varphi_{02}$  болсо, анда бул толкундардын фазасынын айырмасы

$$\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = (\omega_2 - \omega_1)t + (k_2 r_2 - k_1 r_1) + (\varphi_{02} - \varphi_{01})$$

барабар болот.

Когеренттүү толкундар үчүн  $\omega_1 = \omega_2$ ;  $k_1 = k_2$  барабар. Мында  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  толкундук сан. Ал эми  $\varphi_{01} = \varphi_{02}$  барабар десек  $\Delta \varphi = k(r_2 - r_1)$ . Анда натыйжалooчу жарык толкунунун амплитудасын

$$E_0 = \sqrt{E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos k(r_2 - r_1)}$$

Бул формуладан мындай жыйынтыкка келе алабыз:

1. Эгерде толкундар бирдей фазада термелсе ( $\Delta \varphi = 0$ ), же качан алардын фазаларынын айырмасы  $\Delta \varphi = 2\pi m$  барабар болгондо, натыйжалooчу амплитуда максималдуу мааниге ээ. Анткени  $\Delta \varphi = 2\pi m$  барабар болгон учурда  $\cos k(r_2 - r_1) = 1$ , ал эми  $E_0 = E_{01} + E_{02}$ . Башкача айтканда  $M$  - чекитиндеги кабатталган толкундардын термелүүсү күчөйт, демек бул чекиттерде жарыктын интенсивдүүлүгү максималдуу болуп чыгат.  $k = 2\pi/\lambda$  барабар болгондуктан жарыктын интенсивдүүлүгүнүн максимум шарты төмөнкүдөй болот:

$$\Delta = (r_2 - r_1) = \pm m \lambda \quad (4)$$

себеби  $k(r_2 - r_1) = \pm 2\pi m$ ,  $2\pi/\lambda(r_2 - r_1) = \pm 2\pi m$  болгондуктан, (4)гү жазууга болот. Мында  $m = 0, 1, 2, \dots$  бүтүн сан. Жыйынтыгында экрандын бул чекиттеринде жарык тилкелер (тактар) пайда болот.

2. Ал эми  $\Delta \varphi = (2m \pm 1)\pi$  барабар болсо, анда толкундар  $S_1$  менен  $S_2$  ден  $M$  чекитине карама-каршы фазалар менен келет дагы, акырында бул чекитте термелүүлөр басандайт. Мисалы:

$$\Delta \varphi = (2m \pm 1)\pi, k(r_2 - r_1) = (2m \pm 1)\pi, \cos k(r_2 - r_1) = -1$$

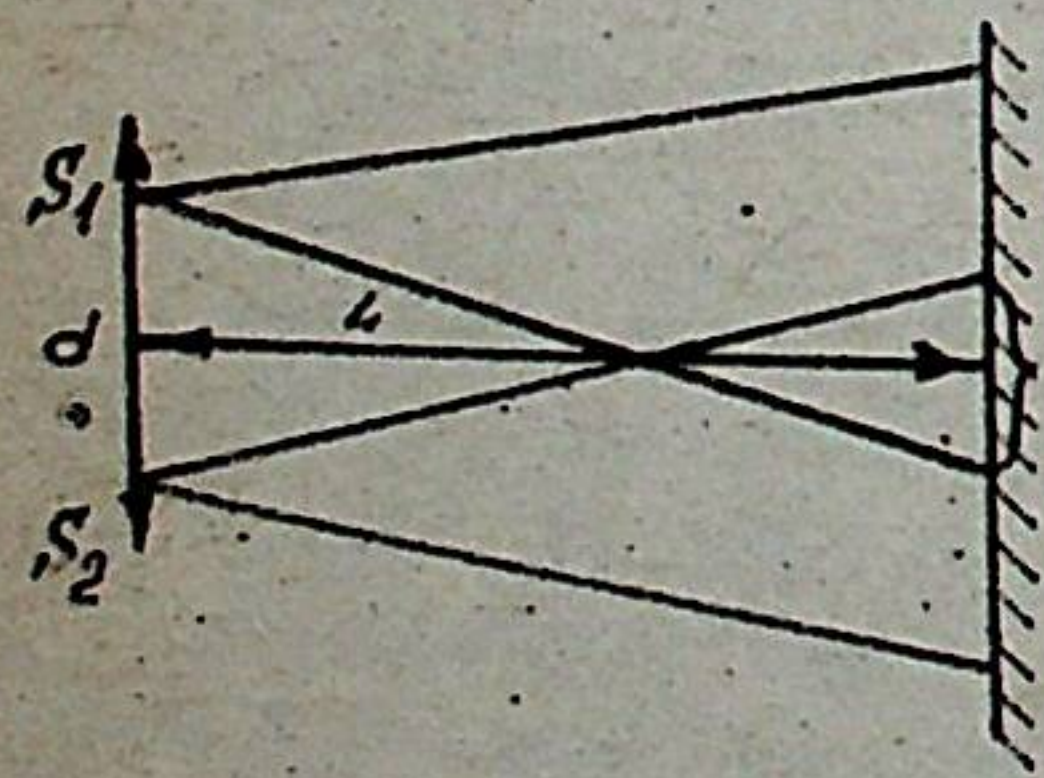


анда  $E_0 = E_{01} + E_{02}$  кабатталган толкундардын термелүүсү азаят, аны менен бирге натыйжалоочу толкундун энергиясы да, жарыктын интенсивдүүлүгү да азаят. Жарыктын интенсивдүүлүгүнүн минимум шарты (караңгы тилкелер, тактар) төмөндөгүдөй жазылат:

$$\Delta = (r_2 - r_1) = \pm (2m \pm 1) \frac{\lambda}{2} \quad (5)$$

Мына ошентип жыйынтыктап айтканда, жарык булактарынан чыккан когеренттүү эки толкундун интерференциясынын натыйжасында мейкиндиктин кайсы бир чекитинде жарыктын интенсивдүүлүгүнүн күчөшү же начарлашы толкундардын басып өткөн жолдорунун айырмасына көз каранды. Эгерде интерференцияны пайда кылуучу когеренттүү толкундардын жүрүш аралыгынын айырмасы толкун узундугунун бүтүн санына барабар болсо ( $r_2 - r_1 = \pm m \lambda$ ), анда мейкиндиктин берилген чекитинде жарык термелүүсүнүн күчөшү байкалат; ал эми толкундардын жүрүш аралыгынын айырмасы жарым толкун узундугунун так санына барабар болсо ( $r_2 - r_1 = \pm (2m \pm 1) \lambda / 2$ ), анда мейкиндиктин ал чекитинде жарыктын начарлашы пайда болот (бул эреже интерференциянын максимум же минимум шарты деп аталат). Энергия менен интенсивдүүлүктүн чоңдугу толкундун амплитудасынын квадратына түз пропорциялуу экендиги белгилүү. Андыктан натыйжалоочу толкундун термелүүсүнүн күчөшү анын энергиясынын көбөйүшүнө, ал эми толкундун термелүүсүнүн басандашы анын энергиясынын азайышына байланыштуу.

Когеренттүү эки жарык толкунунун кошулушунан пайда болгон интерференциялык сүрөт алмак-салмак алмашып келе жаткан максимум (жарык) менен минимумдардан (күңүрт) турат (4-сүрөт).



4-сүрөт.



Сүрөттөгү ар бир жарык тилке ( $max$ ) борбордогу максимумдан ( $m=0$ )  $x = \frac{m \lambda L}{d}$  аралыкта, ал эми ар бир караңгы тилке ( $min$ )  $x = \frac{(2m \pm 1) \lambda L}{d}$  аралыгында жайгашкан. Эки кошунан максимумлардын ортосундагы аралык

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d} \text{ барабар}$$

Мында  $\lambda$  - жарыктын толкунунун узундугу,  $L$  - экрандан жарык

булактарынын ортосундагы чекитке чейинки аралык.  $d$  - жарык булактарынын ( $S_1, S_2$ ) ортосундагы аралык.

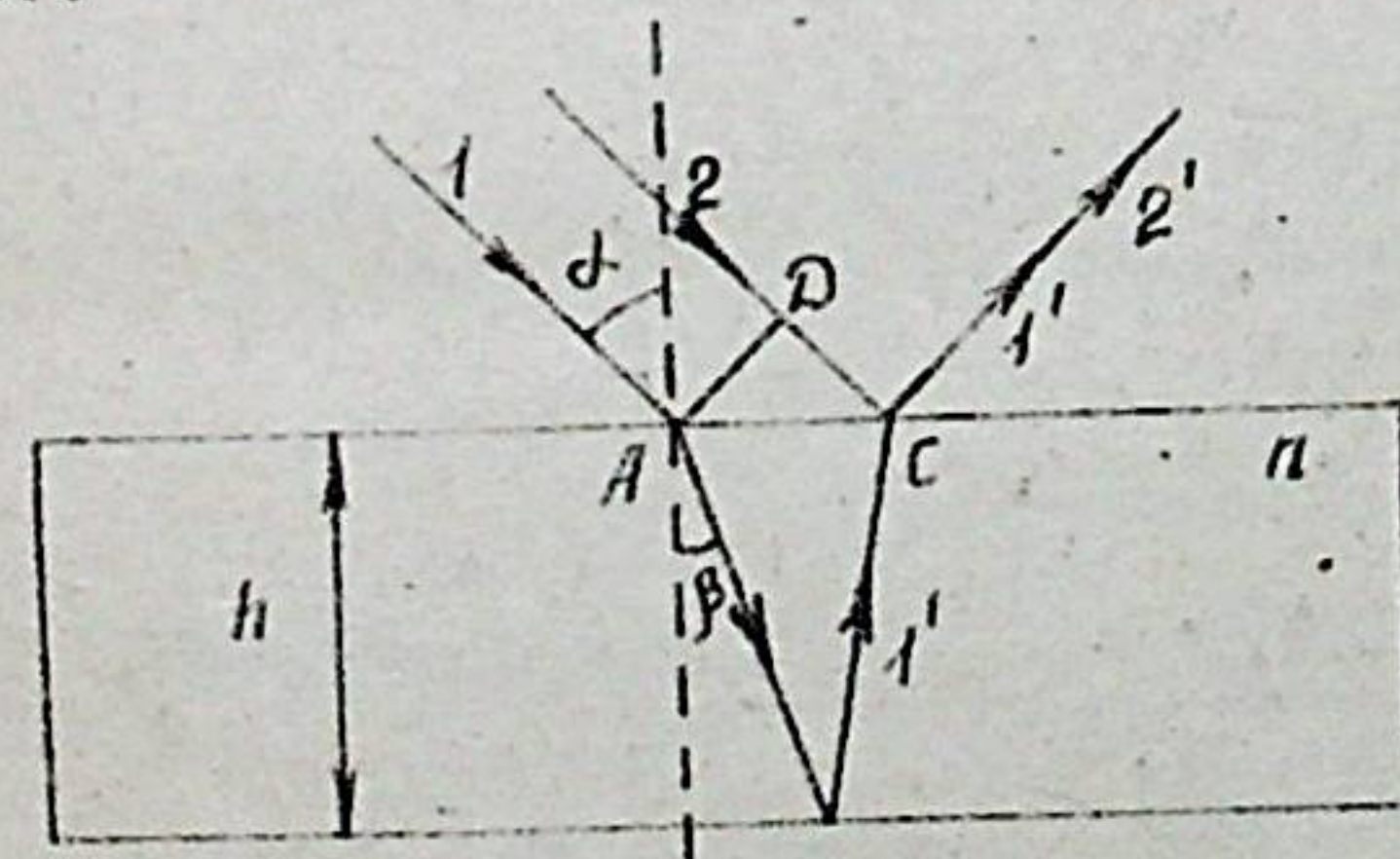
Интенсивдүүлүгү начар ( $min$ ) эки эң жакын караңгы тилкелердин ортосундагы аралыкты - интерференциялык тилкенин эни дешет. Толкундардын кабатталышы байкалган мейкиндик бөлүгү интерференция талаасы деп аталат.

Башында айтылып кеткендей толкундардын кошулушу энергиянын мейкиндикте кайра бөлүнүшүнө алып келет. Бул процесс энергиянын сакталуу законуна карама-каршы эмес, себеби натыйжалоочу толкундун энергиясынын эртөө мааниси кошулуучу толкундардын энергияларынын суммасына барабар.

### § 3. Жука пленкадагы интерференция

Жарык толкунунун вакуумдагы ылдамдыгы ар качан анын башка заттагы ылдамдыгына барабар эмес экендиги белгилүү.

Синую көрсөткүчү  $n$  барабар чөйрөдө тараган жарык толкунунун ылдамдыгы вакуумдагы ылдамдыгына караганда  $n$  - эсе азаят. Демек, ошондой эле өлчөмдө чөйрөдөгү жарык толкунунун узундугу да кичирейет. Андыктан, убакыт бирдигинде толкундун чөйрөдөгү өткөн жолу ошол эле убакыт ичинде вакуумдагы өткөн жолуна барабар эмес. Толкундун чөйрөдөгү басып өтүүчү аралыгы мүнөздөө үчүн толкундун жолунун оптикалык узундугу  $\delta$  деген түшүнүк киргизилген. Ал  $\delta = n \Delta$  барабар, мында  $n$  - заттын синую көрсөткүчү,  $\Delta$  - толкундун жолунун геометриялык узундугу. Жолдун оптикалык узундугунун физикалык мааниси: ал, жарык жолунун геометриялык узундугуна барабар кесиндисиине толкундун канча узундугу туура келөөрүн билдирет.



5-сүрөт

Жарык интерференциясы вакуумда гана эмес, башка чөйрөлөрдө, мисалы жука пленкаларда, да байкалат. Калыңдыгы  $h$ , синую көрсөткүчү  $n$  - барабар болгон жука пленкага (каканакка) толкун узундугу  $\lambda$  - барабар болгон монохромат



жарыктын жарым нурларн түшөт (5-сүрөт), андан чагылган нурларды байкап көрөлү. Нурлардын бири (1') пленканын ички бетинен, ал эми экинчиси (2') пленканын сырткы бетинен чагылат. Бул учурда жарык толкундарынын интерференциясы - чагылган эки толкундун (1' менен 2') кошулушунан пайда болот. Натыйжалуучу интерференциялык сүрөттүн түрү, башкача айтканда мейкиндиктеги жарык толкунунун күчөшү (max) же начарлашы (min), толкундардын оптикалык жүрүү жолунун айырмасынан көз каранды. Эгерде (1') сынган толкундун (2') чагылган толкунга караганда басым өткөн жолунун айырмасы толкун узундугунун бүтүн санына артта калса, анда бул учурда жарыктын күчөшү байкалат. Ал эми экинчи толкундун биринчи толкунга караганда жүрүш аралыгынын айырмасы толкундун толук узундугунун жарымына же жарым толкундун так санына барабар болсо, анда жарыктын начарлашы пайда болот. Ошентип, алгач толкундардын жүрүш айырмасын эсептейбиз. 5-сүрөттө (1') жана (2') - толкундарынын жүрүш айырмасы (AB + BC) - CD барабар десек болот эле. Бирок (AB+BC) жолду жарык толкуну сынуу көрсөткүчү  $n$  барабар затта өтөт, анын үстүнө 2' нур пленканын сырткы бетинен чагылганда, анын фазасы  $\pi$  өзгөрүлөт, фазанын  $\pi$  жылышуусу  $\lambda/2$  барабар толкундун жүрүү айырмасына туура келет. Андыктан

$$\delta = (AB+BC)n - CD + \lambda/2$$

барабар.

(5) сүрөттү пайдаланып AB, BC жана CD чондуктарын белгилүү  $h, n$  жана  $\alpha$  чондуктар аркылуу туюнтуп, толкундардын жүрүү айырмасы

$$\delta = 2hn \cos \beta + \frac{\lambda}{2}$$

пленканын калыңдыгына  $h$  жана анын көрсөткүчүнө  $n$  көз каранды экенин аныктадык. (4) жана (5) формула менен берилген жыйынтыктарды пайдаланууда, жука пленкадагы жарык интерференциясынын интенсивдүүлүгүнүн күчөө жана начарлоо шарттарын аныкталат.

Чагылган нурлардын интерференциясынын интенсивдүүлүгүнүн күчөө шарты:

$$2hn \cos \beta + \frac{\lambda}{2} = \pm m \lambda \quad (6)$$

Ал эми жарыктын интенсивдүүлүгүнүн начарлоо шарты төмөнкүдөй болот:

$$2hn \cos \beta + \frac{\lambda}{2} = \pm (2m+1) \frac{\lambda}{2} \quad (7)$$

мында  $h$  - пленканын калыңдыгы,  $n$  - заттын сынуу көрсөткүчү.

$\beta$  - жарыктын сынуу бурчу,  $\lambda$  - жарык толкунунун узундугу,  $m$  - интерференциялык спектрдин катар номери. Ушул эле формулалардын жардамы менен пленкада сынган нурлардын интерференциясынын күчөө (7) жана начарлоо (6) шартын аныктаса болот. Мындайча айтканда сынган нурларда чагылган нурлардын интерференциясына салыштырмалуу жарыктын интенсивдүүлүгүнүн күчөө жана начарлоо шарттарын орун алмаштып көтүшөт.

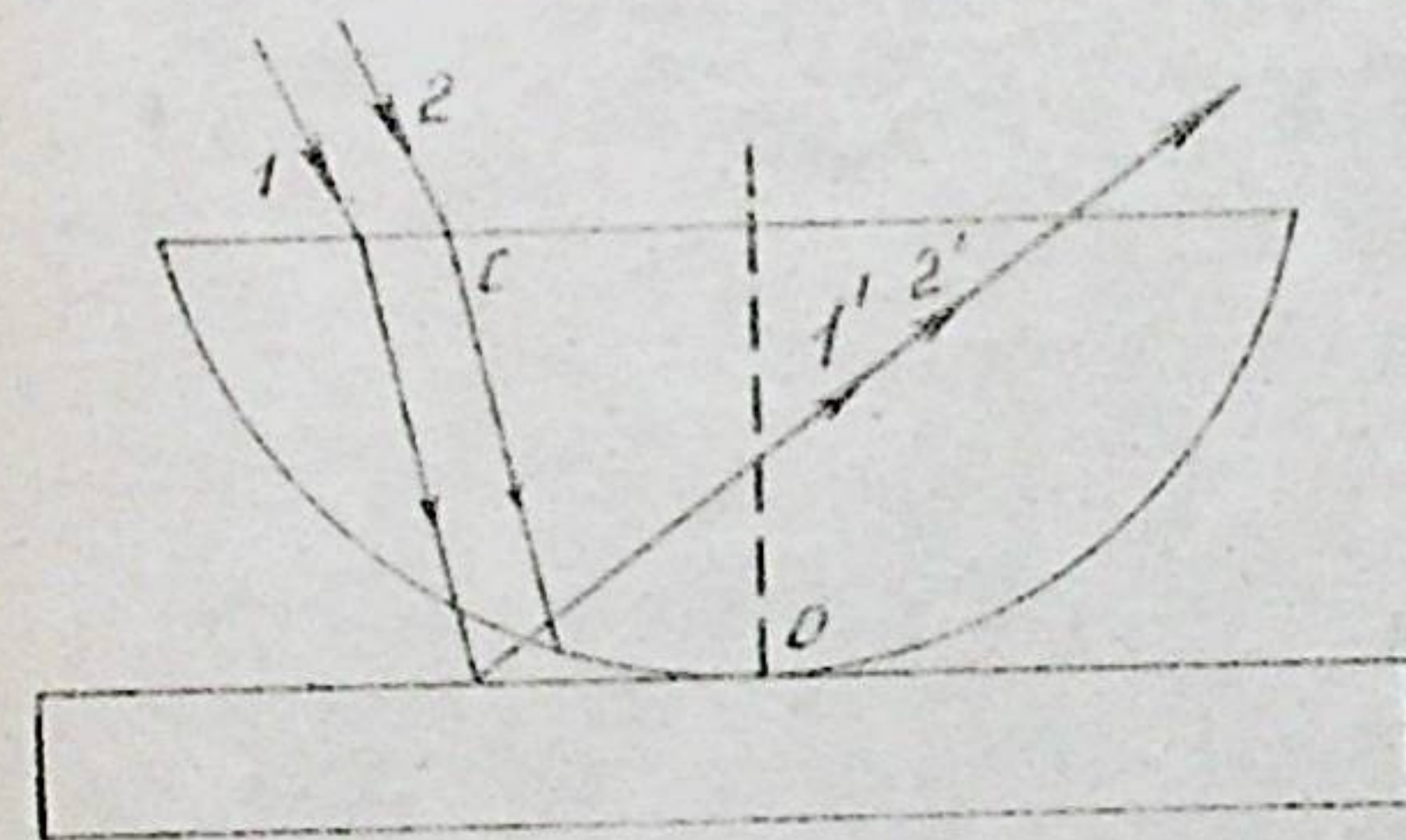
Ньютон шакектери. Жарык интерференциясынын дагы бир мисалы: айнек пластина менен анын үстүндө орнотулган ийрилик радиусу чоң жалпак - томпок линзанын ортосундагы абанын жука катмарларында интерференциялык сүрөттөлүштүн пайда болушун карап көрөлү (6-сүрөт). Бул интерференциялык сүрөт борборлош жарык жана караңгы шакектер түрүнө ээ. Бул сүрөт Ньютоңдун шакектери деп аталган. 6-сүрөттө көрсөтүлгөндөй жарык интерференциясы 1= жана 2=толкундардын кошулушунан пайда болот. 1=толкун томпок линзанын бетинен айнектен абага өткөндөгү чагылдуусунан пайда болот, ал эми 2=толкун пластинадан абадан айнекке өткөндө пайда болот. Бул толкундар

когеренттүү. Интерференциянын натыйжасы дагы эле толкундардын оптикалык жүрүү айырмасына жараша жарыктаныштын күчөшү же басандашы аркылуу байкалат.

Ньютоңдун күңүрт (караңгы) шакектеринин радиустары:

$$r = \sqrt{KR\lambda}$$

ал эми жарык ша-



6-сүрөт

кектеринин радиустары:

$$r = \sqrt{(2K-1)R \cdot \lambda/2}$$

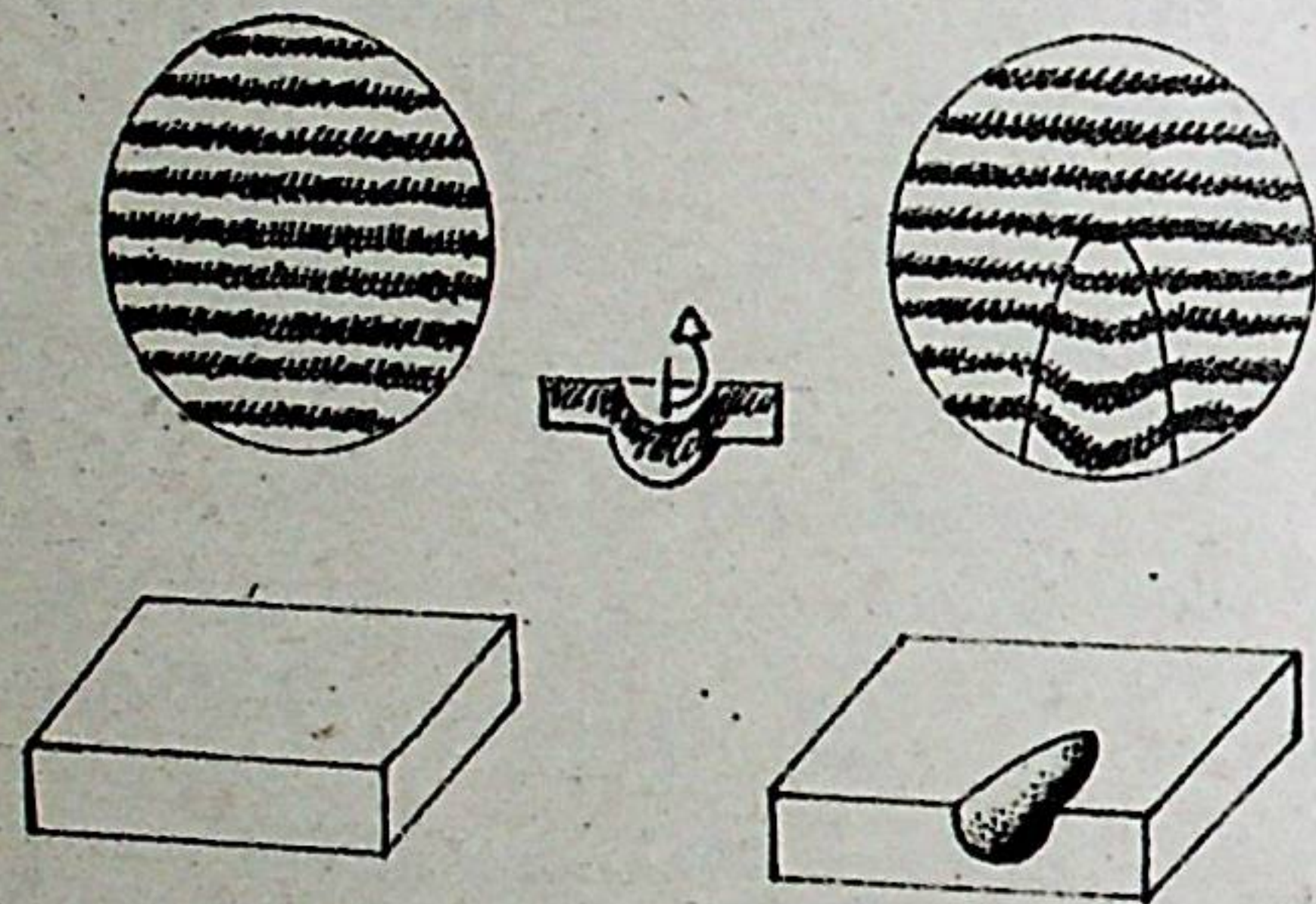
формулалары менен аныкталат. Мында  $K$  - интерференциялык сүрөттүн катар номери,  $R$  - линзанын ийрилик радиусу,  $\lambda$  - жарыктын толкун узундугу.

Бир катар номерлүү шакектердин радиустары спектрдин кызылт-көк четинен кызыл четин көздөй өткөндө чоңоёт, кызыл шакек-



төр максималдуу радиуска ээ болушат.

Интерференциянын айрым колдонулуштары. Интерференция кубулушуна негизделген прибор – интерферометр деп аталат. Интерференция кубулушу толкундардын жүрүш айырмасына абдан сезгич болгондуктан, бул кубулуш жарык толкундарынын узундуктарын так өлчөөгө, калыңдыгы жарык толкуну менен салыштырмалуу айрым жука пленкалардын жана пластинкалардын калыңдыгын так өлчөөгө, газдардын жана башка заттардын сынуу көрсөткүчтөрүн өлчөөгө колдонулат. Интерферометрлер өнөр жайларда металлдардан жана башка материалдардан иштетилген буюмдардын беттеринин сапатын текшерүүгө колдонулат. Буюмдардын бетин жылмаңоонун сапатын  $10^{-8}$  м чейинки тактыкта өлчөп билүүгө болот. Ал үчүн пластинка түрүндө жасалган буюмдун бетинен алынган интерференциялык сүрөт жылма эталондук пластинканын бетинен алынган сүрөт менен салыштырылат (7-сүрөт).



7-сүрөт

Интерференциялык сүрөттүн көрүнүшү бөрнча пластинкадагы дефектин чондугун ( $0,01$  мкм тактыкта), анын формасын аныктоого болот. Андан тышкары интерференцияга оптикалык жарыроо кубулушу негизделген. Ал үчүн оптикалык айнектердин бетине жука пленка капташат. Бул пленка бетине түшкөн жарык энергиясынын жоголуусуна тоскоолдук берет да, оптикалык түзүлүштөрдөгү пайда болгон сүрөттөрдүн сапатын жогорулатууга жардам берет.

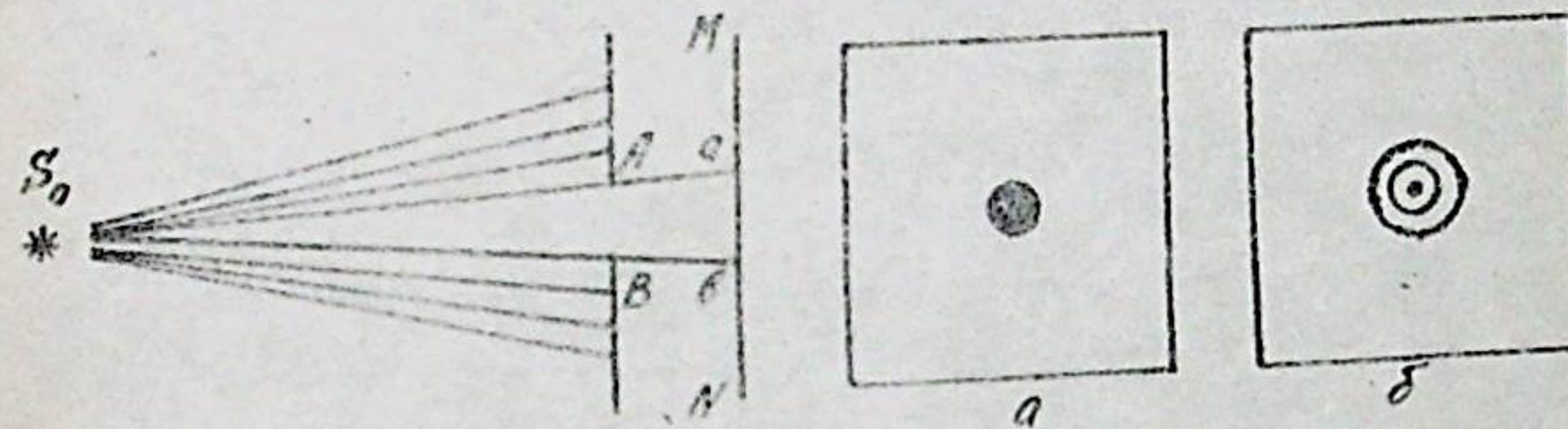
Азыркы күндөрдө когеренттүү жарык кен пайдаланылган булагы кванттык генераторлор – лазерлер болуп эсептелинет. Кванттык генераторлорду колдонуунун негизинде оптикалык жана обьекти – голография пайда болду. Голография – бул информатиканын, кө-

лөмдүк кинонун көлөчөгү деп айтсак жанылышпайбыз.

#### § 4. Жарыктын дифракциясы. Гюйгенс-Френелдин принциби

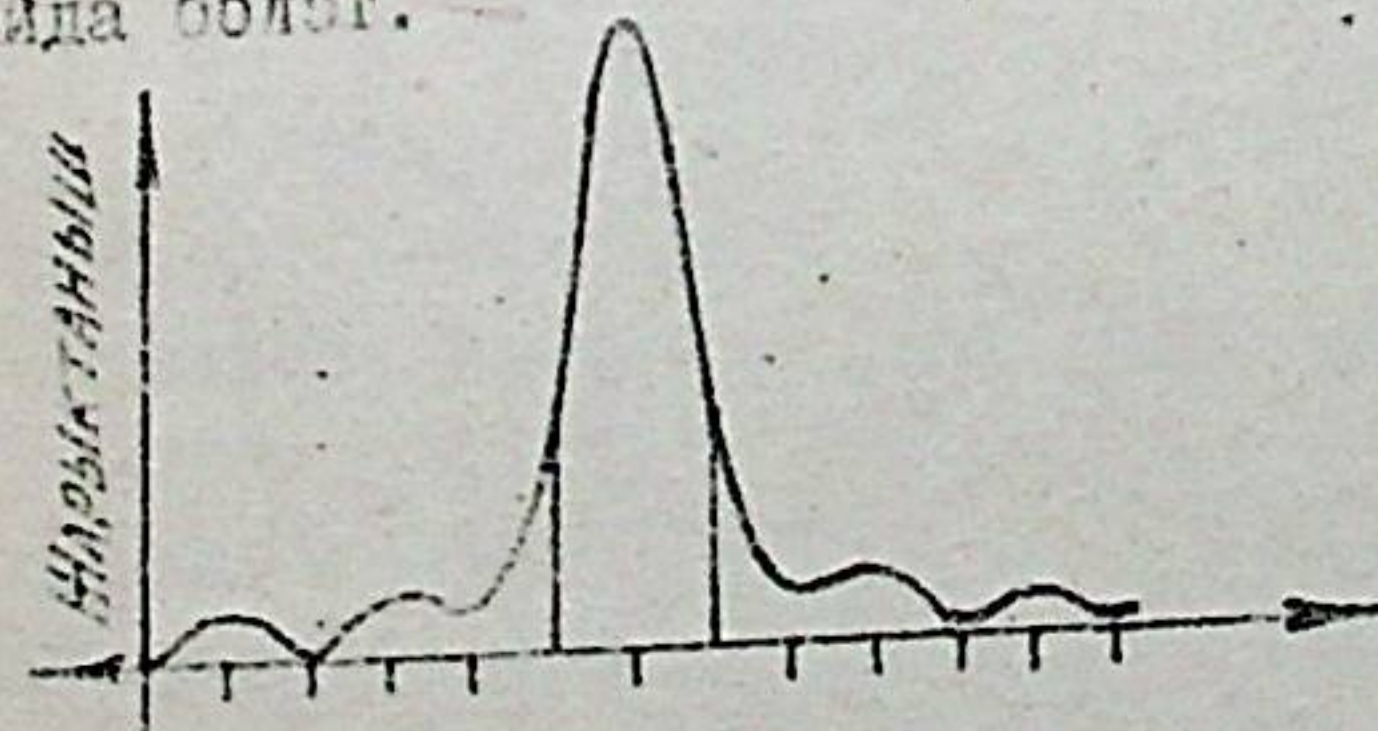
Жарыктын дифракциясы деп жарык толкундарынын түз сызык боюнча таралып законунун бузулушун жана тоскоолдуктардан айланып өтүү кубулушун айтабыз. Дифракция кубулушу жеке эле механикалык толкундарда эмес, ылайыктуу шарттарда жарык толкундарында да байкалат:

Эгерде  $S_0$  – чекиттүү жарык булагынын агымын АВ тешикче аркылуу өткөзсөк, анда  $MA'$  экранында биз  $a\beta = d$  жарык тагын көрөбүз (8-сүрөт). Бул тагтын диаметри  $MA'$  экранына түшкөн жа-



8-сүрөт

рык агымынын эки канчалык экендигин көрсөтөт. АВ – тешикчеси кичирейгенде анын тагынын өлчөмү да кичирейет. Бирок тешикчени кичирейтип олтуруп белгилүү бир өлчөмүнө жеткен соң, тагтын өлчөмү кичирейбестен, кайра чоңоёт да, тагтын жарыктанышы бир калыпта болбой калат (9-сүрөт). Экранда тагтын ордуна жарык жана күнүрт айланалар, башкача айтканда дифракциялык сүрөттөлүш пайда болот.



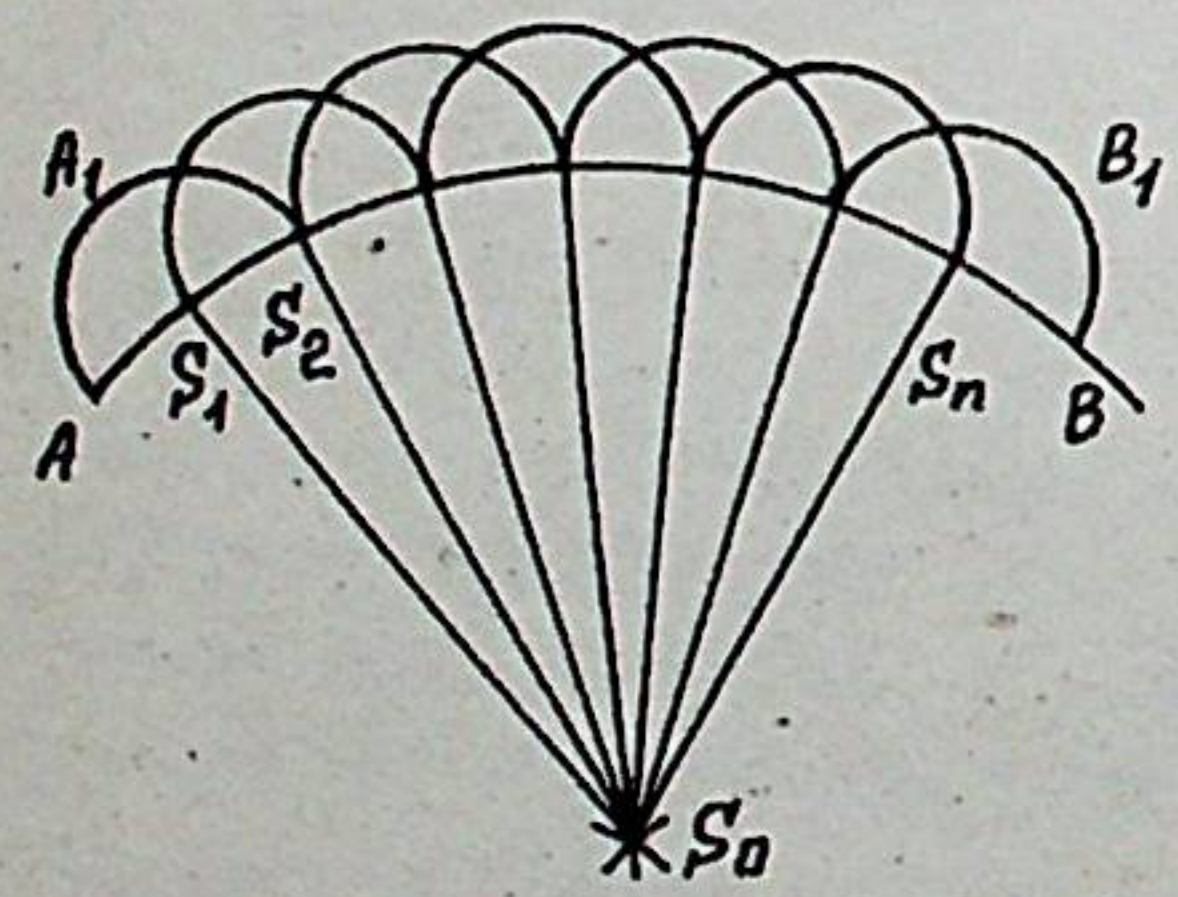
9-сүрөт

Жарыктын дифракциясы кезектерден гана эмес, башка ар кандай жарык өткөзбөгөн буюмдардын тегерегинде да байкалат. Бирок дифракцияны даана



байкап=билүү оңой эмес. Ал үчүн негизги болуп төмөнкүдөй шарт аткарылышы керек: тоскоолдуктун өлчөмдөрү жарык толкунунун  $\lambda$  узундугу менен өлчөмдөш ( $d \sim \lambda$ ) болуш керек. Бул ( $d \sim \lambda$ ) туюнтма, дифракция кубулушунун жүрүү шарттарынын негизгиси болуп эсептелет. Ал эми жарык толкунунун узундуктары эң эле кичине, мисалы, көзгө көрүнүүчү жарык толкундары 0,8 - 0,4 микронычейинки узундуктарга ээ. Жарыктын дифракциясын биринчи жолу 1802-ж. Томас Юнг байкаган. Ал эми дифракцияны жана дифракциялык сүрөттөгү жарыктаныштын бөлүнүү принцибинин математикалык эсептөө жолу 1818-ж. О.Френель тарабынан сунуш кылынган. Кискача айтканда, О.Френель дифракциянын сандык теориясын түзүүгө жетишкен. Бул теория дифракциялык картинаны эсептөөгө мүмкүндүк берет. Аталган сандык теория Гюйгенс=Френель принцибине негизделген. Гюйгенс=Френель принциби бул Гюйгенс принцибинин экинчи толкундардын интерференциясынын идеясы менен бирикмеси десек болот.

Христиан Гюйгенс принциби: толкун белгилүү  $t$ -убакыттын ичинде таралып, жеткен чөйрөнүн ар бир  $S_1, S_2, \dots, S_n$  чекитинин өзү экинчи толкун булагы болуп калат (I0=сүрөт). Бардык экинчи толкундарды айланып өтүүчү бет A, B, убакыттын кийинки ( $t + \Delta t$ ) учурундагы толкундук беттин өзүн элестетет.



I0=сүрөт

О.Френель принциби:  
 а) толкундук бетте жайланышкан бардык экинчи толкундардын  $S_1, \dots, S_n$  булактары өз ара когеренттүү;  
 б) мейкиндиктин ар кайсы чекиттериндеги

суммардык толкундун амплитудасы жана фазасы экинчи толкундардын интерференциясынын натыйжасы болуп эсептелет;

в) экинчи толкундардын толкундук бетинин ар бир элементардык аянтчасы бирдей чондуктагы энергияны нурдантат.

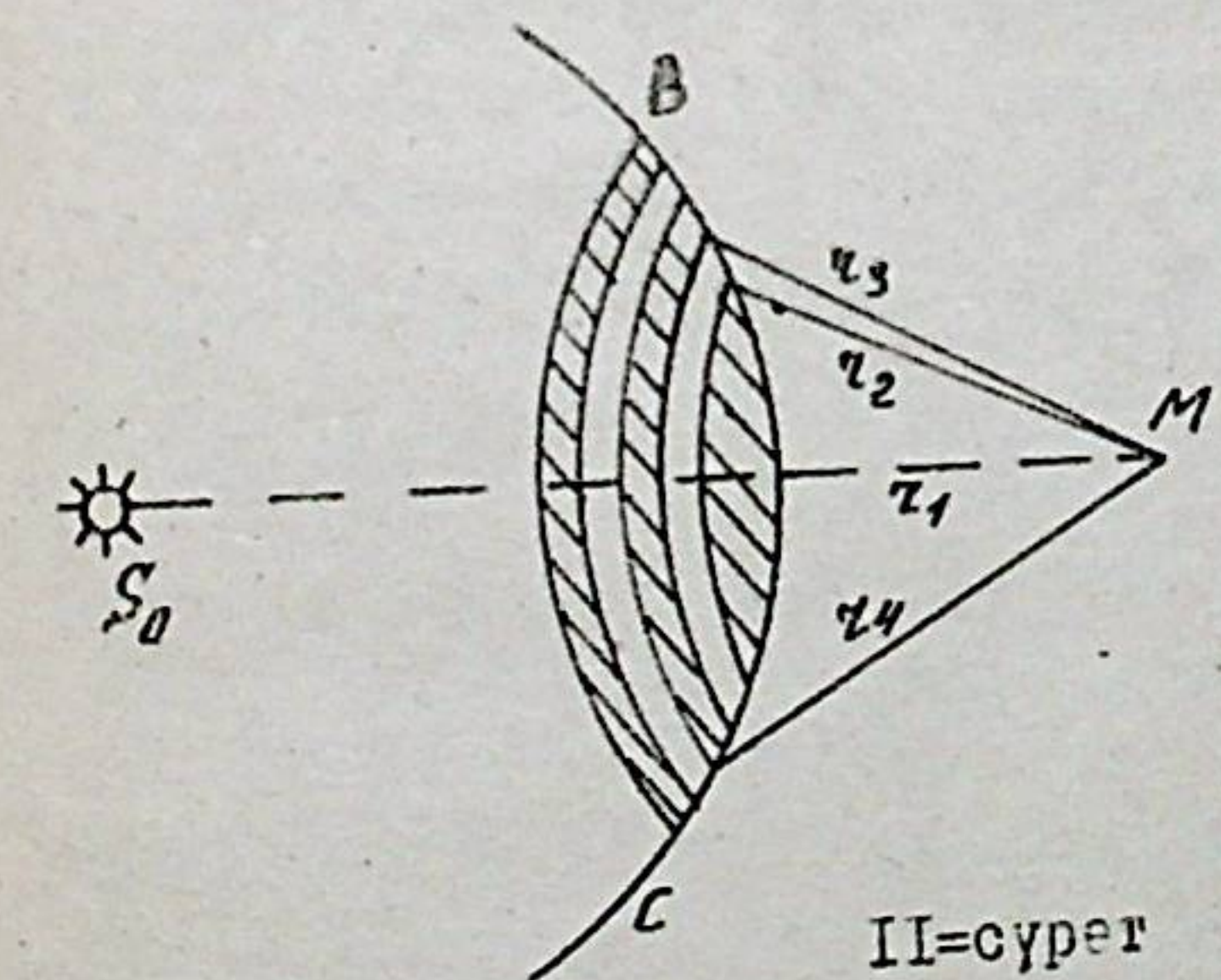
§ 5. Жарыктын түз сизик боюнча таралышы

О.Френель дифракциянын ар түрдүү учурларын терең изилдөө жана дифракциялык сандык теорияны түзүү менен чектелбестен, толкундук теориянын негизинде биринчи болуп жарыктын бир тектүү чөйрөдө түз сизик боюнча таралышын түшүндүргөн. Бул жетишкендик абдан маанилүү болгон.

Дифракциялык сүрөттөгү жарыктын интенсивдүүлүгүнүн мейкиндиктеги бөлүнүүсүн түшүндүрүү үчүн, Френель жакындаштырылган эсептөө методун колдонгон. Бул метод Френелдин зоналар методу деп аталат.

Жарыктын бир тектүү чөйрөдө түз сизик боюнча таралуу законун далилдөөсү төмөндө берилет.

Зоналар методу боюнча баштапкы  $S_0$  жарык булагын оюбузда туюк бет менен курчал коюшубуз керек. Бул толкундук бетте Гюйгенс=Френелдин принцибине ылайык жарыктын экинчи булактары жайгашкан. Экинчи булактар өз ара когеренттүү, андыктан мейкиндиктин кайсы бир M чекитинде толкундардын кошулуусунун негизинде интерференциялык сүрөт пайда болот (II=сүрөт). Зоналар методунун мааниси ошол экинчи толкундардын толкундук бетин оюбузда бир-бирдей чондуктагы аянтчаларга (зоналарга) бөлүүдө камтылат. Зонага бөлгөндө, сезсүз, улам кийинки зона мурункусуна караганда



II=сүрөт

$$r_2 = r_1 + \frac{\lambda}{2}$$

$$r_3 = r_2 + \frac{\lambda}{2}$$

$$\dots$$

$$r_n = r_{n-1} + \frac{\lambda}{2}$$

$$\Delta r = r_n - r_{n-1} = \frac{\lambda}{2}$$

байкап жүргүзүүчү M чекитинен жарым толкун узундугундай  $\frac{\lambda}{2}$  аралыкка ары болуш керек. Эки кошулаш зонадан чыккан жарык толкундарынын M чекитине жүрүү жолдорунун айырмасы  $\Delta r = \lambda/2$  барабар. Демек бул толкундар M чекитинде карама-каршы фазада



жолугушшат.

Зоналардан тараган жарыктын түгөл толкундары бири-биринин таасирин жоккоп, суммардык жарыктын интенсивдүүлүгү начарлайт.

Мейкиндиктин  $M$  чекитиндеги термелүүнүн натыйжалуучу амплитудасы монотондуу кемүүчү удаалаштыкта болот:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_n \quad (8)$$

Зонанын ирээттик номеринин өсүшү менен бирге  $M$  - чекитине жетүүчү жарыктын интенсивдүүлүгү азаят ( $n \rightarrow \infty, A \rightarrow 0$ )

(8) - монотондуу кемүүчү функция болгондуктан аны төмөндөгүдөй жазууга болот:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_2}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_4}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots + \frac{A_n}{2} \quad (9)$$

$\frac{A_1}{2} + \frac{A_2}{2} \approx A_2$  ж.б. болжол менен дээрлик тен болгондуктан, кашаага алынган туюнтмаларды нөлгө барабар деп алсак, анда

$$A = \frac{A_1}{2} + \dots + \frac{A_n}{2} \quad (10)$$

болот.  $n \rightarrow \infty$  умтулган учурда  $A_n \rightarrow 0$  умтулат, анда (10) туюнтма

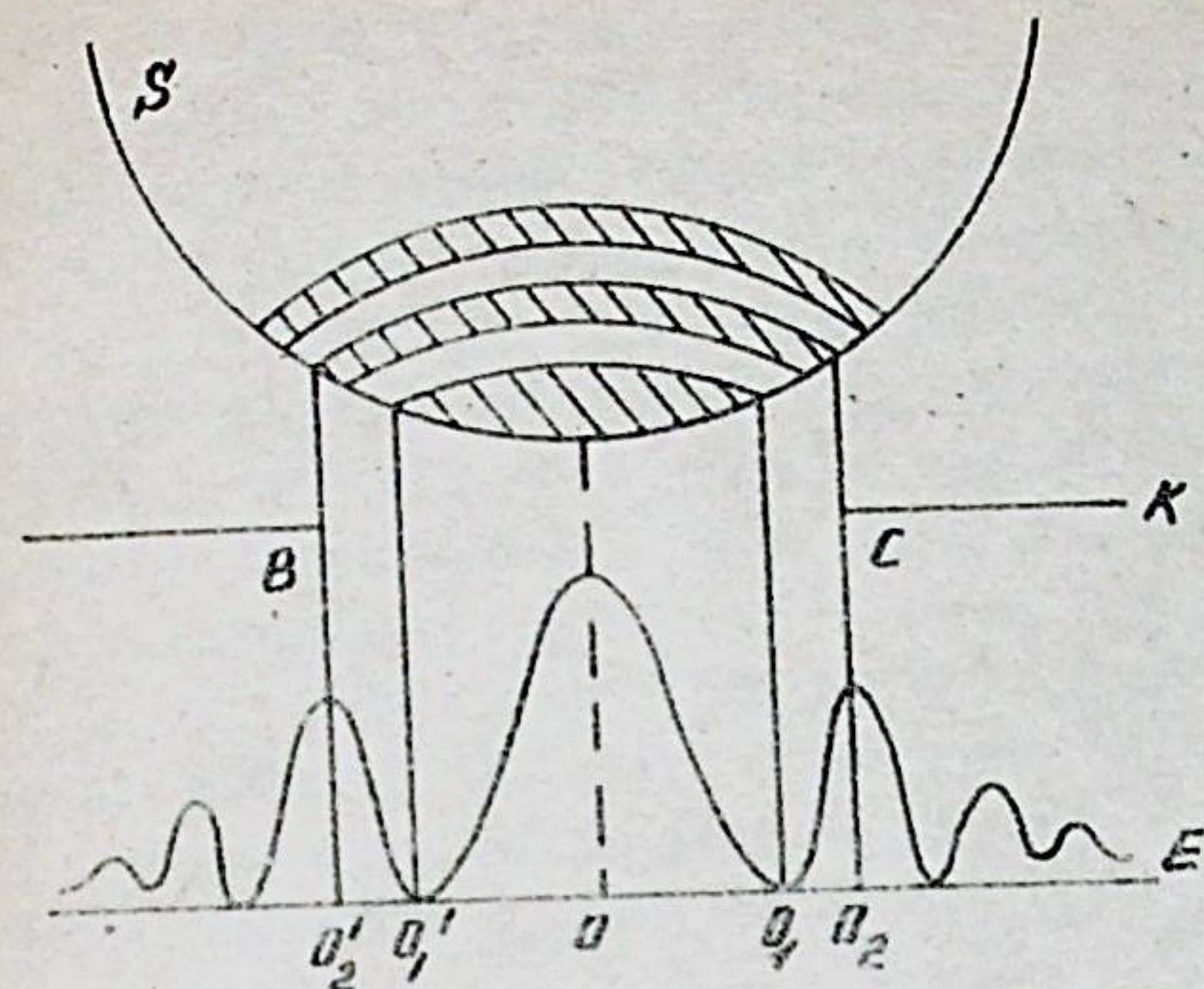
$$A = \frac{A_1}{2} \quad (11)$$

түрүндө жазылат. Мында  $A_1$  - бөрбордук зонадан келген жарык толкунунун амплитудасы. (11) - формула жарыктын бир тектүү чөйрөдө түз сызык боюнча таралуу законунун математикалык көрүнүшү, ал эми сөз менен айтылганда: жарыктын толкундук фронтуун жалпы таасири бөрбордук гана зонадан келген жарык толкунунун амплитудасынын жарымына барабар.

Дифракциянын жүрүү механизмин түшүндүрүүгө кийинки параграфтарда бир нече мисал келтиребиз.

### § 6. Жарыктын көзөнөктөгү дифракциясы

Түш-гарапка таралган  $S_0$  булагынан пайда болгон жарык агымын кичинекей тегерек BC көзөнөгү аркылуу киберип керөлү (12-сүрөт). Френелдин зоналар менен пайдаланууда жарык агымынын экинчи булактарынын толкундук  $S$  бетин бирдей өлчөмдөгү зоналарга бөлөбүз. Жарык толкунунун көзөнөктөн айланп өтүүсүнүн негизинде көзөнөктүн каршысында, E - экранында дифракциялык сүрөт пайда болот. Албетте, экрандагы жарыктын интенсивдүүлүгү



12-сүрөт

ал көзөнөккө Френелдин канча зонасы батаарына жараша болот. Анткени, эгерде көзөнөктүн берилген чоңдугуна жуп сандагы зона сыйса, анда алардан таралган толкундар бири-бирин начарлатып, экранда караңгылык (min) пайда болот. Экранда максималдуу (max) жарыктаныш болуу үчүн көзөнөктүн чоңдугуна Френелдин бир эле зонасы батыш

керек.

Эгер көзөнөккө бир эле зона сыйгандай болсун десек, анда (9) - туюнтма боюнча натыйжалуу амплитуда

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_1}{2} = A_1 \quad - \text{ге}$$

барабар болот дагы, экрандын бөрборунда (O - чекитинин айланасында) максималдуу жарыктаныш так пайда болот.

Көзөнөктү кеңейтип ага эки зона баткандай болсун дейли.

Анда

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_1}{2} - A_2 = A_1 - A_2$$

жарыктаныштын начарлашы байкалат.  $O_1'$  жана  $O_2'$  чекиттеринде минимум (караңгы так) пайда болот. Андан кийин көзөнөктү кеңейтип олтуруп ага үч зона баткандай кылсак, анда кайрадан экрандагы  $O_2$  менен  $O_2'$  чекиттерде жарык (максимум) так байкалат

$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_2}{2}$ ; бирок интенсивдүүлүгү боюнча бөрбордогу максимумдан бир топ аз болот. Калпын, экрандагы көзөнөктөн келип чыккан дифракциялык сүрөттөлүш кезектешкен жарык жана күңүрт шакекчелерден түзүлгөн. Сүрөттүн бөрборунан четтеген сайын максимумдарынын интенсивдүүлүгү азаят.

### § 7. Жарыктын жылчыктагы дифракциясы

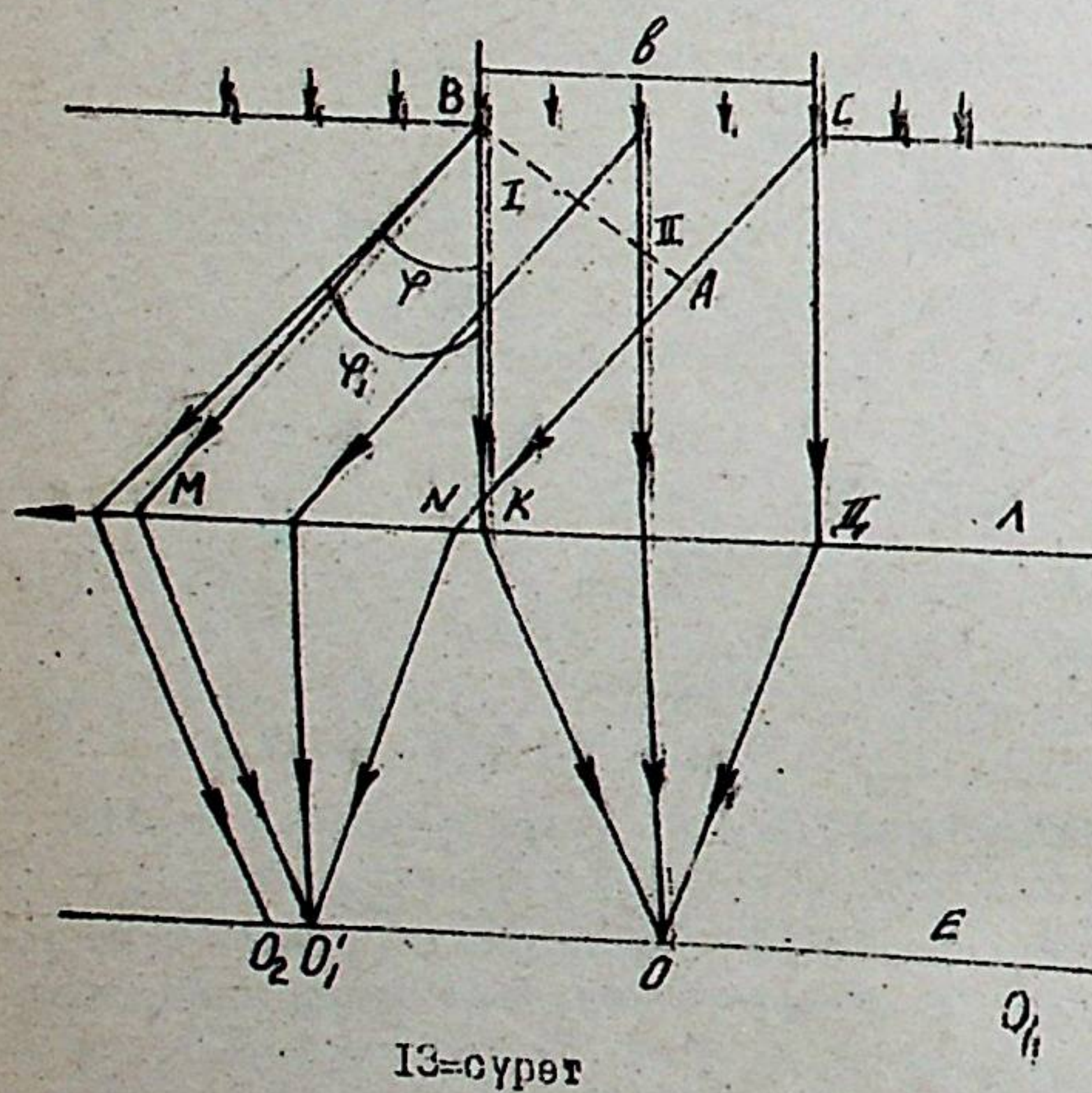
Жарык толкунунун узундугу өтө кичине болгондуктан ( $10^{-7}$  м



тартибинде) жарыктын дифракция бурчу да анча чоң эмес болот.

Дифракция бурчу  $\varphi$  деп жарыктын түз сызыкта таралуу багытынан четтөө бурчу аталат. Дифракцияны даана байкоо үчүн же тоскоолдук өтө кичине ( $10^{-7}$  м тартибинде), же жарык айланып өтүүчү тоскоолдук менен экрандын арасындагы аралык  $L$  эң чоң болууга тийиш. Анда дифракцияны жетишерлик чоң нерселерден да байкоого болот. Азырынча биз тар жылчыктагы дифракцияны карап керөлү.

Жарыктын жарыш нурларынын дифракциясы Фраунгофердин дифракциясы деп аталат. Эми  $BC=b$  болгон жылчыкка перпендикулярдуу  $\lambda$  узундуктагы монохромат жалпак толкун түшсүн дейли (13-сүрөт). Гюйгенстин принциби боюнча жылчыкта экинчи булактар пайда болуп, алар бардык багыт боюнча тарала турган когеренттүү жарык толкундарын түзөт. Жылчыктан кийин чогултуучу линза  $L$  коюлуп, анын фокалдык тегиздигине экран  $E$  орноштурулат. Линза параллель түшкөн толкундарды бир чекитке чогултат. Ошол чекитте толкундардын кошулушунун негизинде жарыктын күчөшү ( $max$ ) же начарлашы ( $min$ ), башкача айтканда интерференциялык сүрөт байкалат.



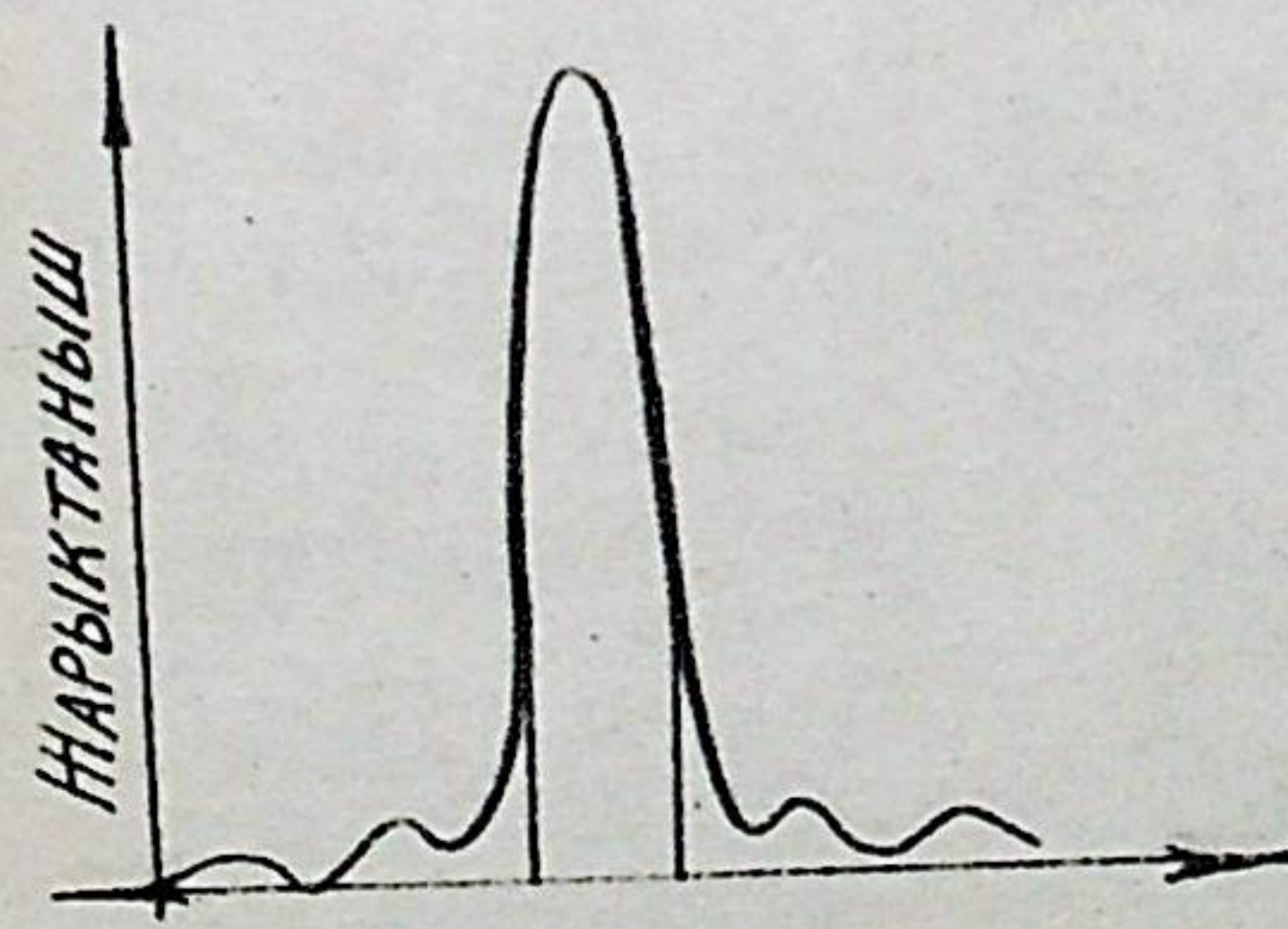
13-сүрөт

ар кандай  $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$  бурч боюнча тарашат. Жылчыктан чыгуучу толкундар өз ара бири-бирин күчөтө турган шартты Френел-

Мисалы: жылчыктын түз сызык багыты боюнча өткөн жарык нурлары ( $CA, BK$  ж.б.) дифракцияга кабылбайт. Линза аларды экрандын бөрбөрдөгү  $O$  чекитине чогултат. Бул нурлардын оптикалык жүрүү айырмасы нөлгө барабар болгондуктан, алар өз ара бири-бирин күчөтүп, жылчыктын каршысында интенсивдүүлүгү чоң маанидеги жарык тилке ( $max$ ) байкалат.

Экинчи зоналары методу боюнча табабыз. Ал үчүн  $\varphi$  бурчу менен аныктала турган багыт боюнча таралган толкундарды Френелдин зоналарына бөлөбүз. Коңшулаш зоналардын I, II бирдей бурчтагы нурларынын арасындагы жүрүш айырмасы  $\lambda/2$  барабар. Жылчыктын четинен чыккан толкундардын ( $BM$  жана  $CM'$ ) арасындагы жүрүш айырмасы  $CA$  кесиндисиинин узундугуна барабар. Эгерде бул кесиндиге Френелдин зоналарынын жуп саны сыйса, анда линза менен чогултулган ошол зоналардын нурлары  $O_1$  жана ага симметриялуу  $O_1'$  чекитинде өз ара бири-бирин начарлатышат.  $O_1$  жана  $O_1'$  чекиттеринде жарыктын интенсивдүүлүгүнүн минималдуу мааниси алынат, башкача айтканда күнүрт (карангы) тилкелер байкалат. Эми башка  $\varphi$  бурчу менен аныктала турган багыт боюнча жылчыктан таралуучу толкундардын агымын табалы. Алардын бирдей бурчтагы нурларынын жүрүш айырмасына Френелдин үч зонасы сыйгандай болсун. Линза менен чогултулган үч зонанын бирдей дифракциялык бурчтагы нурлары өз ара кошулушуп, экранда  $O_2$  менен  $O_2'$  чекиттеринде жарыктын максималдуу интенсивдүүлүгүн алабыз. Анткени, бул учурда коңшулаш эки зонадан таралган толкундар бири-бирин жайгандо, үчүнчү зонанын толкундарынын таасири компенсацияланбай калат.  $O_2$  жана ага симметриялуу  $O_2'$  чекитинде дифракциялык максимум (жарык тилке) пайда болот.

Ошентип, жылчыктагы дифракциянын сүрөттөлүшү жай алмашкан жарык жана күнүрт тилкелерден түзүлөт. Эң эле жарык тилке жылчыктын каршысында, бөрбөрдө болот (иреттик номери  $K=0$ ). Бөрбөрдөн четтеген сайын максимумдардын интенсивдүүлүгү азаят (14-сүрөт). Мурда айттып кеткендей, толкундардын жүрүш айырмасы



14-сүрөт

$CA = b \sin \varphi$  барабар кесиндисиинин узундугуна Френелдин зоналарынын так саны сыйса, дифракциялык максимумдар пайда болот. Анда жылчыктагы

дифракциялык максимумдардын (күчөө) шарты төмөндөгүдөй жазылат

$$b \sin \varphi = (2K \pm 1) \lambda / 2$$



Ал эми минимумдардын (начарлоо) шарты:

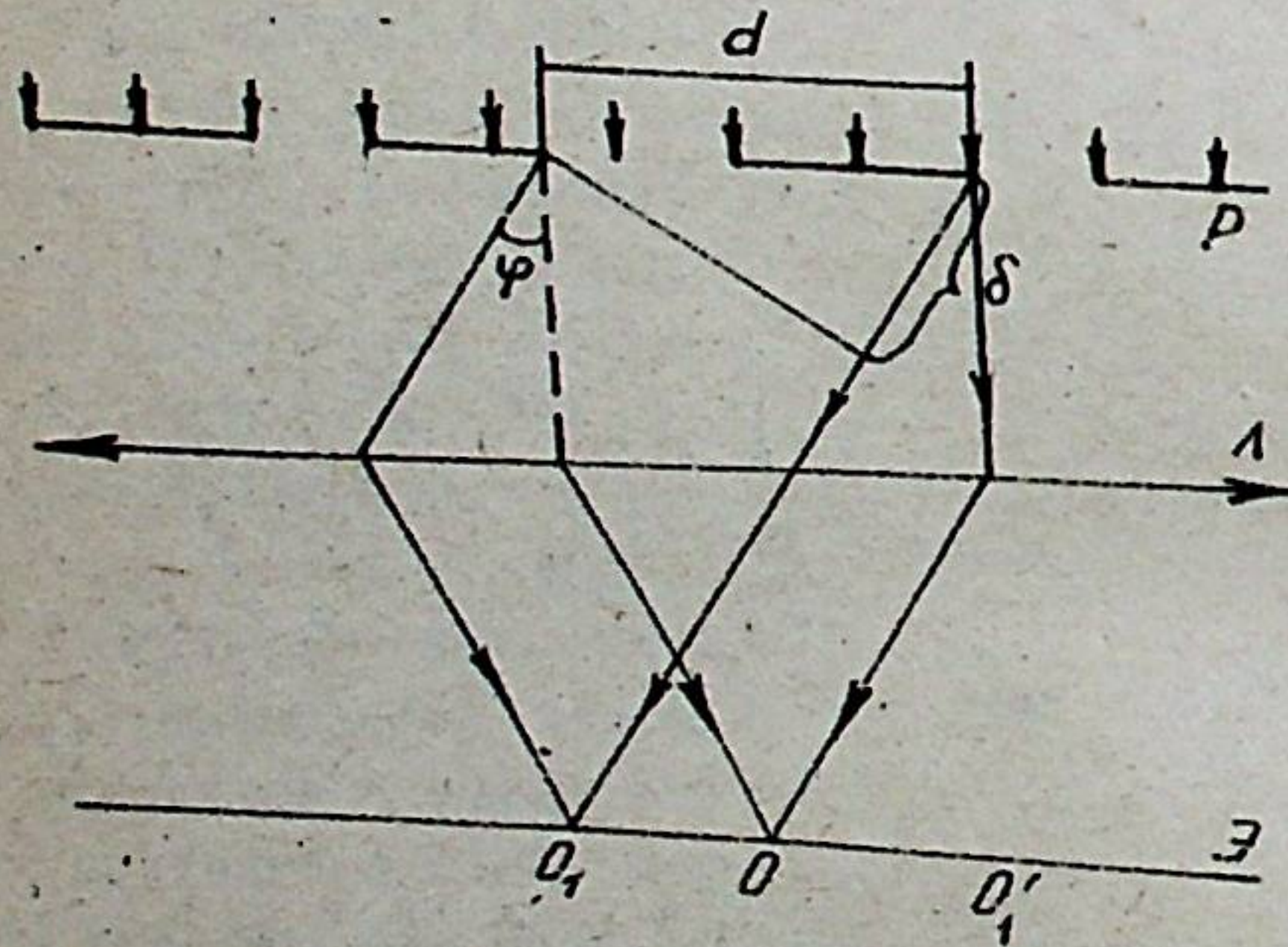
$$d \sin \varphi = k \lambda$$

мында  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$  бүтүн сан, дифракциялык максимумдун (минимумдун) катар номери,  $d$  - жылчктын эни,  $\varphi$  - дифракция бурчу,  $\lambda$  - жарык толкунунун узундугу. Коңшулаш минимумдардын арасындагы аралык (мисалы,  $O_1 O_2$ ) кесиндиси - дифракциялык максимумдун эни деп аталат.

Нерселердин сызыктуу өлчөмдөрү кичине болгондо, же болбосо эки чекиттик булак бири-бирине жакын, кичине бурчтук аралыкта турушса, алардан пайда болгон дифракциялык максимумдар биринин үстүнө бири дал келип, ачык-айрым сүрөттөлүшүн алууга мүмкүндүк бербейт. Жылчкчадан ак жарык өткөзсөк, экрандагы сүрөттө максимумдары түстүү болгон спектр байкалат. Спектрлер өз ара биринин үстүнө бири дал келиши мүмкүн. Башкача айтканда ар башка иреттеги спектрлерди бөлүп-айырмалоо мүмкүнчүлүгү аз болот. Дифракциялык сүрөттүн интенсивдүүлүгүн күчөтүү жана спектрдин айырмалоо мүмкүнчүлүгүн кеңейтүү үчүн дифракция торчосу колдонулат.

### § 8. Дифракция торчосу

Дифракция торчосу - бул түзүлүшү жарыктын дифракция кубулушуна негизделген оптикалык прибор. Дифракция торчосу тунук эмес аралыктар менен бөлүнгөн көп сандаган эң кууш жылчктардын жыйындысынан турат. Дифракция торчосу айнек же металл пластинага



15-сүрөт

параллель сызыктарды түшүрө турган, агайын бөлүүчү машинанын жардамы менен жасалат. Азыркы учурда айырмалоо мүмкүнчүлүгү эң эле жакшы торчолордо 1 мм 2600 дөң сызыктар жайгаштырылган. Эгерде тунук жылчктын эни - барабар болсо, ал эми тунук эмес аралыктын туурасы болсо, анда  $d = a + b$  чоңдугу

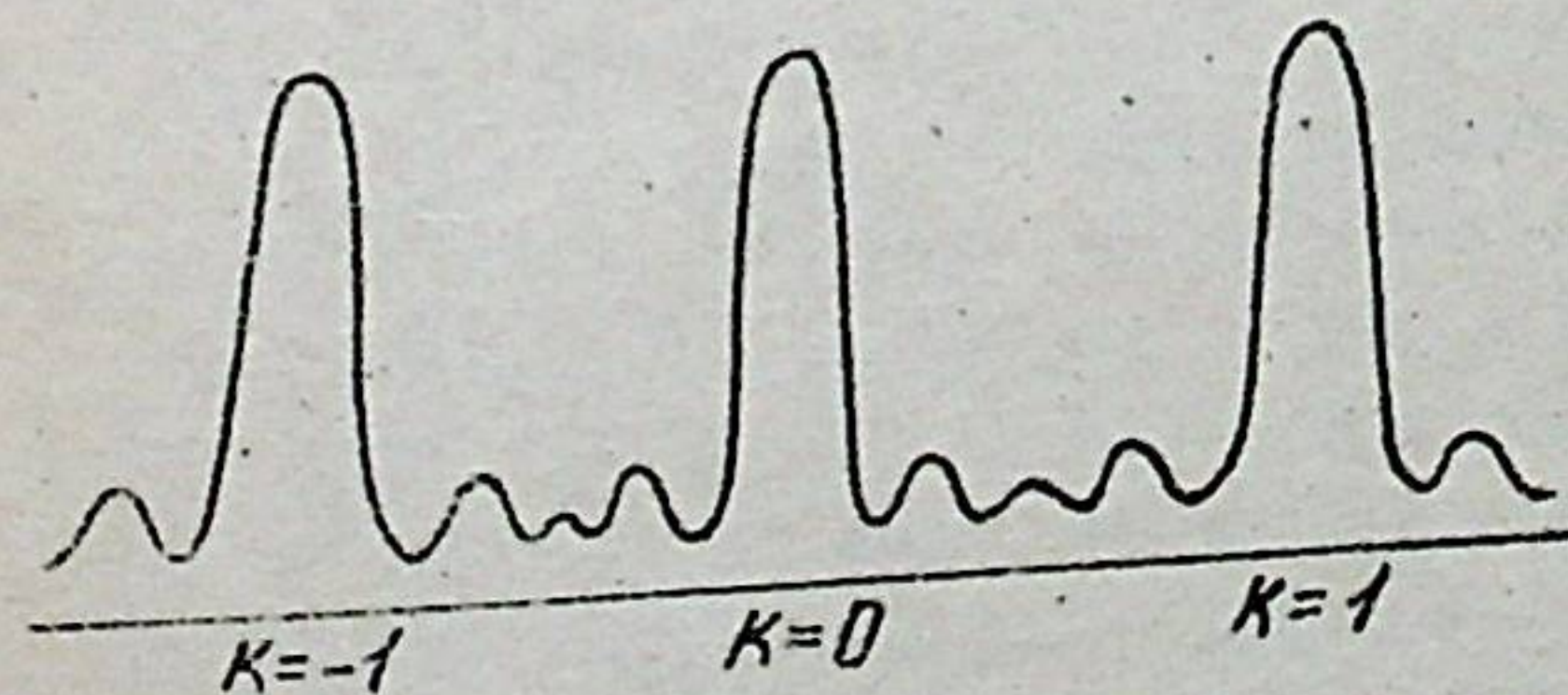
торчонун мезгили деп аталат. Торчодогу дифракциянын элементарлык теориясы жылчктагы дифракциянын теориясына окшош. Дифракция торчосуна  $\lambda$  узундуктагы монохроматтык жалпак толкун түшсүн дейлик (15-сүрөт). Ар бир жылчктын өзү экинчи иреттеги толкундардын булактары деп эсептелинет. Экинчи булактар бардык багыт боюнча тарала турган жарык толкундарын түзүшөт. Торчого параллель жыйноочу линза, ал эми анын фокалдык тегиздигине экран жайгаштырылат. Торчодон чыккан параллель толкундарды линза бир чекитке чогултат. Ошол чекитте толкундар кошулушуп, натыйжада интерференциялык сүрөттөлүштү берет. Бул толкундардын өз ара күчөшү же начарлашы, сөзсүз толкундардын жүрүш айырмасына көз каранды болот. Торчонун жылчктарынан келүүчү толкундар бири-бирин күчөтө турган шартты карап көрөлү. Ал үчүн коңшулаш жылчктардын четтеринен, бирдей  $\varphi$  бурчу менен аныктала турган багыт боюнча таралган толкундарды салыштырып, жүрүш айырмасын карайбыз. (15-сүрөттө бир багыттагы эки толкундун жүрүш айырмасы  $CD$  кесиндиси менен барабар.  $CD$  кесиндисинын узундугуна толкун узундугунун бүтүн саны сыйса, анда бардык жылчктардан  $\varphi$  бурчу менен таралган толкундар кошулуп, бири-бирин күчөтөт, башкача айтканда бул чекитте максималдуу (*max*) жарыктаныш байкалат. ВСД үч бурчтугунан  $CD$  катетинин узундугун табууга болот:

$$CD = BC \sin \varphi = d \sin \varphi$$

Ошентип, башкы максимумдары

$$d \sin \varphi = k \lambda \quad (12)$$

шартын канааттандыруучу  $\varphi$  бурчу менен байкалат. Мында,  $d$  - торчонун мезгили,  $\varphi$  - дифракция бурчу,  $\lambda$  - толкундун узундугу,  $k = 0, 1, 2, \dots$  - башкы максимумдардын катар номери. Борбордук максимум  $k = 0$  учурга туура келет. Жылчкка караганда торчонун айырмалоо мүмкүнчүлүгү жогору. Торчодон алынган дифракциялык сүрөттө (16-сүрөт) башкы максимумдардын интенсивдүүлүгү бирдей чоңдукта, андан тышкары максимумдар бири-биринен



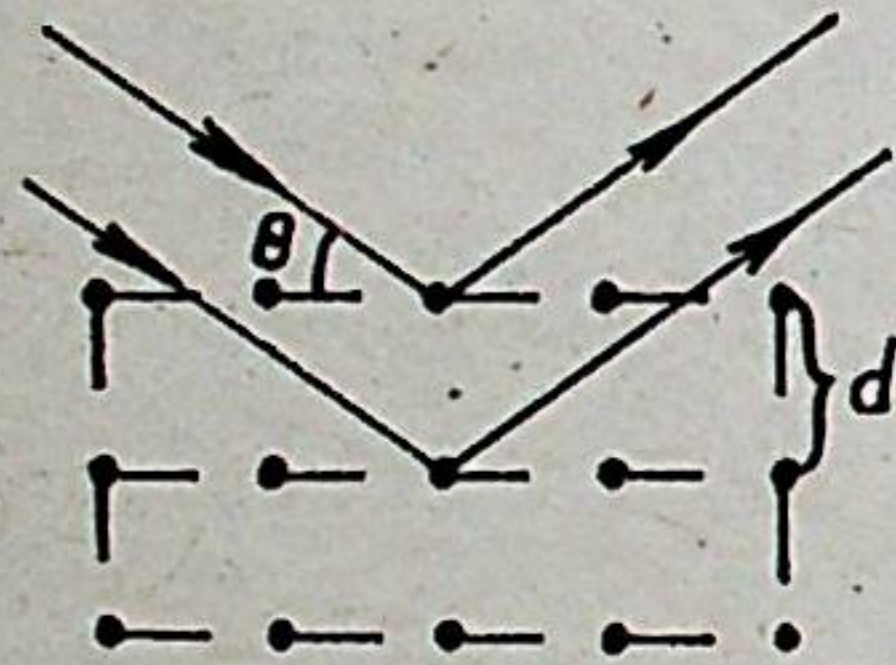
16-сүрөт



алыс жайгашат. Дифракция торчосу ак жарыкты спектрге ажыратат, андыктан ал спектралдык приборлордун түзүлүшүндө колдонулат. Толкун узундугу канчалык чоң болсо, ага туура келүүчү максимум борбордук максимумдан ошончолук алыс жайгашат. Мисалы, спектрдин кызыл-көк сызгы борбордук максимумга эң жакын жайгашат. Ар бир маанисине өзүнүн спектри туура келет. Торчонун мезгили белгилүү болсо, (12)-формуланы пайдаланып, берилген дифракция бурчтары үчүн жарыктын толкун узундугун так ченөөгө болот.

### § 9. Рентген нурларынын дифракциясы

1912-жылы окумуштуулар М. Лауэ, В. Фридрих жана П. Книппинг тарабынан рентген нурларынын дифракцияга жөнөмдүүлүгү изилденип, эксперименттер жүргүзүлгөн. Ал эксперименттер кристаллдарда өткөрүлгөн. Тоскоолдуктардын ролун үч ченемдүү кристаллдык мейкиндик торчосунун түйүндөрүндөгү атомдор жана иондор аткарган. 17-сүрөттө торчонун атомдору жана иондору чекит менен белгиленген.



17-сүрөт

Кристаллга түшкөн рентген нурлары ар кайсы атомдук (иондук) тегиздиктерден чагылат. Чагылган нурлар өз ара когеренттүү болот жана алардын кошулушунун натыйжасында рентген нурларынын интерференциясы байкалат.

Рентген нурлары үчүн кристаллдагы дифракциянын максимумдарынын пайда болуу шарты

$$2d \sin \theta = K \lambda$$

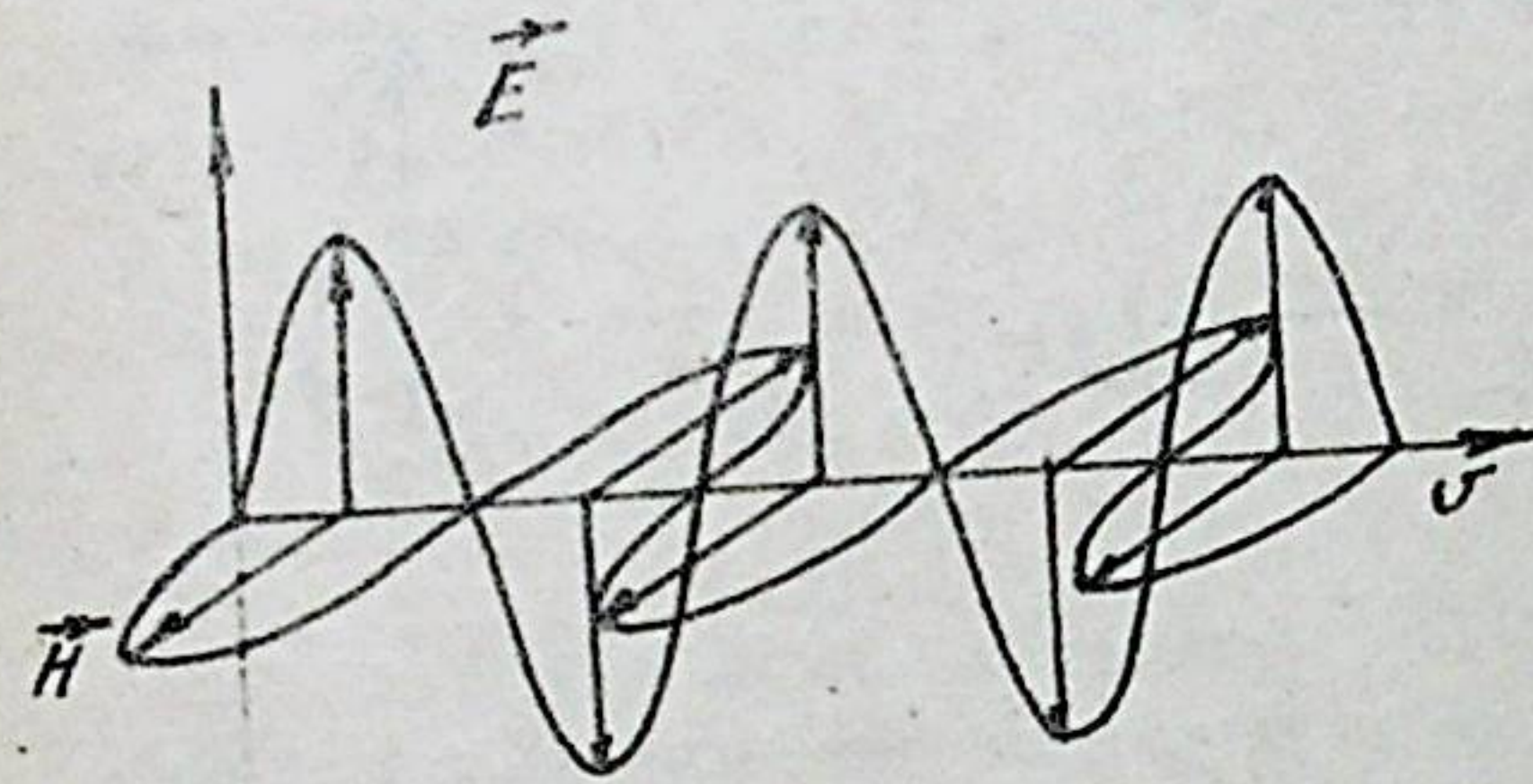
болот. Бул Вульф-Брэгг формуласы болуп эсептелет. Мында  $d$  - атомдук тегиздиктердин ортосундагы аралыгы,  $\lambda$  - рентген нурларынын толкун узундугу,  $K$  - спектрдин катар номери,  $\theta$  - жылбышуу бурчу, ал атомдук тегиздик менен түшүү нурунун ортосундагы бурчка барабар. Эгерде рентген нурлануусунун толкун узундугу белгилүү болсо, анда Вульф-Брэггдин формуласын пайдаланып, кристаллдын түзүлүшүн мүнөздөөчү атомдук тегиздиктердин ортосундагы  $d$  - аралыкты табууга болот. Бул методго рентгенструктуралык

анализ негизделген.

Мына ошентип, биз жарыктын интерференциясын жана дифракциясын толкун оптиканын жардамы менен карап чыктык. Толкун оптиканын теориясы геометриялык оптикага караганда жалпы жана так теория болуп саналат. Кээ бир оптикалык түзүлүштөрдүн иштөө принцибин геометриялык оптиканын негизинде да түшүндүрүүгө болот, бирок чындыгында жарыктын толкундук теориясы гана оптикалык приборлордун ажыратуу жөндөмдүүлүгүнүн ченинин себептерин түшүндүрө алат.

### § 10. Жарыктын поляризациясы. Табигый жана поляризацияланган жарык

Жарык - деп биз адамдын көзү көрүүчү толкун узундугунун ( $3,9 \cdot 10^{-7} - 7,7 \cdot 10^{-7}$  м) интервалындагы, электромагниттик толкундарды айтабыз. 18-сүрөттө жарык электромагниттик толкунунун



18-сүрөт

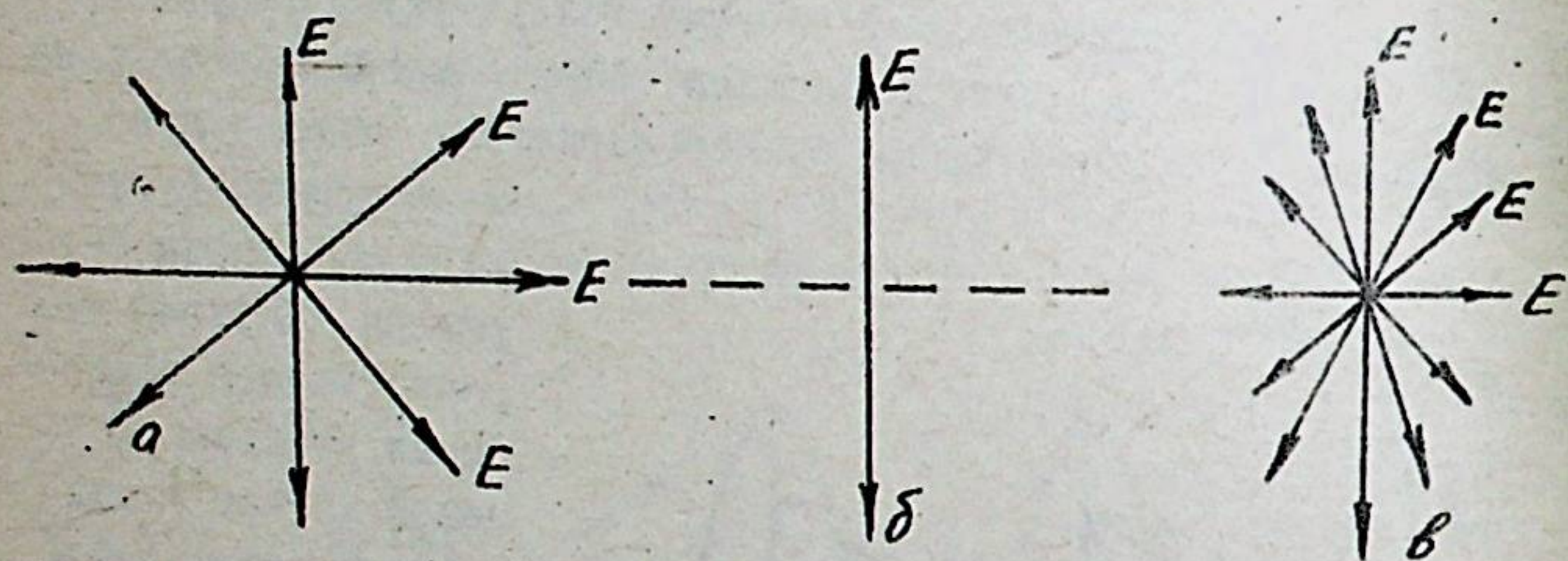
жарагылышын түшүндүрүүчү график берилген. Табигый жарыкта электр талаасынын чыналышы  $\vec{E}$  менен магнит талаасынын чыналышынын  $\vec{H}$  мезгилдүү термелүүлөрү толкундун таралуу багытына перпендикулярдуу келген багыттар боюнча болушат. Толкундун таралуу ба-

гытын көрсөтүүчү сызык жарыктын нуру деп аталат (18-сүрөттө ал  $\vec{z}$  багыты менен дал келет). Бир тектүү чөйрөдө табигый жарык булагынан чыккан  $\vec{E}$  жана  $\vec{H}$  векторлорунун термелүүлөрү бардык багыттар боюнча бирдей болот (19, а-сүрөт). Сиздер көңүл буруп карап көрүңүздөрчү, 19 а, б, в-сүрөттөрдө жарык толкундарынын термелүүсү электр талаасынын талаасынын  $\vec{E}$  чыналышы менен гана белгиленген. Эмне үчүн мындай? Анткени, көздүн торчосуна же фотосөмүлсаяга жарык толкунунун электр талаасы гана таасир этери агайын көрүлгөн эксперименттер аркылуу далилденген.



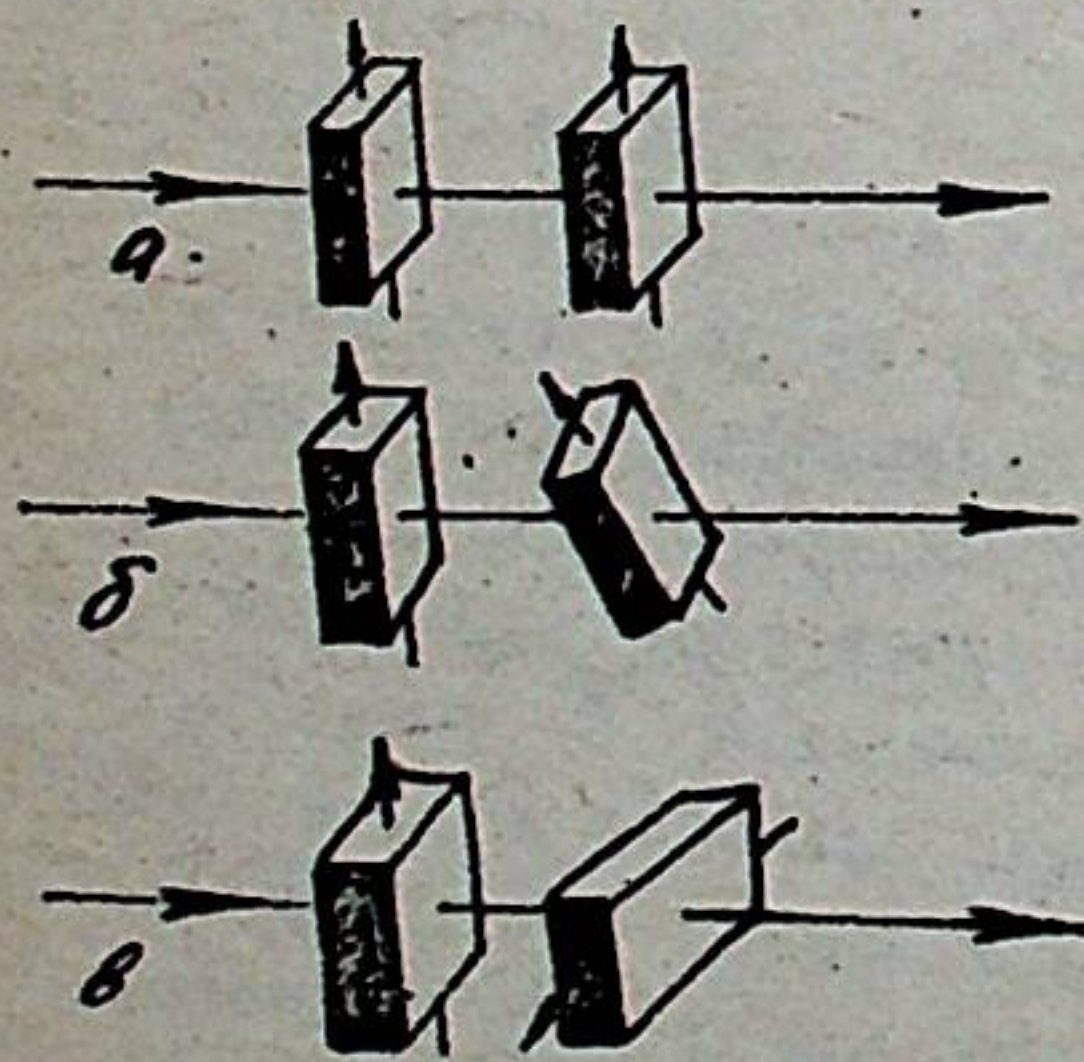
Ага караганда магнит талаасынын чыңалышынын таасири дээрлик аз болуп чыккан. Мына ушуга байланыштуу жарык толкунунда термелүүнүн багыты бир гана электр талаасынын чыңалышынын термелүүсүнүн багыты аркылуу чагылдырылат.

Жарыктын электромагниттик теориясы боюнча, ал туурасынан көткөн электромагниттик толкун болуп эсептелет. Бирок бул ойду далилдеш үчүн көп сандаган эксперименттер жүргүзүлгөн. Бул эксперименттердин көпчүлүгү жарыктын анизотропиялуу чөйрө - кристалл аркылуу өтүшүн байкоо менен далилденген. Турмалин (жашыл түстөгү тунук кристалл) кристаллынын эки бирдей тик бурчтуу пластинкаларын алып (20-сүрөт), алар аркылуу жарык агымын өткөзөбүз. Би-



19-сүрөт

ринчи пластинкага күндүн же электр лампочкасынын жарык агымын тик багыт боюнча жиберсек, анда пластинкадан чыккандан кийин, жарык поляризацияланган болот.



20-сүрөт

Жарыктын поляризациясы деп жарык толкунунун термелүүсүнүн уюлдануу кубулушун айтабыз. Поляризациялоо даражасына ылайык: жарыктын толук жана толук эмес поляризациясы байкалат. Жарык бөлгилүү бир гана тегиздикте термелүү жасаса толук поляризацияланган болот (19 б-сүрөт). Толук эмес поляризацияланган жарык толкундарынын

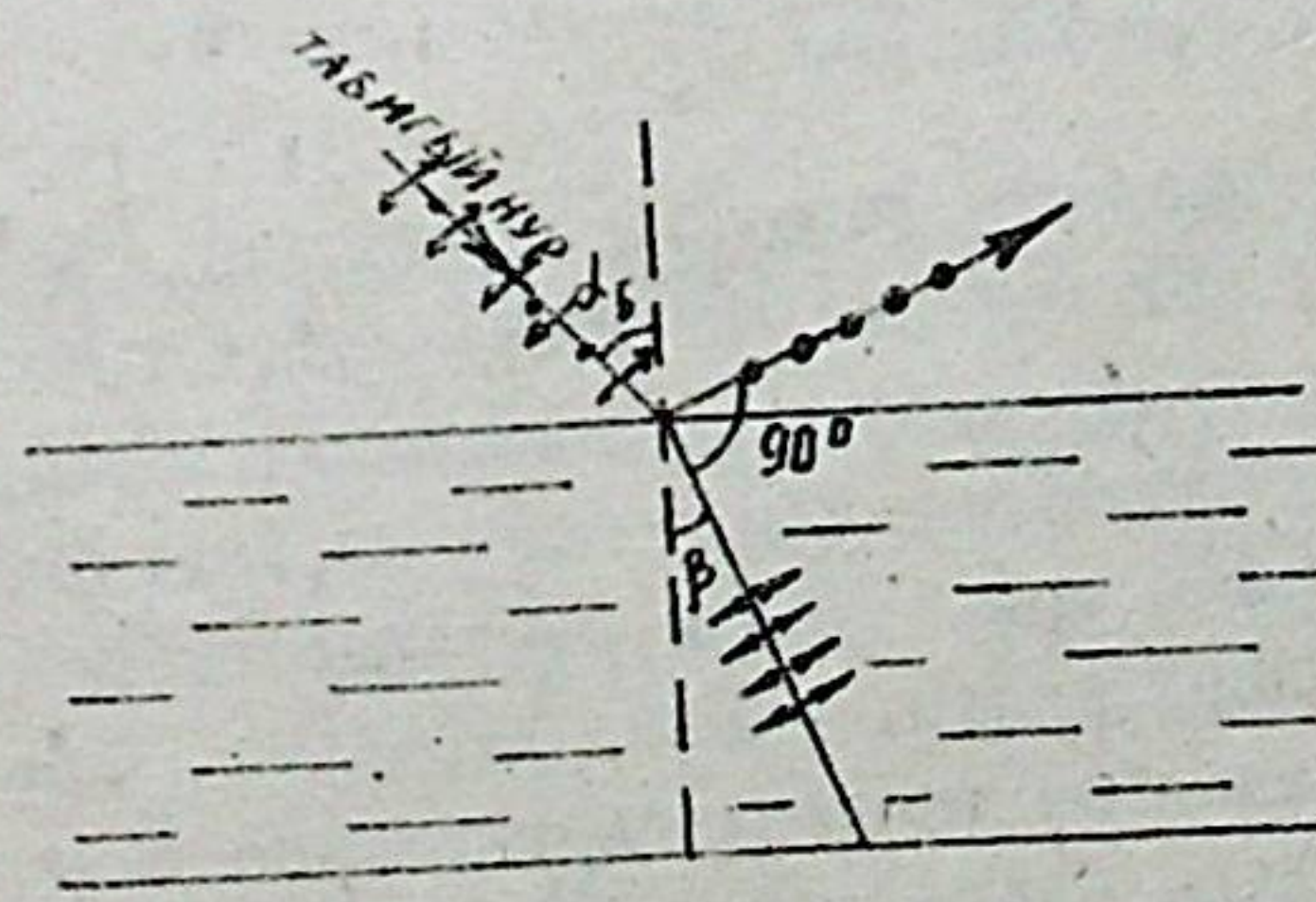
ермелүүсүндө артыкчылык кылган багыт байкалат (19 в-сүрөт). Адамдын көзү поляризацияланган (уюлданган) жарыкты сезүүгө мүмкүнчүлүгү жок. Андыктан, турмалиндин биринчи пластинкасынан чыккан жарыктын поляризация даражасын аныкташ үчүн экинчи турмалин пластинкасы колдонулат. Демек, биринчи пластинка поляризатор (P), ал эми экинчи пластинка анализатор (анализдегич) (A) кызмат аткарат. Эгерде биринчи пластинканы кыймылсыз калтырып, экинчисин айландыра баштаса (20-сүрөт), анда экранда жарыктын интенсивдүүлүгүнүн өзгөрүлүшү байкалат. Кристаллдардын октору бирдей багытталган учурда эки пластинкадан өткөн поляризацияланган жарык максималдуу интенсивдүүлүккө ээ. Минималдуу интенсивдүүлүк (жарык өтпөй калат) кристаллдардын октору бири-бирине перпендикуляр болушканда байкалат (20 в-сүрөт). Бул учурда жарык толугу менен экинчи кристаллда жутулат. Эксперименттин жыйынтыгын эки божомолдоонун негизинде түшүндүрүүгө болот:

- 1) жарык туурасынан таралуучу толкун;
- 2) турмалиндин кристаллы жарык толкундарынын бөлгилүү бир тегиздиктеги термелүүлөрүн өткөрүүгө жөндөмдүү.

Мына ошентип, турмалин кристаллы табигый жарыкты поляризацияланган жарыкка айландырат. Поляризацияланган жарыкты алуунун башка да ыкмалары бар. Алар менен биз кийинки параграфтарда таанышабыз.

## § II. Жарыктын чагылудагы поляризациясы

Эксперименттин көргөзүүсү боюнча түшүү бурчу нөлдөн айырмаланган табигый жарыктын нуру эки диэлектриктин чегине түшкөндө, андан пайда болгон чагылган нур менен сынган нур толук эмес поляризацияланган болуп чыгат. Чагылган нур жарык толкунунун термелүүчү жарыктын түшүү тегиздигине перпендикуляр багытында болот. Жарыктын түшүү тегиздигине перпендикуляр ба-



21-сүрөт



гыгы чекит менен белгиленген жарык толкунунун  $\vec{E}$  векторунун термелүүлөрү  $2I = \text{сүрөттө чекит жана эки жактуу жебө менен көрсөтүлгөн}$ . Сынган нурларда жарыктын термелүүсү анын түшүү тегиздигине параллелдүү болот. Поляризациянын даражасы түшүү бурчуна көз каранды. Түшүү бурчу кайсы бир  $\alpha_5$  мааниге ээ болгондо, чагылган нур менен сынган нурдун ортосундагы бурч  $90^\circ$  барабар болот,  $\alpha_5$  - түшүү бурчу - Брюстер бурчу деп аталат. Бул учурда чагылган нур толук поляризацияланган болот. ( $\vec{E}$  векторунун термелүүсүнүн бир гана багыты калат), ал эми сынган нурдун поляризация болуу деңгээли жогорулаган менен, баары бир толук эмес поляризацияланган болуп кала берет.

Брюстер (1915-ж.) закону боюнча: толук поляризация бурчунун тангенсин нурду чагылдыра турган чөйрөнүн салыштырма сынуу көрсөткүчүнө барабар:

$$\text{tg } \alpha_5 = n_{21}$$

Ар кандай диэлектриктер үчүн Брюстер бурчу ар кандай болот, бирок чагылган нур толук поляризацияланган болуш үчүн, чагылган жана сынган нурлар ар дайым бири-бирине перпендикуляр болуш керек. Мисалы, айнек үчүн  $\alpha_5 = 57^\circ$ .

Демек, жарыктын сынуу закону боюнча:  $n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$  барабар.  $2I = \text{сүрөттөн сынуу бурчун } \beta = 90 - \alpha_5$  экенин табабыз.

Мындан:

$$n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha}{\sin (90 - \alpha_5)}$$

$$n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha_5} = \text{tg } \alpha_5$$

Жарыктын чачыроодогу жана чагылудагы поляризациясы жарык толкундарынын туурасынан таралышында далилдейт.

## § 12. Нурдун көш сынуусу

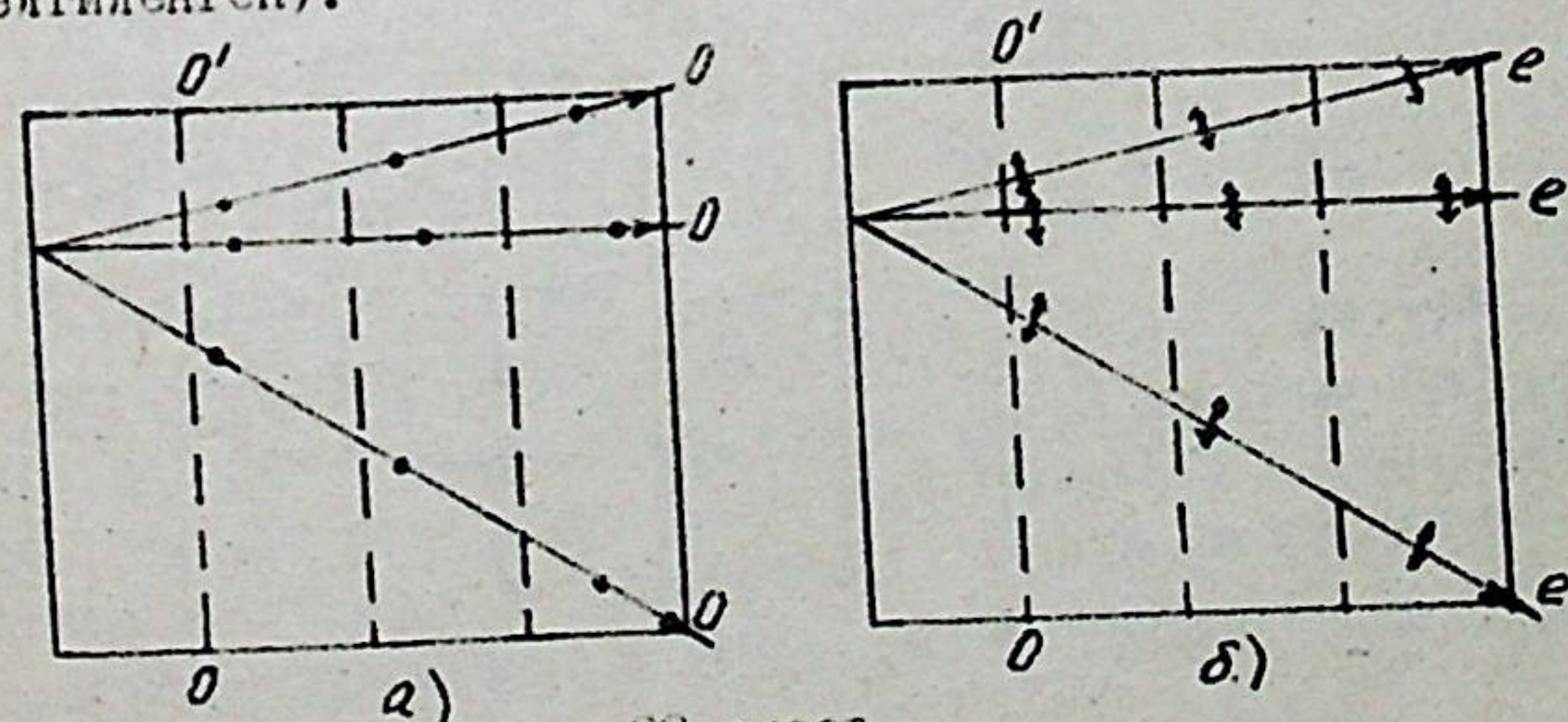
Жарык толкундарынын туурасынан таралышы эксперимент жүзүндө жарыктын анизотропиялуу зат (чөйрө) аркылуу өтүшүн байкоо менен далилденген. Анизотропиялуу зат деп физикалык, механикалык, оптикалык, магниттик, электрдик жана башка касиеттери ар түрдүү багытта бирдей болбогон кристаллдык түзүлүштөгү катуу заттар аталат. Кварц, исландия шпаты, слюда, турмалин, айнектин көз бир түрлөрү, жасалма (табигый эмес) чайырлар жана башка заттар миндай заттардын мисалдары болуп эсептелинет. Анизотропиялуу кристаллдардын сынуу көрсөткүчтөрү ар түрдүү багыттарда  $n_x = \sqrt{\epsilon_x}$ ,  $n_y = \sqrt{\epsilon_y}$ ,  $n_z = \sqrt{\epsilon_z}$  ар кандай болот, себеби кристаллдын

түзүлүшүнө ылайык анын электрдик касиеттери да бирдей эмес. Мында  $\epsilon$  - заттын диэлектрдик өткөргүчтүгү.

Анизотропиялуу заттар өзүнө түшкөн жарык толкунун экиге бөлүү касиетине ээ, бул касиет нурдун көш сынуу кубулушу деп аталат. Эки толкундун бири кадимки (O) толкун деп, ал эми экинчиси кадимки эмес (e) толкун деп аталат. Кадимки жана кадимки эмес толкундардын ар түрдүү багыттардагы фазалык ылдамдыктары бирдей эмес, бул толкундар өз ара перпендикулярдуу тегиздиктерде поляризацияланат.

Жарыктын анизотропиялуу чөйрөдөн өтүшү Максвеллдин электромагниттик теориясынын негизинде түшүндүрүлөт. Жарык толкуну кристаллдык түзүлүштөгү катуу заттан өткөндө, анда мезгилдүү өзгөрүү поляризациялык ток пайда болот. Поляризацияланган ток кристаллдагы заряддалган бөлүкчөлөрдүн мезгилдүү жылышуусунан келип чыгат. Кристаллдын анизотропиялуу касиетинин негизинде токтун чоңдугу ар түрдүү багыттар боюнча бирдей эмес мааниге ээ болот. Электр талаасынын  $\vec{E}$  чыңалышынын термелүүсүнүн ар түрдүү багыттарынын арасынан кристалл аркылуу коромжусуз поляризация тогунун минималдуу маанисине туура келүүчү гана багыттары өтөт.

Демек, кристаллдан өтүп чыккан жарык толкунунун термелүүлөрү уюлданып, жарык поляризацияланган болот. Мына ошентип, структурасы бир тектүү эмес кристаллдан өткөн жарыктын нуру өз ара перпендикулярдуу багыттарда толук поляризацияланган эки нурга бөлүнөт. Кадимки (O) деп аталган жарыктын термелүү тегиздиги ар дайым кристаллдын негизги оптикалык огуна перпендикулярдуу болот (22 а-сүрөттө жарык толкунунун термелүү багыты чекит менен белгиленген).



22-сүрөт



Кристаллдан өтүү учурунда кадимки нурдун кайси багытын алсак да, алардын термелүүсү ар качан кристаллдын оптикалык  $00_1$  - огуна перпендикулярдуу болот. Ошондуктан кадимки нур кристаллда ар түрдүү багыт боюнча бирдей ылдамдык менен таралат, ал эми сынуу көрсөткүчү турактуу болот:

$$n_o = \frac{c}{v} = const$$

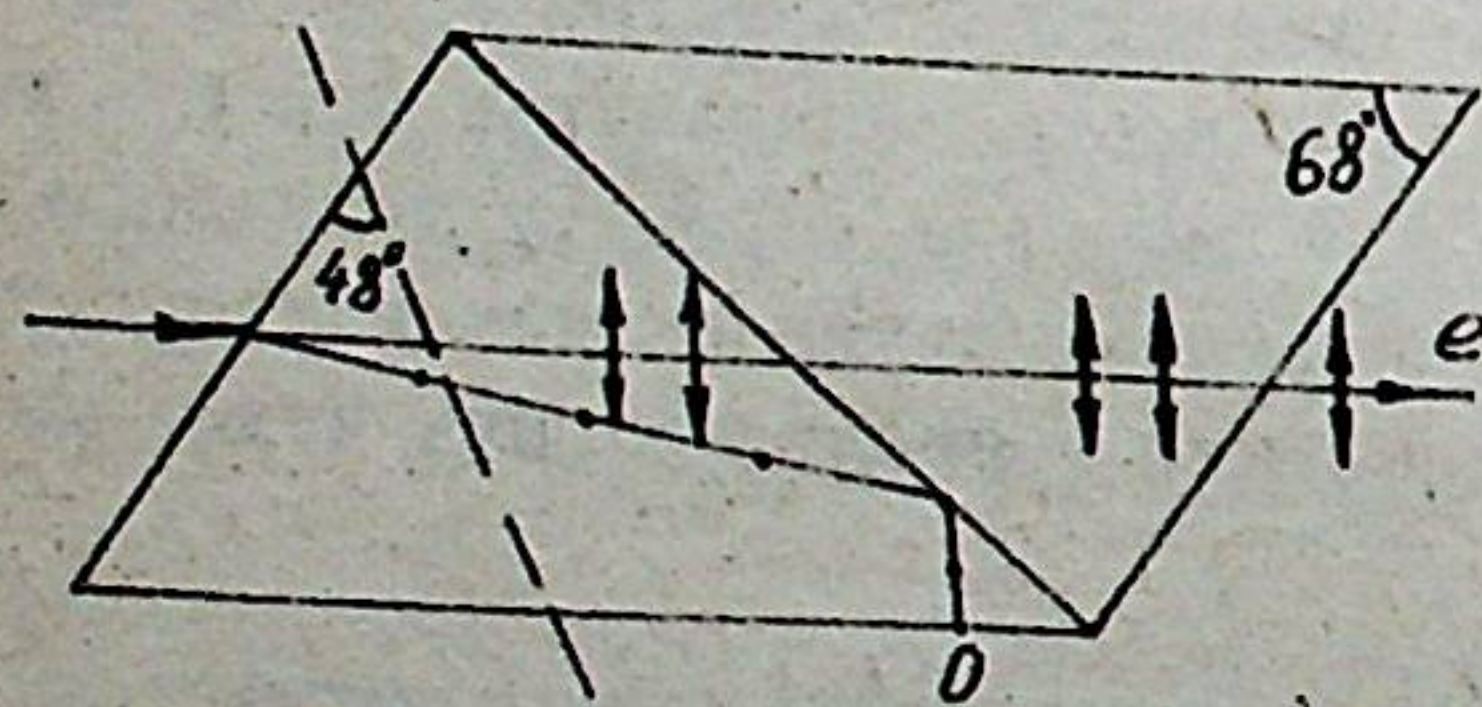
Кадимки эмес жарыктын ( $e$ ) термелүү тегиздиги кристаллдын негизги оптикалык тегиздигине туура келет. Кадимки эмес нурлардын термелүү багыттары 22. б-сүрөтүндө эки жактуу жебелер менен белгиленген. Бул сүрөттө көрсөтүлгөндөй ар түрдүү багыттагы кадимки эмес жарыктын термелүүлөрү кристаллдын оптикалык огу менен ар кандай бурчтарды түзөт, андыктан кадимки эмес нурлардын ылдамдыктары ар түрдүү багыт боюнча бирдей эмес:

$$n_e = \frac{c}{v_e} \neq const$$

себеби  $v_e \neq const$

Кадимки эмес жарык үчүн сынуу көрсөткүчүнүн чоңдугу турактуу эмес. Кадимки жана кадимки эмес жарыктардын сынуу көрсөткүчтөрү тең болбогондуктан, алар анизотропиялуу чөйрөдө бирдей эмес сынууга аргасыз болуп, эки бөлүнүп жана эки башка багытта таралат (23-сүрөт).

Кээ бир кристаллдарда эки нурдун бири көбүрөөк жугулат, бул кубулуш - дихроизм деп аталат. Мисалы, турмалин кристаллында

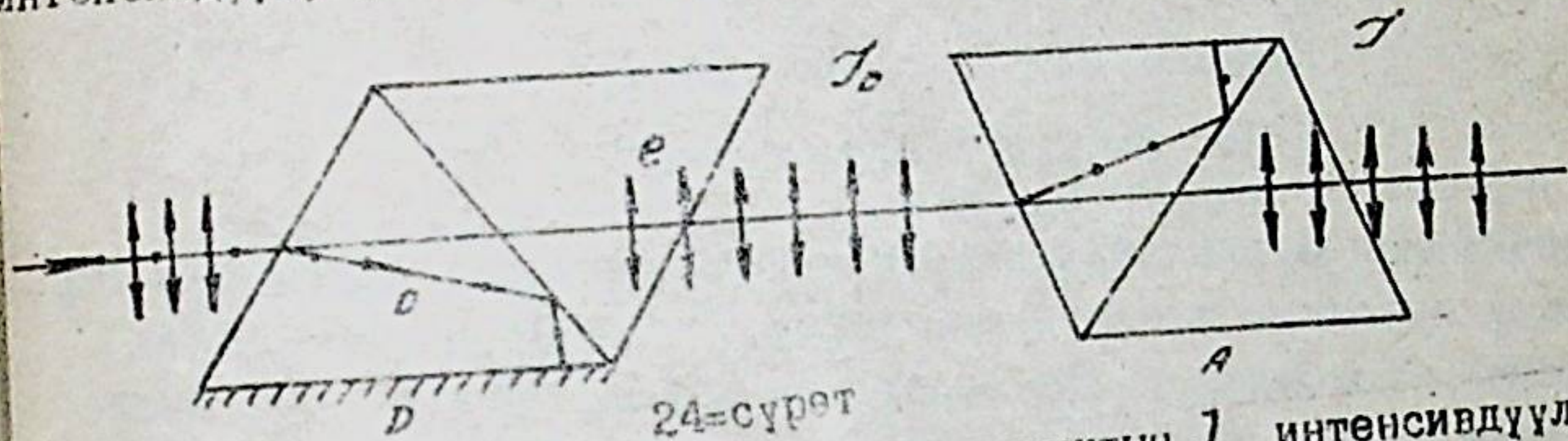


23-сүрөт

кадимки жарык 1 мм аралыкта эле дээрлик толук жугулуп кетет. Нурдун көш сынуу кубулушу кубсистемага тиешелүү кристаллдардан башка бардык тунук кристаллдарда байкалат. Бул кубулуш жогоруда айтылгандай, кристаллдардын анизотропия касиеттери аркылуу түшүндүрүлөт.

Дихроизм кубулушуна негизделген поляризациялык түзүлүш поляроид деп аталат. Поляроид бул целлулоидге капталган бирдей ориентацияланган герапатит кристаллдарынын жука (0,1 мм) пленкасы. Поляроид уюлданбаган (табигый) жарыкты сызыктуу поляризацияланган жарыкка айландырат. Турмалин боюнча жүргүзүлгөн экс-

периментти поляроид менен да жүргүзүүгө болот. Эгерде табигый жарыктын агымы тик багыт боюнча поляризаторго ( $P$ ) жиберсе, анда жарык бир аз жугулуп андан интенсивдүүлүгү  $J_0$  барабар болгон толук поляризацияланган жарыкка айланат (24-сүрөт). Эгерде ушул эле нурду поляризаторго параллель болгон так эле ушундай пластинка - анализдегич аркылуу өтүшүн камсыз кылса, анда анализдегичтен экинчи жолу поляризацияланчп чыккан жарыктын  $J$  интенсивдүүлүгү Малюс закону боюнча аныкталат:



Малюс закону - анализдегичтен чыккан жарыктын  $J$  интенсивдүүлүгү поляризатордон чыккан жарыктын  $J_0$  интенсивдүүлүгүнө жана поляризатор менен анализдегичтин негизги оптикалык тегиздиктеринин ортосундагы бурчтун косинусунун квадратына түз пропорциялуу болот.

Оптикалык өкүр бири-бирине параллель болгондо ( $\alpha = 0, \cos^2 \alpha = 1$ ) жарыктын интенсивдүүлүгү максималдуу мааниге ээ болот  $J = J_0$ . Өкүрдүн ортосундагы бурчту чоңойткон сайын жарыктын интенсивдүүлүгү азаят. Качан өкүр бири-бирине перпендикуляр болуп, ортосундагы бурч  $90^\circ$  ка ( $\alpha = 90^\circ, \cos^2 \alpha = 0$ ) барабар болгондо, жарык толугу менен анализатордо жугулат, жарыктын интенсивдүүлүгү нөлгө барабар болот.

Бул эксперименттер өз алдынча жарыктын туурасынан таралуучу толкун экендигин далилдейт. Кээ бир кристаллдык катуу заттар (мисалы, кварц), таза суюктуктар (скилидар, никотин сыяктуу) жана кээ бир заттардын эритмелери (мисалы, канттын эритмеси) поляризация тегиздигин айландырууга жөндөмдүү болушат. Мындай касиетке ээ болгон нерселер оптикалык активдүү заттар деп саналат. Эритмелерде поляризация тегиздигинин айлануу  $\varphi$  бурчу жарыктын эритмегеги өткөн  $l$  аралыгына жана заттын  $C$  концентрациясына пропорциялаш келет:

$$\varphi = [\alpha] l C$$

мында  $[\alpha]$  - турактуу сан. Бул формула ар түрдүү эритмелердин



концентрациясын аныктоо үчүн, мисалы кантты иштеп чыгаруу чак бачнылыгында колдонулат. Аталган кубулушка негизделген прибор сахариметр деп аталат.

Поляроиддерди бет маңдайда келе жаткан машинанын фарасын көз уялт учу таасирин жоюуга колдонууга болот. Поляризация эффектисинин мындан башка да колдонуулары бар, бирок маанилүү этабы болуп - жарык толкундарын туурасынан таралуучу толкун анын далилдеши эсептелет.

## НУРДАНУУНУН КВАНТТЫК ТАБИЯТЫ

### § 13. Жылуулук нурдануусу

Электромагниттик нурдануунун кенири таралган түрлөрүнүн бири жылуулук нурдануусу болуп эсептелет. Жылуулук нурдануу ички энергиянын эсебинен пайда болот. Ал заттын энергиясынын азайышына жана заттын температурасынын төмөндөшүнө байланыштуу. Бул нурдануу түздөн-түз заттын атомдорунун жана молекулаларынын жылуулук кыймылына тиешелүү, андыктан жылуулук нурдануусу нерселерде нөл Кельвинден башка бардык температураларда өтүүгө мүмкүн.

Нерсенин температурасы канчалык жогору болсо, атомдор ошончолук тез кыймылда болушат. Тез кыймылдагы атомдор бири-бири менен кагылышканда, алардын кинетикалык энергиясынын бир бөлүгү ички энергияга айланат, атомдор дуулүгүшөт жана кандайдыр бир убакытта жарык чыгарышат.

Нерсенин кызаткан сайын нурдануунун интенсивдүүлүгү эле эмес анын спектрдик составы дагы өзгөрүлөт. Мисалы, муздак нерселер көзгө көрүнбөгөн инфракызыл нурларын бөлүп чыгарат. Адамдын денеси үзгүлтүксүз 100 Ваттка жакын электромагниттик энергия нурдантып турат. Нерсени кызатка берсек инфрасары=кызыл, сары жана башка түстөгү жарык толкундары пайда болот. Абдан жогорку температурага чейин кызатылган нерселерде жаркыроо жөндөмдүүлүгү пайда болот, башкача айтканда жарыктын жети түсүнөн турган үзгүлтүксүз спектрдеги ак жарык пайда болот. Нерсени андан ары кызатка берсе ал көзгө көрүнбөгөн ультра кызгылт-көк нур бөлүп чыгара баштайт.

Эми биз ушул кубулушка аныктама берели: Ички энергиянын эсебинен ар кандай нерселердин электромагниттик толкундарын нурдантышы жылуулук нурдануусу деп аталат. Бул чондук температура

нын жана нурдун толкун узундугунун функциясы болуп саналат. Нерсенин жылуулук нурдануусу төмөнкү чондуктар менен мүнөздөлөт.

1. Нурдануу энергиянын агымы - бирдик беттен убакыт бирлигинде нурданган энергия ( $\Phi$ ),
2. Нерсенин нурдантуу жөндөмдүүлүгү  $E_{\nu,T}$  деп, бирдик беттен берилген температурада  $\nu$  - дан баштап,  $\nu+d\nu$  интервалында нурданган энергиянын  $d\nu$  - жыштык интервалына болгон катышын айтабыз:

$$E_{\nu,T} = \frac{dW_{нур}}{d\nu}, \quad Дж \cdot с.$$

3. Энергетикалык жаркыроо же нерсенин толук интегралдык нур чыгаруу жөндөмдүүлүгү  $R_{\nu}$  - деп, бирдик беттен, бирдик убакыт ичинде нөлдөн баштап чексиздикке чейинки жыштык интервалындагы бөлүнүп чыккан электромагниттик толкундардын толук энергиясына барабар чондук айтылат.

$$R_{\nu} = \int_0^{\infty} E_{\nu,T} d\nu \quad (13)$$

мында  $E_{\nu,T}$  - нерсенин нурдантуу жөндөмдүүлүгү.

4. Нерсенин жутуу жөндөмдүүлүгү  $A_{\nu,T}$  деп, бирдик бет жуткан жарык энергиясынын  $dW_{жут}$  берилген температурадагы жана толкун узундугундагы түшкөн энергиянын агымына болгон катышы эсептелинет.

$$A_{\nu,T} = \frac{dW_{жут}}{W}$$

$A_{\nu,T}$  - чондугу нерсенин тегине жараша болуп, нөлдөн баштап бирге чейинки маанилерге ээ болгон дурус бөлчөк болуп саналат.

$A_{\nu,T}$  - ченемсиз чондук. Эгер нерсе ага түшкөн нурлардын бардыгын сиңирип жутуп алса,  $A_{\nu,T} = 1$ . Бул анын эң чоң мааниси болот. Мындай нерсе абсолюттук кара нерсе деп аталат. Ал эми түшкөн нурлардын бардыгы толук чагылса, анда ал нерсенин жутуу жөндөмдүүлүгү эң кичине маани - нөлгө ээ болот. Чыныгы (реалдуу) нерселердин жутуу жөндөмдүүлүгү ар дайым бирден кичине ( $A_{\nu,T} < 1$ ) болот, бирок аларды абсолюттук кара нерсе деп эсептөөгө болбойт. Чыныгында, иш жүзүндө абсолюттук кара нерселер болбойт, бул идеализацияланган физикалык түшүнүк. Сментсе да, кээ бир нерселердин, мисалы, кара баркиттин ( $A_{\nu,T} = 0,99$ ), көөнүн ( $A_{\nu,T} = 0,98$ ) жутуу жөндөмдүүлүктөрү бирге жакын мааниге ээ болгондуктан буларды абсолюттук кара нерсе деп эсептешет. Жутуу жөндөмдүүлү-



гү бирден аз нерселерди, мисалы ак кагазды ( $A_{\nu, T} = 0,25$ ), сууну ( $A_{\nu, T} = 0,62$ ) жана башкаларды физикада боз нерселер деп аташат.

Жылуулук нурдануу закондорун туура түшүнүү, аларды изилдөө үчүн абсолюттук кара нерселер жөнүндөгү түшүнүктүн теориялык мааниси абдан чоң.

Абсолюттук кара нерсенин модели болуп, капталдары тунук эмес көндөйдүн кичинекей көзөнөгү саналат, анткени бул көзөнөктөн өтүп көндөйдүн ичине кирген нур бир нече жолу капталынан чагылгандан кийин толугу менен жутулат.

#### § 14. Абсолюттук кара нерселер.

Жылуулук нурдануу закондору.

Нерсенин нурдантуу жана жутуу жөндөмдүүлүктөрүнүн өз ара байланышы Кирхгофтин закону (1859) аркылуу аныкталат. Кирхгофтин закону боюнча: нурдантуу жөндөмдүүлүгүнүн жутуу жөндөмдүүлүгүнө болгон катышы нерсенин жаратылышына көз каранды болбойт жана бардык нерселер үчүн универсалдуу болгон толкун узундугунун жана температуранын функциясы болуп саналат

$$\frac{E_{\nu, T}}{A_{\nu, T}} = \epsilon_{\nu, T} = f(\nu, T) \quad (14)$$

Бул функциянын физикалык маанисин түшүндүрүү үчүн кандайдыр бир абсолюттук кара нерсе берилсин дейли ( $\epsilon_{\nu, T} = f(\nu, T)$ ). Анда 14-формуладагы бөлчөктүн бөлүмү бирге барабар болот жана катыштарды төмөндөгүдөй жазабыз:

$$E_{\nu, T} = \epsilon_{\nu, T}$$

Бул жерде  $\epsilon_{\nu, T}$  - абсолюттук кара нерсенин нурдантуу жөндөмдүүлүгү ал нурдануунун толкун узундугунун температурадан болгон көз карандылык (функциясы). Мына ошентип, Кирхгоф законун бардык нерселердин нурдантуу жана жутуу жөндөмдүүлүктөрү бирдей болбойт, бирок алардын катыштары бардык нерселер үчүн турактуу болуп, берилген толкун узундугу жана температурасы үчүн абсолюттук кара нерсенин нурдантуу жөндөмдүүлүгүнө барабар деп окууга болот.

Демек  $A_{\nu, T}$  абсолюттук кара нерселер үчүн эң жогорку мааниге жетээри, ал эми боз нерселер үчүн (абсолюттук кара эмес) кичине маанилерге ээ болоору көрүнүп турат.

Кирхгофтин закону туюк системалар үчүн аткарылат. Жылуулук нурдануусу нур чыгарган зат менен тең салмактуулукта болсо ала

турган жалгыз гана нурдануу болуп саналат. Башка нерселер өзү нурдантып жатып, ошол эле учурда айлана-чөйрөсүндөгү башка нерселер чыгарган нурдун кандайдыр бир бөлүгүн өзүнө сиңирип турат.

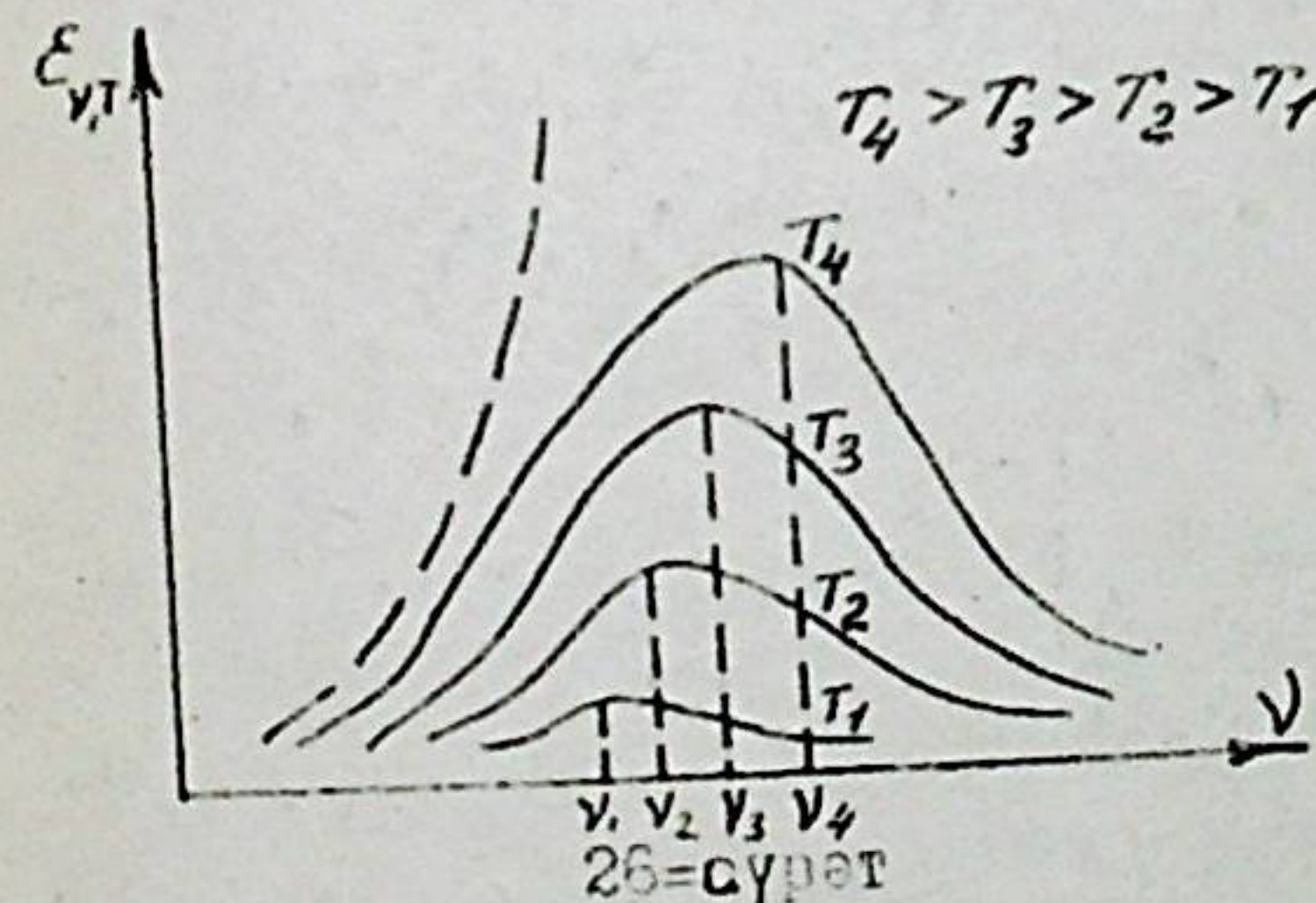
Стефан=Больцман закону.

Д.Стефан (1879) эксперименттик жол менен, Л.Больцман (1884) термодинамика методун колдонуп теориялык жол менен абсолюттук кара нерселердин нурдантуу жөндөмдүүлүгүнүн температурага болгон көз карандылыгын изилдеп, закон ачышкан. Ал Стефан=Больцман закону деп аталган: Абсолюттук кара нерсенин бирдик бетинен убакыт бирдиги ичинде нурданган электромагниттик толкундардын энергиясынын суммасы, абсолюттук температуранын төртүнчү даражасына пропорциялаш

$$R = \sigma T^4$$

бул жерде  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$  - Стефан=Больцман турактуулугу.

Вин закону. Абсолюттук кара нерсенин нурдантуу жөндөмдүүлүгүнүн  $\epsilon_{\nu, T}$  берилген температурадагы нурдун жыштыгына  $\nu$  болгон көз карандылыгы абсолюттук кара нерсенин нурдануу спектриндеги энергиянын бөлүштүрүлүшүн мүнөздөөчү функция. Аталган функция  $\epsilon_{\nu, T} = f(\nu)$  26-сүрөттө көрсөтүлгөндөй үзгүлтүксүз ийри сызык аркылуу сүрөттөлөт.



Бул графиктеги ийри сызык жана абсцисса огу менен чектелген аянтчанын чоңдугу берилген температурадагы абсолюттук кара нерсе нурданган электромагниттик толкундарынын толук энергиясына барабар. Берилген графиктен төмөнкүдөй натыйжа келип чыгат.

1. Абсолюттук кара нерсе нурданган энергия спектр боюнча тең эмес бөлүштүрүлгөн. Себеби графикте абсолюттук кара нерсенин кичине жыштыктагы жана чоң жыштыктагы нурданган энергияларынын мааниси абдан кичине экендиги көрсөтүлгөн.

2. Нерсенин температурасы жогорулаган сайын нурдантуу жөндөмдүүлүгү жана анын максималдуу мааниси жыштыктин улам чоң маанисин көздөй жылат.



1893-жылы немец окумуштуусу В. Вин эксперименттик жол менен толкун узундугун ( $\lambda$  - нын температурадан болгон көз карандылыгын закон түрүндө аныктаган: абсолюттук кара нерсенин температурасы жогорулаган сайын нурдантуу жөндөмдүүлүгүнүн максимуму толкун узундугунун кыска жагын көздөй жылат

$$\lambda_{max} \cdot T = \nu$$

Бул жерде,  $\nu = 2,896 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ . Андан тышкары В. Вин эксперимент аркылуу кичине жыштыктагы абсолюттук кара нерсенин нурдантуу жөндөмдүүлүгүнүн нурдантуу жыштыгынын квадратына пропорциялаш ( $\epsilon_{\nu, T} \sim \nu^2 T$ ) экендигин далилдеген. Ал эми жыштыктын чоң маанилери үчүн В. Вин төмөндөгүдөй көз карандылыкты сунуш кылган:

$$\epsilon_{\nu, T} \sim \nu^3 e^{-a, \nu/T}$$

### § 15. Планктын кванттык гипотезасы жана Планктын формуласы

Өткөн кылымдын аяк ченинде окумуштуулар тарабынан абсолюттук кара нерсенин нурдануу спектриндеги энергиянын бөлүштүрүү закон ченемдүүлүктөрүн теориялык жол менен түшүндүрүүгө аракеттер жасалган. Жылуулук нурлануу кубулушун теориялык жол менен изилдөөгө коюлган аракеттердин физика илиминдеги мааниси абдан зор. Анткени, бул изилдөөнүн натыйжасында жылуулук нурдануунун кванттык мүнөзү ачылган.

1900-жылы Релей, ал эми 1906-жылы Д. Джинс термодинамиканын негизинде эмес, статистикалык физиканын негизинде

$$\epsilon_{\nu} = \frac{2\pi \nu^2}{c^2} K T$$

(15)

деген функцияны табышкан. Бул жерде  $K$  - Больцмандин турактуулугу,  $c$  - жарыктын вакуумдагы ылдамдыгы,

(15) ги туюнтма Релей - Джинс формуласы деп аталат, бул формула кичине жыштыктагы нурдануулар үчүн гана туура болот жана 26-сүрөттө пунктир сызык менен көрсөтүлгөн. Ал эми чоң маанидеги жыштыктарда тажрыйбанын жыйынтыктары (үзгүлтүксүз сызык) Релей-Джинс формуласынын жыйынтыктарынан кескин айырмаланат.

Релей - Джинс формуласында жыштык өскөн сайын абсолюттук кара нерсенин нурдантуу жөндөмдүүлүгү анын квадратына түз пропорциялаш болуп акырындап өсүп олтурат. Ал эми анын интегралдык нурдануу жөндөмдүүлүгү температуранын кайсы болбосун маа-

нисинде чексиздикке айланат. Релей - Джинстин формуласына ылайык абсолюттук кара нерсенин нурдантуу жөндөмдүүлүгүнүн чексиздикке умтулушу энергиянын сакталуу законуна, бардык жылуулук нурдантуу закондоруна жана экспериментке карама-каршы болуп чыкты. Стефан-Больцман закону боюнча ал абсолюттук температура-нын төртүнчү даражасына пропорциялаш өскөн чектүү чоңдук.

Релей - Джинс формуласын абсолюттук кара нерсенин нурдантуусунун спектрдик түзүлүшүн изилдөөгө колдонгондо, энергиянын сакталуу законуна карама-каршы турган, туура эмес жыйынтыкка алып келет. Жыштыктын нөлдөн чексизге ( $\nu \rightarrow \infty$ ) чейинки интервалында алынган эксперименттик жыйынтыктарга дал келген  $\epsilon_{\nu, T}$  функция-нын мааниси теориялык физиканын жардамы менен табылбаганы "ультракызгычтук кырбосу" деп аталат.

Релей менен Джинстин өз боюнча классикалык физиканын закондоруна ылайык кызылтанган нерсе электромагниттик толкундарды нурдантуунун натыйжасында үзгүлтүксүз түрдө энергияны жоготуп, абсолюттук нөлгө чейин муздашы керек. Бирок жылуулук нурдануу кубулушун изилдөөдө Релей менен Джинс экспериментке карама-каршы жыйынтыкка келишкен. Ошентип, теория менен эксперимент ортосунда карама-каршылык пайда болгон.

1900-жылы Кирхгоф функциясынын маанисине туура келген теориялык маанисин немец физиги Планк тапкан. Планктын гипотезасы боюнча электромагниттик толкундардын энергиясы  $1\epsilon, 2\epsilon, 3\epsilon, \dots, n\epsilon$  - деген айрым порциялар менен гана нурданат, таралат жана жугулат. Бул порция квант деп аталат, анын энергиясы нурдануунун жыштыгына пропорциялаш:  $\epsilon = h\nu$ , мында  $h$  - Планк турактуулугу.

Жылуулук нурдануунун кванттык мүнөзү жөнүндөгү ой жүгүртүүнүн негизинде, Планк абсолюттук кара нерселердин нурдантуу жөндөмдүүлүгү үчүн төмөндөгүдөй көз карандылыкты аныктаган:

$$\epsilon = \frac{2\pi h^2 c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda T} - 1} \quad (26)$$

бул жерде  $\lambda$  - толкун узундугу,  $T$  - термодинамикалык температура,  $c$  - боштуктагы жарык ылдамдыгы,  $K$  - Больцман турактуулугу,  $e$  - натуралдык логарифманын негизи.

Планктын бул формуласы (16) тажрыйбанык далилдөөлөр менен туура келет, ошондой эле мындан Вин, Стефан-Больцман закондору чыгарса болот. Стефан-Больцман законунун чыгарылышы көрсөтөлү



Мындайча айтканда (13) жана (16) формулалардын негизинде абсолюттук кара нерсенин интегралдык нурдантуу жөндөмдүүлүгүн чыгаралы. (16) формулага төмөндөгүдөй белги киргизели:

$$\chi = \frac{hc}{\lambda T} = \frac{B}{\lambda T} \quad \text{мында} \quad B = \frac{hc}{\lambda}, \quad 2\pi hc^2 = A$$

Анда

$$\lambda = \frac{B}{\chi T}, \quad d\lambda = -\frac{B}{T} \frac{d\chi}{\chi^2}$$

$$\epsilon = \int_0^\lambda \epsilon_\lambda d\lambda = \frac{AT^4}{B^4} \int_0^\infty \frac{\chi^3}{e^\chi - 1} d\chi = \frac{AT^4}{B^4} \frac{\pi^4}{15}$$

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

бул жерде  $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15 h^3 c^2} = 5,87 \cdot 10^{-8} \frac{BT}{M^2 K^4}$  Стефан-Больцман турактуулугу.

Планк формуласынан Вин законун да чыгарса болот. Бул жогорку окуу жайлары үчүн физика курсу китептеринде кеңири берилген.

Планк гипотезасы микродүйнөдөгү кубулуштарга классикалык физиканын закондорун колдонууга болбой тургандыгын көрсөтөт. Энергиянын жыштык боюнча бөлүнүшү эксперименттен белгилүү, ал боюнча Планк туруктуулугунун мааниси аныкталган

$$h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

Бул сан эң эле кичине болгондуктан классикалык физикада ал эч мааниге ээ болбойт.

Мына ошентип, жылуулук нурдануусу - теорияда жана тажрыйбада далилденген электромагниттик толкундардын кванттык-корпускулалык касиетине негизделген кубулуш болуп саналат.

Жылуулук нурдануу кубулушу негизинен оптикалык пирометрияда колдонулат. Бул метод кызытылган нерсенин спектрдик энергетикалык жаркырактыгынын температурага болгон көз карандылыгына (Вин законуна) негизделген жана жогорку температураларда өлчөөгө пайдаланылат.

Абсолюттук кара нерсенин пирометр менен өлчөнгөн температурасынын чыныгы температурасы болот. Башка учурлардагы аныкталган температура, абсолюттук кара нерсенин байкоо учурундагы температурасын мүнөздөп, жаркырактык температура деп аталат жана ал нерсенин чыныгы температурасынан дайыма кичине болот.

Кызытылган нерселердин жаркыраюосу жарык булактары катары пайдаланылат. Азыркы учурда бул кубулуш медицинада да колдонулат. Адамдын денеси бөлүп чыгарган инфракызыл нурданууну кабыл алуучу прибор - тепловизор деп аталат. Тепловизор (жылуулук те-

лекөрсөтүү) адамдын, жаныбарлардын организмде өтүүчү процесс-терди изилдөөгө жардам берет.

## § 16. Фотоэлектрик эффект.

XIX кылымдын акыркы жылдарына туура келген физикадагы эң чоң жетишкендиктердин бири болуп немец окумуштуусу Г.Герц тарабынан (1887-ж.) ачылган фотоэффект кубулушу эсептелинет. Алдын ала айтканда жылуулук нурдануу кубулушу сыяктуу фотоэффект кубулушундагы жарыктын кванттык касиетин далилдөөчү кубулуш болуп саналат. Г.Герцтин изилдөө иши орустун көрүнүктүү физиги А.Г.Столетов тарабынан кылдаттык менен улантылган. Ал фотоэффект жөнүндө омоктуу изилдөөлөрдү жүргүзүп, 1888-жылы анын законун ачкан. А.Г.Столетовдун тажрыйбалары мектептин окуу китептеринде толугу менен берилген (окуу адабияттарынан карасаныздар болот).

Фотоэффект кубулушу жалпысынан айтканда электромагниттик толкундардын зат менен өз ара аракеттешүүсүн мүнөздөйт. Мындайча айтканда жарыктын энергиясы заттын (суюк же катуу) электрондоруна берилет. Фотоэффект кубулушунун төмөндөгүдөй түрлөрү бар: 1) сырткы фотоэффект; 2) ички фотоэффект; 3) вентиль фотоэффекти.

Сырткы фотоэффект (фотоэмиссия) деп жарыктын таасири астында заттардан электрондордун бөлүнүп чыгуу кубулушу аталат.

Ички фотоэффект деп жарыктын таасири астында жарым өткөргүчтөрдүн же диэлектриктердин электр өткөрүмдүүлүгүнүн көбөйүү (фотоөткөрүмдүүлүк) кубулушу аталат.

Вентиль фотоэффектиси - жарыктын таасири астында металл менен жарым өткөргүчтөрдүн же түрдүү тектүү жарым өткөргүчтөрдүн ортосундагы чекте электркиймылдаткыч күчтүн пайда болушу.

Сырткы фотоэффект негизинен металлдарда байкалат. Ал 1887-жылы Г.Герц тарабынан байкалып, 1888-1890-жылдарда А.Г.Столетов, Ф.Ленард, Дж.Томпсон тарабынан толугу менен изилденген. Фотоэффект жөнүндө толугураак түшүнүк алыш үчүн, заттын бетинен жарык бөлүп чыгарган электрондордун саны эмнеден көз каранды болотургандыгын, ылдамдыгы же кинетикалык энергиясы эмне менен аныкталарын билүү керек. Ушул жана башка суроолорду чечүү үчүн А.Г.Столетов эксперименталдык изилдөөлөр жүргүзүп, төмөндөгүдөй жыйынтыкка келген:

I. Металлдын бетинен убакыт бирдиги ичинде бөлүнүп чыккан



электрондордун саны ушул убакыт ичинде жутулган жарык толкунунун энергиясына түз пропорциялуу келет.

2. Фототоктун күчү жарыктын агымына түз пропорциялуу

$$I_H = K\Phi$$

3. Фотоэлектрондордун ылдамдыгы (кинетикалык энергиясы) жарыктын жыштыгы менен гана аныкталат.

### § 17. Фотондор

Классикалык физиканын негизинде жарык мейкиндикте үзгүлтүксүз бөлүштүрүлгөн электромагниттик толкундар болуп саналат. Мындай болгондон кийин эмне үчүн фотоэлектрондордун энергиясы жарыктын жыштыгына гана көз каранды? Эмне үчүн электрондор заттар жарыктын кыска толкун узундугунда гана бөлүнүп чыгат?

Жылуулук нурдануу кубулушу сыяктуу эле фотоэффект кубулушун түшүндүрүш үчүн да классикалык физиканын теориясынан баш тартууга туура келди.

Жарыктын үзгүлтүктүү чыгарылышы жөнүндө Планктын оюн өрчүтүү менен А.Эйнштейн (1905) фотоэффект кубулушун жарыктын кванттык теориясынын негизинде түшүндүргөн. А.Эйнштейн жарыктын үзгүлтүктүү түзүлүшкө ээ экендигин жана ал айрым үлүштөр түрүндө жутула тургандыгын далилдеген.

Мейкиндикте бул үлүш вакуумдагы жарыктын ылдамдыгына барабар ылдамдык менен таралат. Жарык бөлүкчөсү — жарык кванты же фотон деп аталат.  $\nu$  — жыштыктагы монохроматтык нурдануу ар дайым фотондордун бүтүн санынан куралат. Ар бир фотондун энергиясы  $\epsilon = h\nu$  барабар. Жарык нурданууда жана жутулууда  $h\nu$  энергиялуу бөлүкчөлөрдүн агымы катарында болот, башкача айтканда жарык нурданууда жана жутулууда корпускулалык касиетке ээ. Башка бөлүкчөлөр сыяктуу эле фотон массага, энергияга жана импульска ээ. Фотондун энергиясы төмөнкүчө туюнтулат:

$$E_\phi = h\nu = \hbar\omega \quad (17)$$

мында  $\hbar = \frac{h}{2\pi} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$

Салыштырмалуулук теориясы боюнча энергия менен масса дайыма  $E = mc^2$  формуласы менен

(17) — формуласын эске алсак, анда фотондун массасы

$$m = \frac{h\nu}{c^2}$$

деп аныкталат. Мында  $m$  — фотондун кыймылдагы массасы, себеби фотон тынч абалында жашай албайт, демек фотондун тынч абалындагы массасы нөлгө барабар ( $m_0 = 0$ ). Фотон  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с ылдамдыгына ээ.

Фотондун импульсу  $P = mc$  же

$$P_\phi = mc = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (19)$$

19-формулага толкундук сандын маанисин киргизсек  $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ , анда ал төмөнкүчө жазылат:

$$P_\phi = \frac{h}{\lambda} = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} = \hbar K \quad (20)$$

Фотондун импульсу вектордук чоңдук, ал жарым нурунун багыты боюнча багытталган. Салыштырмалуулук теориясы боюнча фотондун энергиясы жана импульсу төмөнкүчө байланышкан:

$$\epsilon_\phi = \sqrt{m_0^2 c^4 + P_\phi^2 c^2}$$

§ 18. Эйнштейн теңдемеси (фотоэффект кубулуштарындагы энергиянын сакталуу закону). Эйнштейн теңдемеси кванттын энергиясынын, электрондун чыгуу жумушунун жана анын кинетикалык энергиясынын байланышын мүнөздөйт. Энергиянын сакталуу закону боюнча, металлдын бетине түшкөн жарыктын энергиясы металлдан электронду алып чыгууга жана ага кинетикалык энергия берүүгө жумшалат:

$$h\nu = A + \frac{m\nu^2}{2}$$

Бул теңдеме менен А.Г.Столетовдун закондору түшүндүрүлөт. Чындыгында, кванттын сандары канчалык көп болсо жарыктын интенсивдүүлүгү жогорулап, металлдын бетинен ошончолук көп сандагы электрондор чыгат (бул фотоэффект кубулушунун биринчи закону). Экинчиден, берилген металл үчүн электрондун чыгуу жумушу турактуу болсо ( $A = \text{const}$ ), фотоэлектрондордун кинетикалык энергиясы жарыктын жыштыгына түз көз карандылыкта болуп, анын интенсивдүүлүгүнө көз каранды болбойт (фотоэффекттин экинчи закону). Фотоэффект кубулушу жүрүү үчүн фотоэлектрондордун ылдамдыгынын нөлден чоң болгону ( $\frac{m\nu^2}{2} > 0$ ), б.а. квант энергиясынын электрондун чыгуу жумушунан чоңураак болгону зарыл:

$$h\nu = A$$

Фотоэффект кубулушун байкоого мүмкүн болгон жыштыктын эң кичине мааниси  $\nu_m$  фотоэффекттин кызыл чеги деп аталат:



$$\nu_m = \frac{A}{h}$$

Ар кандай металлдар үчүн электрондун чыгуу жумушу бирдей болгондуктан  $\nu_m$  фотоэффекттин кызыл чеги да ар түрдүү болот. Мисалы, цинктин кызыл чегине туура келген толкун узундугу  $3,7 \cdot 10^{-5}$  см, калий үчүн  $4,5 \cdot 10^{-5}$  см, натрий үчүн  $5,8 \cdot 10^{-5}$  см. Эйнштейн теңдемесин колдонуп Планктын турактуулугунун санын маанисин алууга болот. Бул сандын тажрыйбада алынган мааниси теориялык мааниси менен дал келгендиги, жарыктын квант түрүндө жутулуп жана чыгарыла тургандыгын дагы бир жолу далилдейт.

### § 19. Жарык басымы

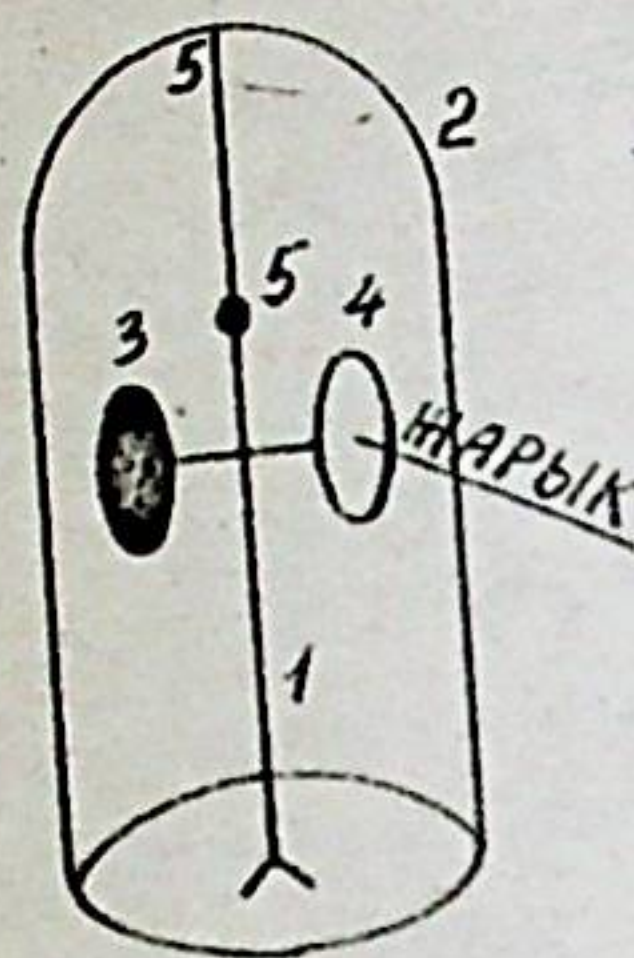
Электромагниттик нурлануунун структурасынын (түзүлүшү) дискреттүү экендиги, башкача айтканда жарык өзгөчө порция-кванттардан турары дагы бир катар эксперименттер менен аныкталган. 1922-жылы совет окумуштуулары А.Ф.Иоффе менен Н.И.Добролюбов фотоэффект кубулушун рентген нурларынын жардамы менен алышкан.

Бул тажрыйбанын негизги маанисин төмөнкүдөй түшүнсө болот: көлөмдөгү катоддун ролун аткарган чанча рентген нурларынын агымынан бүтүн гана фотонду жуткан учурда электрон чанчадан бөлүнүп баш болууга мүмкүнчүлүгү бар болот. С.И.Вавилов менен П.Н.Лебедев жарык басымын аныктоо боюнча коюшкан тажрыйбалары да нурдануунун үзгүлтүктүү экендигин далилдеген. П.Н.Лебедевин эм боюнча жарык агымындагы ар бир фотон импульска ( $\vec{p}_\phi = h\vec{k}$ ) ээ болгондуктан, жарык агымы тоскоолдукка түшкөндө, тоскоолдуктун бетине механикалык басым келтирет. Ошентип, жарыктын басымы — нерсенин бетине жарык бөлүкчөлөрүнүн (фотондун) берген импульстарынын натыйжасы болуп эсептелет.

Жарык басымынын чоңдугу абдан кичине болгондуктан, аны өлчөө аракеттери көпкө чейин натыйжасыз болду. Мисалы, ачык күндө күн нуру жер бетинин бирдик аянтына бар болгону  $4 \cdot 10^{-8}$  Н ге жакын күч менен таасир этет ( $P \approx 4 \cdot 10^{-8}$  Па).

Д.Максвелл жарыктын электромагниттик теориясынын негизинде жарыктын басымы жөнүндө алдын ала айткан. Анын үстүнө Д.Максвелл жарыктын басымын эсептөө үчүн төмөнкү формуланы сунуш кылган  $P = (1 + \rho)\omega$ , мында  $\rho$  — чагылдыруу коэффициентин,  $\omega$  — электромагниттик толкундун энергиясынын тыгыздыгы. Жарыктын катуу нерсеге жасаган басымын П.Н.Лебедев (1899)

өлчөгөн. Ал тажрыйбанын схемасы 27-сүрөттө берилген. Абасы бүт бойдон сардурулган идиште, четтерине жеңил канатчалар (3,4) чапталган эң эле жеңил стержень ичке жипке илинген. Жарык болсо канатчалардын бирине түшкөндө, жарыктын басымынын таасиринен жип белгилүү бурчка толгонот. Басымдын чоңдугу жиптин толгонуу бурчуна пропорциялуу болот. Натыйжада катуу нерсеге болгон жарык басымы өлчөнөт. П.Н.Лебедевин тажрыйбасынан алынган сан Д.Максвелдин формуласы боюнча эсептеп чыккан санга туура келет.



27-сүрөт

Жарык басымын түшүндүрүүгө жарыктын кванттык теориясы колдонулат. Мисалы, бирдик бетке убакыт бирдиги ичинде  $n$  — сандагы фотондор түшөт дейли. Эгерде беттин чагылдыруу коэффициенти  $\rho$  болсо, нерсенин бетинен чагылган фотондордун саны  $\rho n$ , ал эми жутулган фотондордун саны  $(1 - \rho)n$  барабар. Ар бир чагылдырылган фотон нерсенин бетине  $2p_\phi = \frac{2h\nu}{c}$  импульсун берет, ал эми жутулган фотон  $p_\phi = \frac{h\nu}{c}$  импульсту берет. Демек, жарыктын басымы нерсенин бетине убакыт бирдигинде келтирилген фотондордун импульсуна барабар:

$$P = \frac{2h\nu}{c} \rho n + \frac{h\nu}{c} (1 - \rho)n = \frac{nh\nu}{c} (1 + \rho) = \omega (1 + \rho)$$

$$\text{нсе } P = (1 + \rho)\omega,$$

мында  $\omega = \frac{hn\nu}{c}$  нерсеге түшкөн нурдануу энергиясынын көлөмдүк тыгыздыгы.

Мына ошентип, жарык басымын жарыктын толкундук, ошондой эле жарыктын кванттык теориясы аркылуу түшүндүрүүгө болот. Ал болсо жарыктын толкундук жана кванттык (корпускулалык) касиеттеринин бөлүнгүс экендигин, башкача айтканда, жарыктын жаратылышынын кош касиеттүүлүгүн мүнөздөйт.

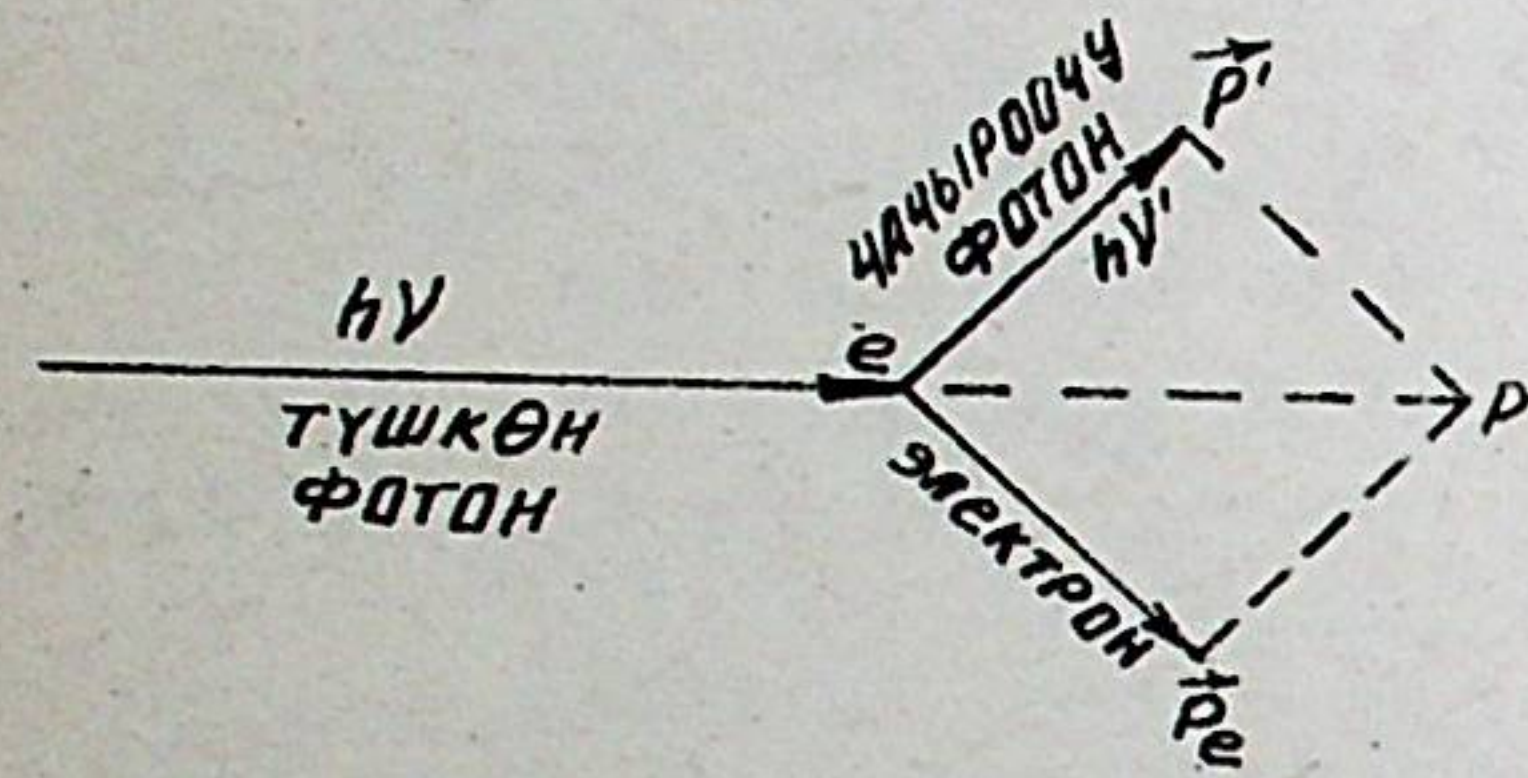
### § 20. Комптон эффектиси

Комптон эффектиси жарыктын корпускулалык касиеттерин толук түшүнүүгө жана даана байкоого жардам берет. Бул кубулушту 1923-жылы америкалык физик А.Комптон ар түрдүү заттардан өтүүдө



рентген нурларынын чачыроосун изилдеп, ачкан.

Комптон эффектиси: Эгерде баш же начар байланыштагы электрондору бар зат рентген нурларын өткөзсө, рентген нурлары заттан чачырап чыгат жана толкун узундугунун чоңоюшу байкалат. Комптон тажрыйбасынын чиймеси 28-сүрөттө көрсөтүлгөн. Заттын бетине түшкөн фотондун энергиясы  $h\nu$  барабар дейли.



28-сүрөт

Анын натыйжасында электрондун энергиясы көбөйөт да, ал кыймылга келет. Ал эми фотондуку азаят жана багыты өзгөрөт. Фотондун энергиясынын кемиши, анын жыштыгынын азайышына, демек чачыраган фотондун толкун узундугунун көбөйүшүнө алып келет. Башкача айтканда  $h\nu' < h\nu$  болот. Мында  $h\nu'$  - чачыраган фотондун энергиясы. Фотон менен электрон кагылышкан кезде энергия менен импульс сакталуу закондору аткарылат.

Энергиянын сакталуу закону боюнча:

$$h\nu + E_0 = h\nu' + E \quad (21)$$

мында,  $E_0 = m_0 c^2$  - электрондун баштапкы (урунууга чейинки) энергиясы,  $E$  - электрондун акыркы (урунуудан кийинки) энергиясы,  $\nu'$  - чачыраган фотондун жыштыгы.

Кагылышкан фотон менен электрондун энергиясы, импульсунун модулу жана багыты өзгөрүлөт. Фотондун импульсунун бир бөлүгү электронго берилет. 28-сүрөттө фотондун кагылышканга чейинки ( $p = \frac{h\nu}{c}$ ) жана кагылышуудан кийинки ( $p' = \frac{h\nu'}{c}$ ) импульсунун векторлору көрсөтүлгөн. Электрондун кагылышкандан кийинки импульсу  $\vec{p}_e$  барабар. Импульстун сакталуу закону боюнча:

$$\vec{p} = \vec{p}' + \vec{p}_e \quad (22)$$

Энергиянын (21) жана импульстун (22) сакталуу закондорун пай-

даланып, нурдануунун толкун узундугунун канчага өзгөрүлөөрүн  $\Delta\lambda$  табууга болот:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_K \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (23)$$

мында,  $\lambda_K = \frac{h}{m_0 c} = 2,4 \cdot 10^{-10}$  м - турактуу чоңдук, электрондун комптондук толкун узундугу деп аталат. Комптондун тажрыйбалары (23) формуланын туура экендигин далилдейт.

Фотоэффект кубулушу фотондун энергиясын  $E = h\nu$  барабар деп аныктаса, ал эми Комптон эффектиси фотондун импульсу  $p = \frac{h\nu}{c}$  барабар экендигин тажрыйба жүзүндө далилдеди. Бул жагынан алганда фотон башка бөлүкчөлөргө эле окшош, демек жарык агымы бөлүкчөлөрдөн (корпускула) турат деп түшүндүрүүгө болот.

Кыйынтыктап айтканда, жарыктын кош касиеттүүлүгү, башкача айтканда корпускулалык - толкундук дуализм бул ар кандай материалдык бөлүкчөлөрдүн өзүнүн корпускулалык касиеттери менен бир катарда толкундук касиеттерге да ээ экендигин далилдейт.

Жарык таралган учурунда анын толкундук касиеттери, ал эми нурданганда жана жугулганда корпускулалык касиеттери байкалат. Интерференция жана дифракция кубулуштары жарыктын толкундук касиеттерин, ал эми фотоэффект жана комптон эффектиси жарыктын корпускулалык касиеттери бар экендигин далилдешет.

Убакыттын өтүшү менен кош касиеттүүлүк электрондорго, нейтрондорго жана башка бөлүкчөлөргө да таандык экендиги далилденген. Микробөлүкчөлөрдүн бул абалы кванттык механика теориясы менен түшүндүрүлөт.

Жарыктын толкундук жана корпускулалык касиеттери бекем байланышта болот да бирин-бири өз ара толукташат. Жарыктын кош касиеттүүлүгүнүн негизги мааниси - бул касиеттердин ажырагыс биримдиги болуп эсептелет.

Фотоэффект кубулушунун негизинде иштөөчү куралды фотоэлемент деп аташат. Булардын арасынан автомат линияларында пайдаланылуучу фотореле кеңири белгилүү. Фотоэффект кубулушу жарык агымын каггап-өлчөөчү фотометрияда, жарык энергиясын электр энергиясына айландырууга, негизинен техникада жана илимий иштерде колдонулат.



АТОМДУК ФИЗИКА ЖАНА КВАНТТЫК  
МЕХАНИКАНЫН ЭЛЕМЕНТТЕРИ

Кванттык механика – бул микродүйнөдөгү өтүүчү кубулуштарды, микробөлүкчөлөрдүн өз ара аракеттенишинин закон ченемдүүлүгүн изилдөөгү физикалык теория. Кванттык механика атомдогу, молекуладагы, атом ядросундагы, кристаллдагы, электрондордогу, жалпысынан айтканда, элементардык бөлүкчөлөрдөгү болуучу процесстерди далилдейт.

Кванттык механиканын теориясы төмөнкү жоболорго таянат:

а) Планктын (1900) ою боюнча атом электромагниттик энергияны үзгүлтүксүз эмес, бөлүп-бөлүп – квант түрүндө чыгарат, ошондой эле квант түрүндө жутат. Ар бир бөлүктүн энергиясы  $E = h\nu$ . Мында  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж.с – Планктын турактуулугу;  $\nu$  – жарыктын жыштыгы;

б) А.Эйнштейн (1905) тажрыйба жүзүндө жарык нурдануусу өзгөчө бөлүкчөлөр – фотондордун агымы деп далилдеген;

в) Француз физиги Де Бройльдун (1924) ою боюнча кошкасиеттүүлүк жеке эле жарыкка тиешелүү эмес, ал табияттагы баардык нерселерге таандык.

§ 21. Де Бройль гипотезасы. Заттардын корпускулалык=толкундук касиеттерин далилдөөчү тажрыйбалар

Луи де Бройль (1924) абдан маанилүү ойду сунуш кылган: корпускулалык=толкундук эки жактуулук жеке эле жарык бөлүкчөлөрү-фотондордун эмес, массага ээ болгон ар кандай бөлүкчөлөрдүн да касиети болуп эсептелинет. Фотонду мүнөздөөчү чоңдуктардын ортосунда кандай байланыш болсо, электрондун мүнөздөмөлөрүнүн ортосунда ошондой эле байланыш бар деп божомолдогон Де-Бройль.

Бирок, де-Бройль толкунунун таралышынын бир гана электрон менен эмес, массасы  $m$ , кыймыл ылдамдыгы  $v$  болгон ар түрдүү бөлүкчөлөр менен да байланышы бар экендиги далилденген. Демек электрон жана башка бөлүкчөлөрдүн кыймыл толкун процесстери менен байланышта турат:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p} \quad (24)$$

бул жерде:  $h$  – Планк турактуулугу,  $p$  – кыймылдагы бөлүкчө-

нун импульсу.

Бөлүкчөнүн  $v$  ылдамдыгы вакуумдагы жарыктын  $c$  ылдамдыгына өлчөмдөш болгондо, анын импульсу релятивисттик деп эсептелет:

$$\vec{p} = m\vec{v} \quad \text{мында} \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad \vec{p} = \hbar\vec{k} \quad \text{формуласы бар.}$$

Экинчи жагынан алганда, бизге белгилүү  $\vec{p} = \hbar\vec{k}$  формуласы бар.  $\Delta\varphi$  потенциал айырмасы менен электр талаасында ылдамдатылган электрондун толкун узундугу төмөнкү формула менен эсептелет:

$$\lambda = \frac{12,25}{\sqrt{\Delta\varphi}} \cdot 10^{-10} \text{ м} \quad (25)$$

(24) туюнтма бир гана электрондор үчүн эмес, ар түрдүү материалдык нерселер үчүн да колдонула тургандыгы аныкталган. Мисалы, массасы 0,14 кг болгон 40 м/с ылдамдыктагы топту алсак, ушул топ менен байланышкан де-Бройль толкунунун узундугу

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж.с}}{0,14 \text{ кг} \cdot 40 \text{ м/с}} = 1,2 \cdot 10^{-34} \text{ м}$$

болот. Башкача айтканда бул толкундун узундугу дээрлик кичине болгондуктан тажрыйба жолу менен аныктоого мүмкүн эмес. Ушул эле ылдамдыктагы электрондун толкун узундугу

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж.с}}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot 40 \text{ м/с}} = 1,8 \cdot 10^{-9} \text{ м}$$

Демек мындай толкундун узундугун тажрыйба аркылуу оңой эле байкаса болот.

Де-Бройль толкунунун энергиясы фотондун энергиясындай эле төмөнкү формула менен аныкталат.

$$E = h\nu$$

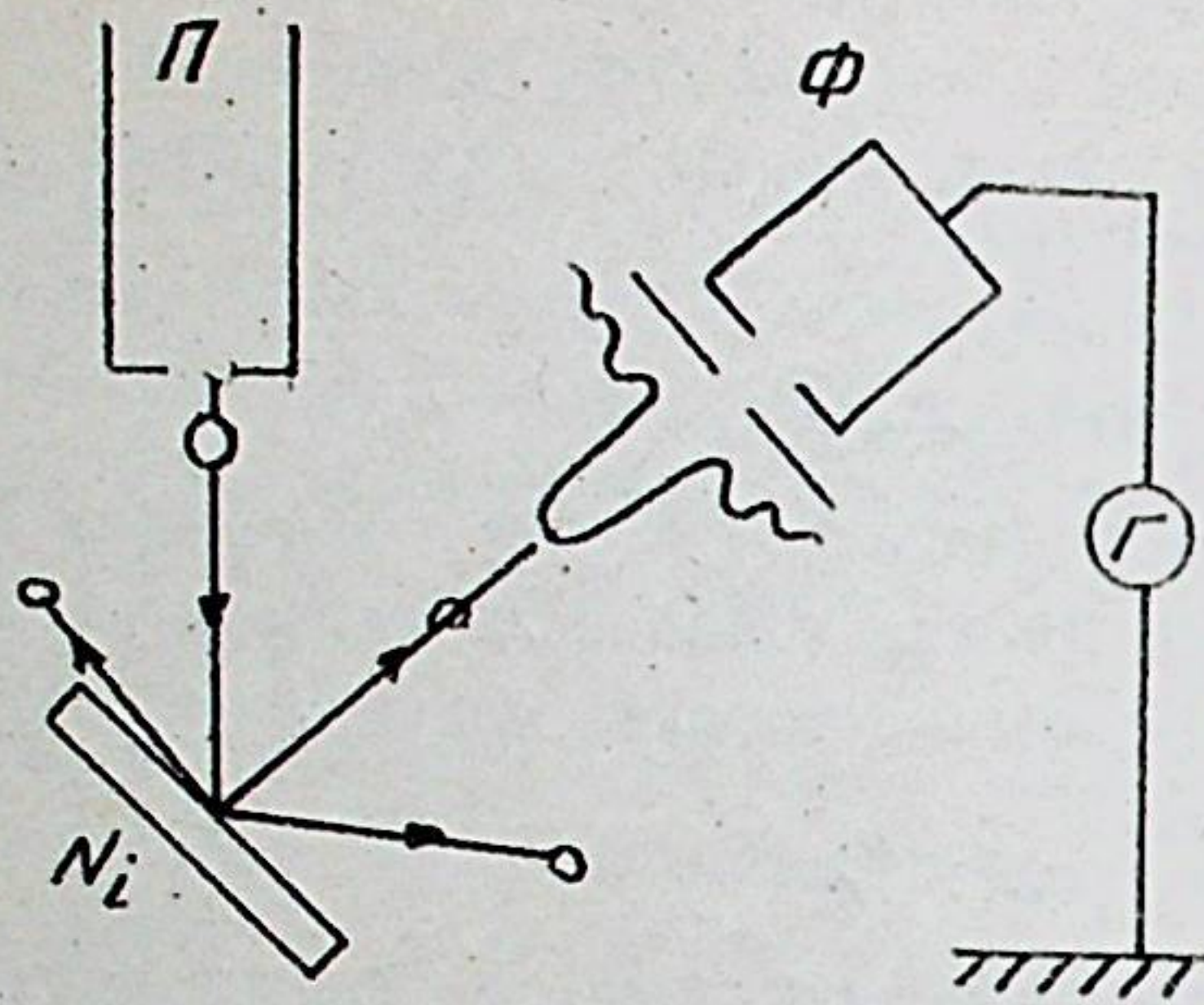
мында  $\nu$  – де-Бройль толкунунун жыштыгы.

Жогоруда айтылгандай, де-Бройль гипотезасы кванттык механиканын теориясынын жоболорунун бири болот.

Дэвиссон менен Джермердин тажрыйбалары бул жобонун негиздеринен болуп эсептелет. де-Бройль гипотезасын текшерүү максатында никель монокристаллынан электрондордун чачыроосун изилдешкен.

Электрон замбирегинен чыккан электрондордун ичке агымы никель монокристаллынын бетине багытталат (20=сүрөт). Замбиректен агылган электрондордун энергиясы менен ылдамдыгы, электр талаасы менен калыптандырылат.





29-сурет

ар түрдүү бурчтагы чачыраган электрондорду кармоого ыңгайлаштырган. Тажрыйбанын көрсөтүүсү боюнча электрондордун эң эле чоң агымы ( $max$ ) энергиясы 54 эВ-ко, ал эми чагылуу бурчу  $50^\circ$  менен чачыраган электрондорго туура келген.

Рентген нурларынын дифракциясы үчүн жазылган Вульф-Брегг формуласынын ( $2d \sin \theta = K\lambda$ ) жардамы менен эсептелген чачыроодо электрондордун толкун узундугу  $1,67 \text{ \AA}$  барабар болгон. Ошонд эле де-Бройль (25) формуласы боюнча эсептелген электрондун толкун узундугу да  $1,67 \text{ \AA}$  болуп чыккан

$$\lambda = \frac{12,25}{\sqrt{54}} = 1,67 \text{ \AA}$$

Демек, рентген нурларынын дифракциясына окшоп, дифракциялаган электрондордун санынын бөлүштүрүлүүсү алардын чачыроо бурчунан көз каранды.

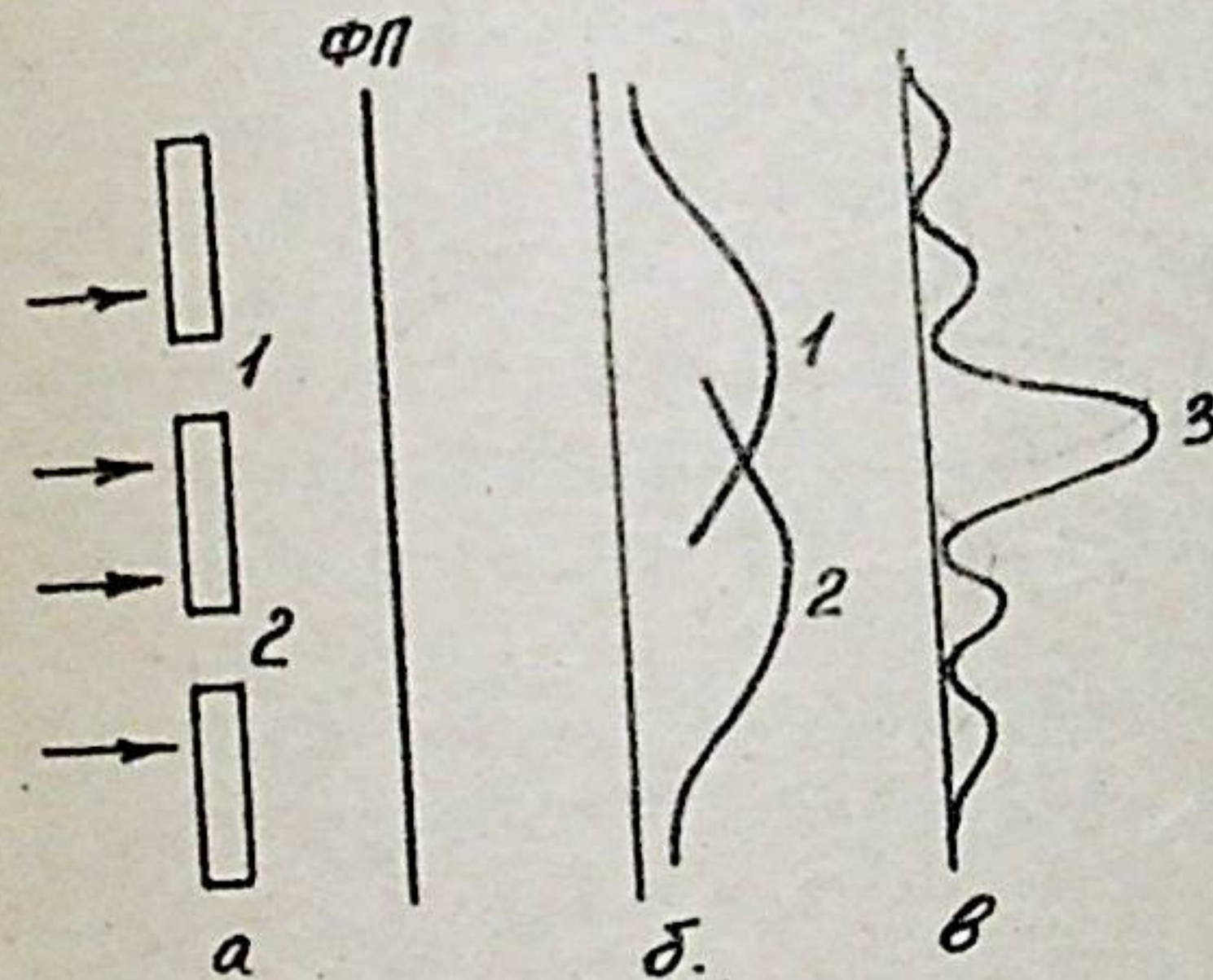
§ 22. Гейзенбергдин аныкталбастыктарды салыштыруу принциби.

XX кылымдын башталышында жарыктын кош касиеттүүлүгү, анын корпускулалык-толкундук жаратылышы аныкталган. Мындайча айтканда ар кандай материалдык бөлүкчөлөр (молекула, атом, фотон, электрон ж.б.) өзүнүн корпускулалык касиеттери менен бирге толкундук касиеттерге да ээ экендиги тажрыйба жана теория жүзүндө далилденген. Жарык таралган учурунда анын толкундук касиеттери, ал эми нурданганда жана жугулганда корпускулалык

касиеттери байкалат.

Кошкасиеттүүлүк электрон менен фотондордо гана эмес, башка элементардык бөлүкчөлөргө да таандык экендиги ачылган. Микробөлүкчөлөр бир эле мезгилде бөлүкчөнүн жанатолкундун касиеттерине ээ эмес. Ошол эле мезгилде алар толкун же бөлүкчөлөр сыяктуу абалда болушпайт. Микробөлүкчөлөрдүн толкундан болгон айырмасы, алар дайыма бүтүн сыяктуу байкалышат. Мисалы, эч ким эч качан жарым электронду байкаган эмес. Микробөлүкчөлөрдүн микробөлүкчөлөрдөн айырмасы алар бир эле мезгилде аныкталган координата жана импульстун маанисине ээ эмес, ошондуктан траектория деген түшүнүк маанисин жоготот. Микробөлүкчөлөрдүн өзгөчө касиеттерин төмөндөгү көрсөтүлгөн тажрыйбада байкоого болот.

Параллель болгон бирдей энергиядагы электрондордун тутумун эки ичке жылчыгы бар тоскоолдукка багыттайбыз. Тоскоолдуктун артына фотопластинка орнотулган (30-сурет).



30-сурет

Биринчи жылчыкты жаап, кандайдыр бир убакыт ичинде экспонат жасоо жүргүзүп 1-ийри сызыкты алабыз. Экинчи жылчыкты жаап, ошондой эле 2-ийри сызыкты алабыз. Кийин 2-жылчыкты тең ачып 3-ийри сызык алынат. I-жана 2-ийри сызыктарды кошуу менен алынган сызык 3-ийри сызыктан айырмаланат. (30\_в)-сызык эки когеренттүү жарык толкундарынын

интерференциясынан келип чыккан суретке окшоп. Бул сурет электрондордун ынймылына эки жылчык тең таасир этишин көрсөтөт. Мындай жыйынтык траектория жөнүндөгү түшүнүккө каршы. Дифракция кубулушунда электрондун өтүшүнө эки жылчык катышаары далилдейт. Бирок көз бир шарттарда траектория жөнүндөгү түшүнүктү белгилүү чектерде микробөлүкчөлөр үчүн да колдонсо болот. Микробөлүкчөлөрдүн бул касиеттери бири биринен өтө айырмаланат жана бир эле мезгилде экөө тең байкалбайт. Мисалы, тажрыйба жүргүзүү шартында жарыктын толкундук касиети даана байкалган



болсо, анда ушул эле учурда жарыктын корпускулалык касиети ба-  
калбай калууга мүмкүн.

Микрооб"ектилердин мындай абалы кванттык механиканын жарда-  
мы менен түшүндүрүлөт. Кванттык механиканын принциптеринин бири  
болуп 1927-жылы немец окумуштуусу В.Гейзенберг тарабынан сунуш-  
кылынган аныкталбастыктардын катышынын (соотношение неопределен-  
ностей) принциби эсептелет.

Аныкталбастыктардын катышынын принцибинин негизинде ар бир  
микросистеманы мүнөздөгө тутумдаш физикалык чоңдуктар болот,  
алар микрооб"екттердин корпускулалык=толкундук жаратылышына бир  
эле мезгилде, бирдей тактыкта аныкталбайт.

Тутумдаш чоңдуктар болуп координата ( $\Delta x$ ) жана импульс ( $\Delta p$ )  
энергия ( $\Delta E$ ) жана убакыт ( $\Delta t$ ), ошондой эле бири=бири менен  
байланышкан башка чоңдуктар эсептелет.

Аныкталбастыктардын катышынын принциби (принцип соотноше-  
ния неопределенностей) түздөн=түз зат табиятынын кош касиет-  
түүлүгүнүн касиети болуп эсептелет жана бир убакытта кандайдыр  
бир об"ектини мүнөздөөчү тутумдаш чоңдуктардын өлчөө мүмкүнчү-  
лүгүнүн ченин аныктайт. Электрондордун дифракциясын аныктоочу  
Дэвиссон менен Джермердин тажрыйбасынын негизинде биз бөлүкчө-  
лөрдүн дифракциясын даана байкоо үчүн координатаны аныктоо так-  
тыгы толкун узундугуна салыштырмалуу болууга тилиш экендигин  
аныктайбыз:  $\Delta x \sim \lambda$

Чачыроо учурунда электрондун импульсу  $\Delta p$  деген мааниге  
өзгөрөт, анын чоңдугу фотондун импульсуна өлчөмдөш, башкача  
айтканда

$$\Delta p_x \approx p_\phi = \frac{h}{\lambda}$$

Демек

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h \cdot \frac{h}{\lambda} = h$$

Ушундай эле туюнтманы башка координаттар үчүн да жазууга болот:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h \quad (26)$$

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \geq h$$

$$\Delta z \cdot \Delta p_z \geq h,$$

мында  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  - координаттардын так эместиктери;  $\Delta p_x, \Delta p_y, \Delta p_z$  - ошол багыттагы импульстардын так эместиктери,  $h$  -  
Планк турактуусу. Бул туюнтма - аныкталбастыктардын катышынын

принцибинин математикалык түрүндө жазылышы орлуп эсептелет. Кыз-  
кача айтканда (26) формуланын мааниси төмөнкүдөй: микробөлүкчө-  
лөрдүн жайгашкан жерин (координатасын  $\Delta x$ ) канчалык так аныкта-  
сак, анын импульсун аныктоодо ( $\Delta p_x$ ) ошончолук так эместикке  
дуушар болобуз.

Салыштыруучу чоңдук  $h \approx 10^{-34}$  Дж.с. абдан кичине болгон-  
дуктан, макробөлүкчөлөр үчүн так эместиктерди салыштыруу прин-  
ципи эч роль ойнобойт.

Ушундай эле аныкталбастыктардын катышынын мындан башка тутум-  
даш чоңдуктар үчүн мисалы, энергия жана убакыт үчүн түзүүгө бо-  
лот

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h \quad (27)$$

мында  $\Delta E$  - энергиянын так эместиги (таксыздыгы),  $\Delta t$  - убакыт-  
тын таксыздыгы. Могорудакы координата жана импульсун катыштары-  
нын (27) формуланын мааниси төмөнкүдөй: бир эле учурда убакытты  
да, энергияны да бирдей тактыкта табууга мүмкүн эмес, башкача  
айтканда убакыт канчалык так аныкталса, энергиянын тактоо анык-  
тыгы ошончолук азаят.

Окумуштуулардын арасында аныкталбастыктардын катышынын  
принципи - бул физикалык өлчөөчү приборлордун тактыгынын тиешө-  
лүү даражасы эмес экендигинен келип чыгат, деген ойлор бар  
("механикалык детерменизм көз карашы"). Бул сыяктуу ойлор түп-  
тамыры менен жанылыштуу, себеби Гейзенбергдин аныкталбастыктары-  
нын катышы бири=биринен ажырабаган, бири=бирисиз жашабаган мате-  
риянын корпускулалык=толкундук эки жактуу касиеттүүлүгүнөн ке-  
лип чыккан принцип.

### § 28. Толкун функциясы жана анын статистикалык мааниси

Кванттык механикада микрооб"екттин абалы толкун функциясы  
 $\Psi(x, y, z, t)$  аркылуу аныкталат. Толкун функциясы пси=функ-  
ция деп аталат, ал координаттан жана убакыттан көз каранды.  
Электрон агымынын дифракциясынын тажрыйбасынан келип чыккандай,  
ар түрдүү багытта чачыраган электрондордун саны ар башка маани-  
ге ээ. Мейкиндиктин берилген чекитиндеги толкундардын ийгенсиз-  
дүүлүгү ошол чекитте катталган электрондордун санына пропорция-  
луу. Бул жыйынтык де Бройльдин толкундарынын статистикалык сиз-



ыкмалдуулугун далилдөөчү корутунду.

Де-Бройльдун толкун функциясынын амплитуасынын модулуна квадрат  $|\psi|^2$  бөлүкчөнү мейкиндиктин берилген чекитинде табуу ыктымалдуулугун белгилейт. Ушуга байланыштуу толкун функциясынын модулуна квадраттын  $(|\psi|^2)$  көлөмдүн  $dV$  элементине болгон көбөйтүндүсү, бөлүкчөнү берилген  $dV$  көлөмдө табуунун ыктымалдуулугуна барабар:

$$d\rho = |\psi|^2 dV$$

мында  $|\psi|^2 = \frac{d\rho}{dV}$  барабар чоңдук - ыктымалдуулуктун тыгыздыгы деп аталат. Толкун функциясы координата жана убакытка көз каранды математикалык функция, ал эми физикалык мааниси анын модулуна квадраттында  $|\psi|^2$  камтылган.  $|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^*$  Мында  $\psi$  - толкун функциясы,  $\psi^*$  - толкун функциясынын тугумдаш чоңдугу (сопряженная величина). Эгерде  $|\psi|^2 dV$  чоңдуктарын бүткүл мейкиндиктин  $dV$  элементтери боюнча кошсок, анда мейкиндиктеги бөлүкчөнү табуу ыктымалдуулугун аныктайбыз. Чыныгы бөлүкчөнү чексиз мейкиндикте (минус чексиздиктен плюс чексиздикке чейинки чекте) табуу ыктымалдуулугу бирге барабар (100%):

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dx dy dz = 1$$

(28) шарты - нормалоочу шарт деп аташат. Бөлүкчөлөрдүн корпускулалык-толкундук кошкасиеттүүлүгүнүн кесепетинен кванттык механикада көп чоңдуктар бир мааниде жана так аныкталбайт. Андыктан микродүйнөдө өтүүчү процесстерди түшүндүрүш үчүн статистикалык методдорго кайрылууга туура келет. Ошондой эле толкун функциясынын өзү статистикалык мааниге ээ.

#### § 24. Шредингердин жалпы теңдемеси

Өткөн темаларда микробөлүкчөлөрдүн универсалдуу касиети - корпускулалык-толкундук эки жактуулугу далилденген. Ал эми де-Бройль боюнча ар бир микробөлүкчө мейкиндикте толкун түрүндө таралып жана анын абалын толкун функциясы  $\psi(x, y, z, t)$  аркылуу чагылтууга болот. Толкун функциясы толкундук теңдемеге толук бойдон туура келиши керек. Толкундук теңдеменин чыгаруусу узундугу Де-Бройль толкунунун узундугуна барабар болгон жалпак толкундун теңдемеси болууга тийиш.

1927-жылы австриялык физик Эрвин Шредингер микробөлүкчөлөрдүн абалы, алардын жүрүш-турушу толкундук теңдеме аркылуу туюнтулуш керек деп божомолдогон. Бул ой микробөлүкчөнүн толкундук касиеттеринен, анын толкундук жаратылышынан пайда болгон. Мындай жыйынтык жөнөкөй көрүнгөнү менен, натыйжада классикалык механикадан принципалдуу айырмаланган, микробөлүкчөлөрдүн өзгөчө механикасы - квант механикасынын жаралышына алып келген

$$\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} \quad (29)$$

$S$  - системанын абалын мүнөздөөчү физикалык чоңдук. Бул теңдеменин чыгарылышы мындайча:  $S = S_0(r) e^{i\omega t}$  мында

$$S_0(r) = S_0'(r) e^{2\pi i k r} \quad (30)$$

түрүндөгү жогорку толкундук функция болуп эсептелет. (30) дан координата жана убакыт боюнча экинчи туунду алып, (29) ге коюп, төмөнкүчү табабыз:

$$\frac{\partial^2 S_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S_0}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 S_0}{\partial z^2} = -\frac{\omega^2}{c^2} S_0 \quad (31)$$

Эгерде төмөнкүдөй белгилениш киргизсек,

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad \text{— Лапласнын оператору,}$$

$x, y, z$  - координаталар. Ошондой эле циклдик сызыктуу жыштык  $\omega = 2\pi\nu$  жана толкун узундугу менен ылдамдыгы ортосундагы ( $\lambda = c\nu$ ) байланыштарды эсепке алганда, анда (31) төмөнкүдөй түрдө жазууга болот:

$$\nabla^2 S_0 + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} S_0 = 0 \quad (32)$$

Микробөлүкчөнүн абалы  $|\psi|^2 = \psi \psi^*$  толкун функциясынын квадраты менен аныкталган сон, кванттык механиканын негизги теңдемеси  $\psi(x, y, z, t)$  салыштырмалуу толкун теңдемеси болуп калууга зарыл.

Мисалы, бөлүкчө (релятивисттик эмес кыймыл) жай ылдамдык  $v \ll c$  менен кыймылдасын дейли. Анда бөлүкчөнүн толук энергиясы анын потенциалдык жана кинетикалык энергияларынын суммасына барабар болот:

$$E = K + U = \frac{mv^2}{2} + U$$

мындан бөлүкчөнүн ылдамдыгын чыгарсак:



$$v = \sqrt{\frac{2(E-U)}{m}}$$

Анын маанисин де-Бройль формуласына коюп,

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{m\sqrt{2(E-U)}} \quad (33)$$

толкун узундугун чыгарууга болот.

So ордуна толкун чункциясын  $\psi(x, y, z, t)$ , (32) толкун теңдемесине (33) формуладагы  $\lambda$  маанисин коюп, Шредингердин жалпы теңдемесин алабыз,

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(x, y, z, t) + U(x, y, z, t) \psi(x, y, z, t) = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (34)$$

Мында  $m$  - бөлүкчөнүн массасы;  $\hbar = 2\pi\hbar$ ;  $\psi$  - толкун функциясы;  $E$  - бөлүкчөлөрдүн толук, ал эми  $U(x, y, z, t)$  - потенциалдык энергиялары. Бул (34) теңдеме релятивисттик эмес квантмеханикасынын негизги динамикалык теңдемеси. Шредингердин теңдемесинен кандай тыянак чыгаруу керек? Бул теңдеме ар түрдүү сырткы талаалардын таасири астындагы бөлүкчөлөрдүн абалын аныктоодогу практикалык маселелерди чыгарууга мүмкүнчүлүк түзөт. Кыскача айтканда, микрообъектилердин абалынын убакытка жараша өзгөрүлүшүн аныктайт. Мындан тышкары атом физикасынын өтө көп кубулуштарын түшүндүрөт. Шредингердин теңдемеси чыгаруусуз жазылат. Теңдеменин жазылышынын туура экендиги анын көптөгөн практикалык чыгарылыштарынын тажрыйбалардын жыйынтыктары менен дал келүүчү аркылуу текшерилет.

Толкун функциясынын физикалык маанисинин негизинде бул функцияга төмөндөгүдөй аналитикалык чек коюлат.

1. Координата жана убакыт боюнча толкун функциясы бир маанилүү функция болуусу зарыл. Ансыз биз, мейкиндиктин бир эле чекитинде эки же андан көп бөлүкчөнү тапкан сыяктуу маанисиз чыгарылышка ээ болбуз.

2. Толкун функциясы чектелүү функция болуусу зарыл жана ал чектөөчү шарттарын канааттандырыш керек. Себеби мейкиндиктин берилген чекитинде бөлүкчөнү табуу ыктымалдуулугу чектелген гана (нөлдөн бирге чейин) маанилерге ээ болот.

3. Толкун функциясы - үзгүлтүксүз болушу керек. Бул классикалык физикадагы траекториянын аналогу. Мейкиндикте кванттык системанын абалы убакыт боюнча үзгүлтүксүз өзгөрүп турушу керек. Андан сырткары толкун функциясы (34) формула менен туюнтулган нормалоочу шартына туура келиш керек. Шредингердин жал-

пы теңдемесинин чыгарылышы координатадан жана убакыттан көз каранды болгон толкун функциясы болуп эсептелинет.

$$\psi_n(z, t) = \psi(z) e^{-\frac{2\pi i E_n t}{\hbar}}$$

Дифференциалдык теңдемелердин теориясында Шредингердин теңдемеси сыяктуу теңдемелер төмөндөгүдөй чыгарылыштарга ээ боло тургандыгы көрсөтүлөт:  $\psi$  функциясы  $E_n$  нин ар түрдүү маанилеринде же энергиянын кандайдыр бир дискреттик маанилеринде чыгарылышка ээ болот. Теңдеме чыгарылышка ээ болгон энергиянын дискреттүү  $E_n$  маанилери өздук маанилер деп аталат.  $E_n$  энергиясынын мүмкүн болгон маанилери энергиялык спектрди пайда кылат. Эгер бөлүкчөнүн кыймылы мейкиндикте чектелбесе анда анын энергиялык спектри үзгүлтүксүз, ал эми бөлүкчөнүн мейкиндиктеги абалы чектелген болсо, анда спектр дискреттүү болот. Энергиянын өздук  $E_n$  маанилерин канааттандырчу толкун функцияларынын маанилери  $\psi_n$  - өздук функция деп аталат. Мындан кызыктуу натыйжа келип чыгат: Кээ бир учурларда Шредингердин теңдемесинин чыгарылышы  $E_n$  бардык маанилеринде мүмкүн болбогондуктан, потенциалдык энергиянын  $U$  бир түрү менен аныкталган конкреттүү шарттарда, кандайдыр бир аныкталган энергиянын маанисинде микро-бөлүкчөлөр кыймылда болушу мүмкүн, б.а. кыймыл квантталат.

### § 25. Шредингердин стационардык теңдемеси.

$$\nabla^2 \psi(x, y, z) + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U(x, y, z)) \psi(x, y, z) = 0 \quad (35)$$

түрүндөгү Шредингердин теңдемесин стационардык, башкача айтканда убакытка көз каранды эмес теңдемелер деп аташат. Бул теңдеме (34) теңдемесиндей эле  $v \ll c$  болгондо туура болот, б.а. релятивисттик эмес квант механикасынын теңдемеси.

Квант механикасынын чегиндеги толук энергиясы  $E$  жана импульсу  $P$  болгон бөлүкчөлөрдүн кыймылын көрсөтүп, убакыттан көз каранды болбогон Шредингердин теңдемеси стационардуу деп аталат. Анын чыгарылышы  $E_n$  параметринин өздук маанилерин табууга, башкача айтканда энергиянын катмарларынын спектринин жана ага туура келген  $\psi_n(z)$  - өздук толкундук функциялардын маанилерин табууга алып келет.

Эгер бөлүкчөнүн кыймылы мейкиндикте чектелген болсо, башкача айтканда ал эркин болбосо, анда анын потенциалдык энер-



гиясы  $U(x, y, z)$  убакыттан көз каранды эмес, ал эми анын массасы менен импульсу турактуу эмес. Ага карабастан бөлүкчөнүн толук энергиясы

$$E = \frac{p}{2m} + U = const$$

турактуу болот.

Бир ченемдеги кыймыл үчүн Шредингердин стационардык теңдемесинин чыгарылышы төмөнкү түрдөгү функция болсун дейли:

$$\Psi(x, t) = \Psi_0 e^{-\frac{2\pi i}{h}(Et - Px)} \quad (36)$$

Өзгөрмөлөрдү ажыратып жана мейкиндик көбөйтүндүсүн белгилеп  $\Psi(x) = \Psi_0 e^{\frac{i}{h}Px}$  (36) чыгарылышын төмөнкү түрдө жазалы:

$$\Psi(x, t) = \Psi(x) e^{-\frac{i}{h}Et} \quad (37)$$

(37) теңдемени (34) теңдемесин коюп төмөндөгүдөй стационардык теңдемеге ээ болобуз;

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} + \frac{2m}{h^2}(E - U(x))\Psi(x) = 0 \quad (38)$$

Математикалык өзгөртүүлөрдү жүргүзүп, андан кийин Гамильтондун операторунун  $H = (-\frac{h^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + U)$  белгисин киргизсек, анда (38) төмөндөгүдөй түрдө жазылат:

$$H\Psi = E\Psi \quad (39)$$

(39) - теңдеме микродүйнөдөгү процесстердин көрсөтүүчү Шредингердин стационардык теңдемесинин ыңгайлуу формасы болот жана төмөндөгүдөй окулат: толкун функциясына аракет жасаган Гамильтон оператору, толкун функциясына аракет кылган энергия-операторуна барабар. Мындан  $H$  жана  $E$  операторлору жөнөкөй же скалярдык көбөйтүндүлөр эмес деген жыйынтык келип чыгат.

### § 26. Шредингердин стационардык абалдар үчүн теңдемеси

Шредингер теңдемесин кванттык механиканын маселелерин чыгарууга колдонуу боюнча мисалдарга токтололу:

а) эркин бөлүкчө; б) бир ченемдүү тик бурчтуу чексиз тереңдиктеги "потенциалдык чуңкурдагы" бөлүкчө; в) гармоникалык осциллятор ж.б.

1. Эркин бөлүкчө ( $U(x) = 0$ ) Бөлүкчөнүн бир ченемдүү кыймылындагы учуру үчүн Шредингер теңдемеси төмөнкүчө болот:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} E\Psi = 0$$

$\frac{8\pi^2m}{h^2} E = K^2$  деп белгилейбиз, анда (40) төмөнкүчө жазылат:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + K^2\Psi = 0$$

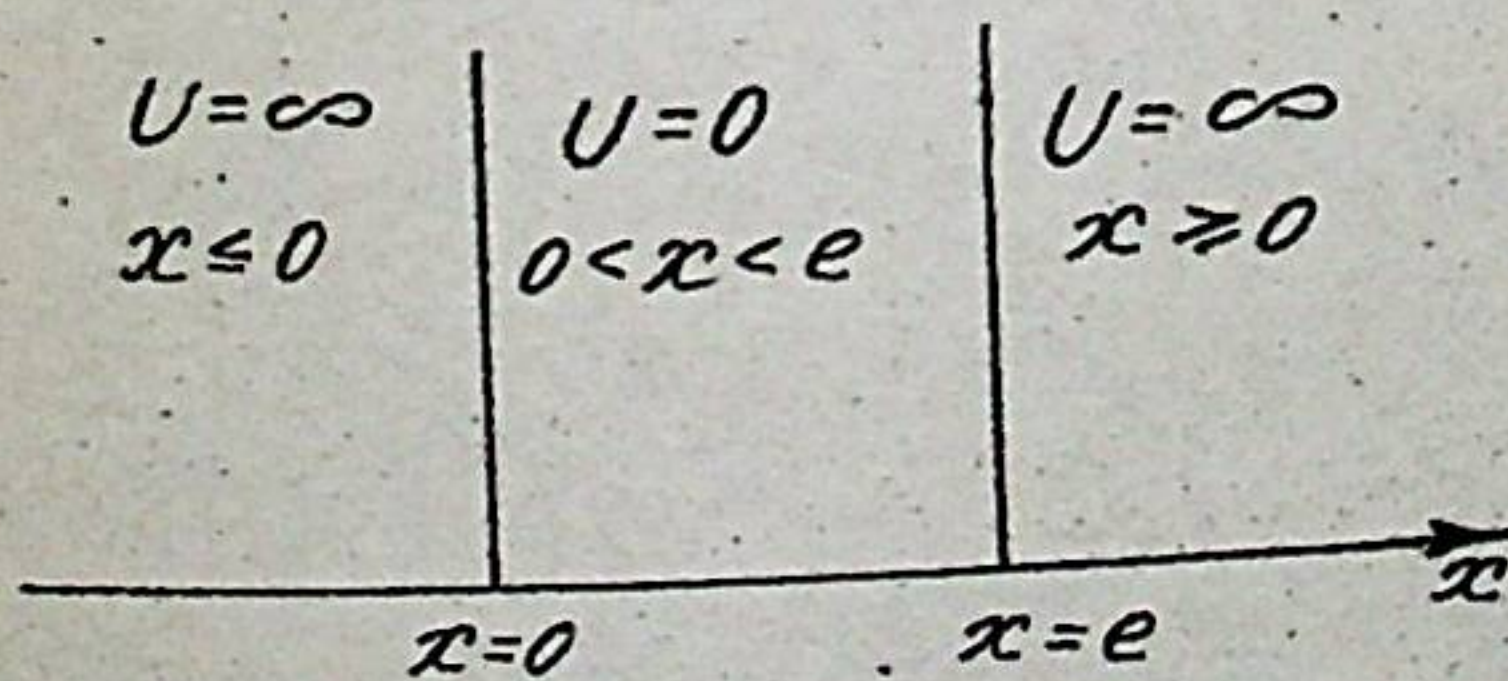
Бул теңдеменин эки чыгарылышы бар:  $\Psi_1 = a \sin Kx$  жана  $\Psi_2 = b \cos Kx$ . Булар де-Бройль толкундарын сүрөттөйт.

$$K = \frac{2\pi}{\lambda} = \sqrt{2mE/h^2}, \quad \lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}} = h/p$$

Толкундук функциянын жалпы түрүн тик турган толкун менен салыштырууга болот.  $\Psi = a \sin Kx$  формула менен белгиленген удур-гуп бара жаткан толкундун энергиясы үзгүлтүксүз спектрлер маанисине ээ болот. Бөлүкчөнүн кандайдыр бир чектелген көлөмдө капысынан табылышы чексиз мейкиндикке караганда дээрлик аз. Эркин абалда болгон бөлүкчө мейкиндикте чектелбеген кыймыл (инфиниттүү кыймыл) жасайт. Бул кыймыл үзгүлтүксүз спектр менен мүнөздөлөт.

### § 27. "Потенциал чуңкурундагы" бөлүкчө, энергияны жана импульсту кванттоо.

Шредингер теңдемеси жалгыз гана  $\Psi$  функциянын маанисин алуу, башкача айтканда бөлүкчөнү мейкиндиктин ар кандай чекиттерде табуу ыктымалдуулугун гана эмес, энергиянын жана импульстун кванттоо эрежесин аныктоого да мүмкүндүк берет. Бир өлчөмдүү "потенциалдык чуңкурундагы" бөлүкчө үчүн маселени карайлы. Төмөнкүчө мүнөздөлүүчү талаада электрон бар дейли:  $x=0$  ден  $x=l$  чейинки мейкиндиктеги бөлүкчөнүн потенциалдык энергиясы турактуу жана нөлгө барабар:  $(0, l)$  областынын чегинде потенциалдык энергия чексиздикке чейин өсөт ( $\exists I = \infty$  сүрөт). Бөлүкчө (электрон)  $(0, l)$  областынын тышына чыга албайт.



$\exists I = \infty$  сүрөт

Дээрлик туюк "чуңкурдун" ичинде бөлүкчө эркин кыймылдайт. Бирок маселенин чек шарттары боюнча анын ичинен чыгып кете албайт. Тол-



кундук функция  $\psi(x)$  үчүн ящиктин ("чункурдун") чектериндеги шарттарды аныктайбыз. Бул үчүн (40) тендемени төмөнкүчө жазыбыз:

$$\frac{\psi''}{\psi} = -\frac{8\pi^2 m}{h^2} \cdot (E - U) \quad (41)$$

мында  $\psi'' = \frac{d^2\psi}{dx^2}$

$x \rightarrow 0$  жана  $x \rightarrow l$  умтулганда, потенциалдык энергия чексиздикке умтулат.  $\psi$  жана анын экинчи туундусу  $\psi''$  чектелүү жана үзгүлтүксүз функция болгондуктан потенциалдык энергия  $U$  чексиздикке умтулушу мүмкүн. Бул учурда чек шарттары төмөнкүчө жазылат:

$$\psi(0) = \psi(l) = 0 \quad (42)$$

Бул туюнтма толкундук функциянын чек шарттары болот. "Чункурдун" ичинде  $U=0$  болгондуктан, (42) чек шарттарын эске алуу менен бирге маселе тендеменин төмөндөгүдөй чыгарылышына алып келет:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} E \psi = 0 \quad (43)$$

Бул тендеменин чыгарылышы төмөнкү толкундук функция болот:

$$\psi_n = A \sin \frac{\pi x n}{e} \quad (44)$$

Мында  $n = 1, 2, 3, \dots$  ( $n=0$  деген маани алынбайт, себеби бул учурда толкундук функция нөлгө барабар болуп калат).  $\psi_n$  - биздин тендеменин өзүк функциясы болот. Ал эми буларга туура келген  $E_n$  энергиясынын маанилери каалагандай болбостон, аныкталган болот. Бул  $E_n$  маанилерин (44) чыгарылышын (43) тендемеге коюп табууга болот:

$$\psi_n'' = -A \frac{\pi^2 n^2}{e^2} \sin \frac{\pi n x}{e};$$

$$-\frac{\pi^2 n^2}{e^2} A \sin \frac{\pi n x}{e} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} E_n A \sin \frac{\pi n x}{e} = 0.$$

Мындан

$$E_n = \frac{h^2}{8m e^2} n^2 \quad (45)$$

келип чыгат.

"Потенциал чункурсундагы" бөлүкчөнүн энергиялары (45) формула менен аныкталуучу маанилерине ээ болот, б.а. дискреттик маанилерге ээ.  $n=1$  болгондогу анын минималдуу мааниси

$$E_1 = h^2 / 8m e^2;$$

$n = 2$  барабар болсо  $E_2 = 4 E_1$   
 $n = 3$  барабар болсо  $E_3 = 9 E_1$  ж.б.

Ошентип, мындай ящиктин ичиндеги бөлүкчө ар кандай мааниде эмес, дискреттүү кванттык энергиянын маанилерине гана ээ, б.а. энергия квантталат. "Чункурдагы" бөлүкчөнүн энергиясынын мааниси  $h^2/8me^2$  бүтүн маанисине барабар. Бирок бул кванттоо эрежеси атомдун өлчөмүндөгү "чункурлар" үчүн жакшы аткарылат.

Узундугу: а)  $l = 1$  см, б) атом өлчөмүнө  $e = 10^{-8}$  см барабар болгон "потенциалдык чункурдагы" электрон үчүн кошуна  $(n)$  жана  $(n-1)$  деңгээлдеринин энергиясынын айырмасы  $\Delta E$  (45) формуласын колдонуп, өз алдынча, эсептеп чыгуу сунуш кылынат. Бул учурлардын кайсынысында үзгүлтүксүз жана кайсынысында дискреттүү спектр пайда болушун аныктап көргөзгүлө.

Бөлүкчөнүн кыймылы "потенциалдык ящиктин" узундугу менен чектелген соң, ал бөлүкчөнүн абалын  $\Delta x = l$  ( $l$  - ящиктин узундугу) тактиги менен аныктоого болот.

Аныкталбастиктардын катнашынын принцибинин негизинде  $\Delta p = \frac{h}{\Delta x}$  деп жазып алсак болот. Микробөлүкчөнүн энергиясы бир жагынан  $E = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2me^2} n^2$  болуп, экинчи жагынан  $E = \frac{p^2}{2m}$  барабар болгондуктан, экөөнү теңдеп, бөлүкчөнүн импульсун аныктоого болот:

$$\frac{\pi^2 \hbar^2}{2me^2} n^2 = \frac{p^2}{2m} \quad \text{мындан} \quad p = \frac{\pi \hbar}{e} n \quad (46)$$

Ошентип "чункурдагы" электрондун импульсу да дискреттүү мааниге ээ экендиги далилденет, мындайча айтканда энергия сыяктуу эле импульс дагы квантталат. (46) - формуланы импульстун кванттоо эрежеси деп айтсак болот.

Нормалдоо шарттарын колдонуп (44) формуладагы  $A$  нормалоочу көбөйтүүчүнүн аныктаса болот:

$$\int_0^e |\psi|^2 dx = A^2 \int_0^e \sin^2 \frac{\pi n x}{e} dx = 1 \quad (47)$$

$$\sin^2 \alpha = \frac{1}{2} (1 - \cos 2\alpha) \text{ алмаштырып,}$$

$$A^2 n \int_0^e \sin^2 \frac{\pi n x}{e} dx = \frac{1}{2} A^2 \int_0^e (1 - \cos \frac{2\pi n x}{e}) dx = 1.$$

деп жазып алсак болот.

(47) формуладагы интегралдын мааниси  $e$  - барабар болгондуктан,  $1/2 A_n^2 e = 1$  болот.

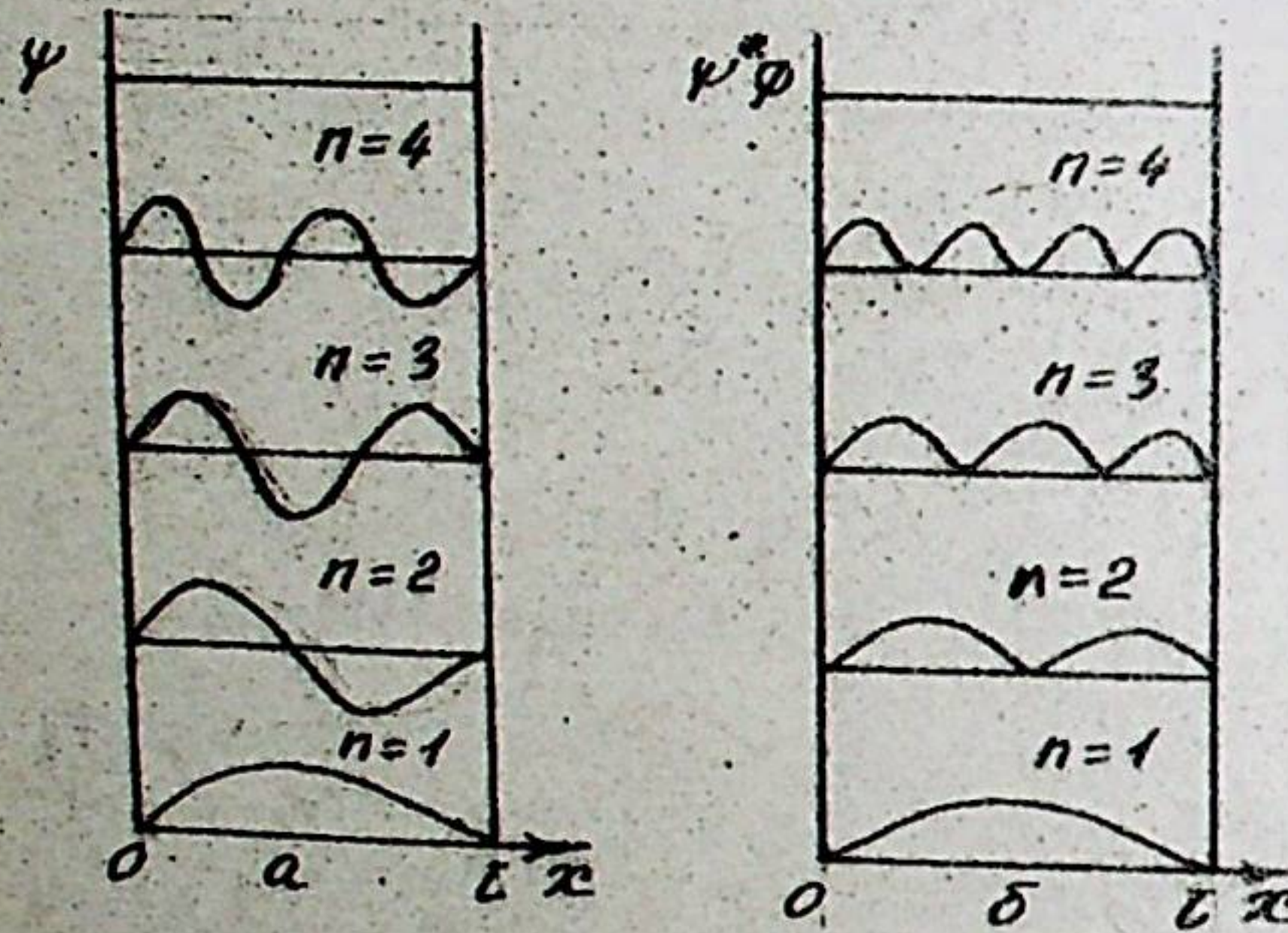


Мындан  $A_n = \sqrt{\frac{2}{e}}$  барабар жана нормаланган өздук функциялардын маанилери

$$\psi_n = \sqrt{\frac{2}{e}} \sin \frac{\pi x}{e}$$

(32. а) сүрөттө  $\psi$  өздук функцияларынын ар кандай маанилериндеги графиги көрсөтүлгөн. Ал эми (32 б) сүрөттө өздук функциялардын модулуунун квадратинин графиги көрсөтүлгөн. Ал график боюнча бөлүкчөнүн энергиясынын ар кандай маанисиндеги мейкиндикте бөлүнүү ыктымалдуулугунун тыгыздыгын баалоого болот.

Төмөнкү энергия абалында ( $n=1$ ) бөлүкчөнү "чункурдун" ортосунан табуу мүмкүнчүлүгү (ыктымалдуулугу) көбүрөөк.



32=сүрөт

барабар, мында  $n=1,2,3...$

Бөлүкчөнүн энергиясынын абалынын номери ( $n$ ) канчалык жогору болсо,  $|\psi|^2$  ийри сызыгынын максимумдары жана жайланышат. Чоң маанидеги энергияларга ээ болгон ( $n \rightarrow \infty$ ) бөлүкчөлөр үчүн "чункурдун" кайсы бөлүгү болбосун бөлүкчөнү табуу ыктымалдуулугу бирдей болот.

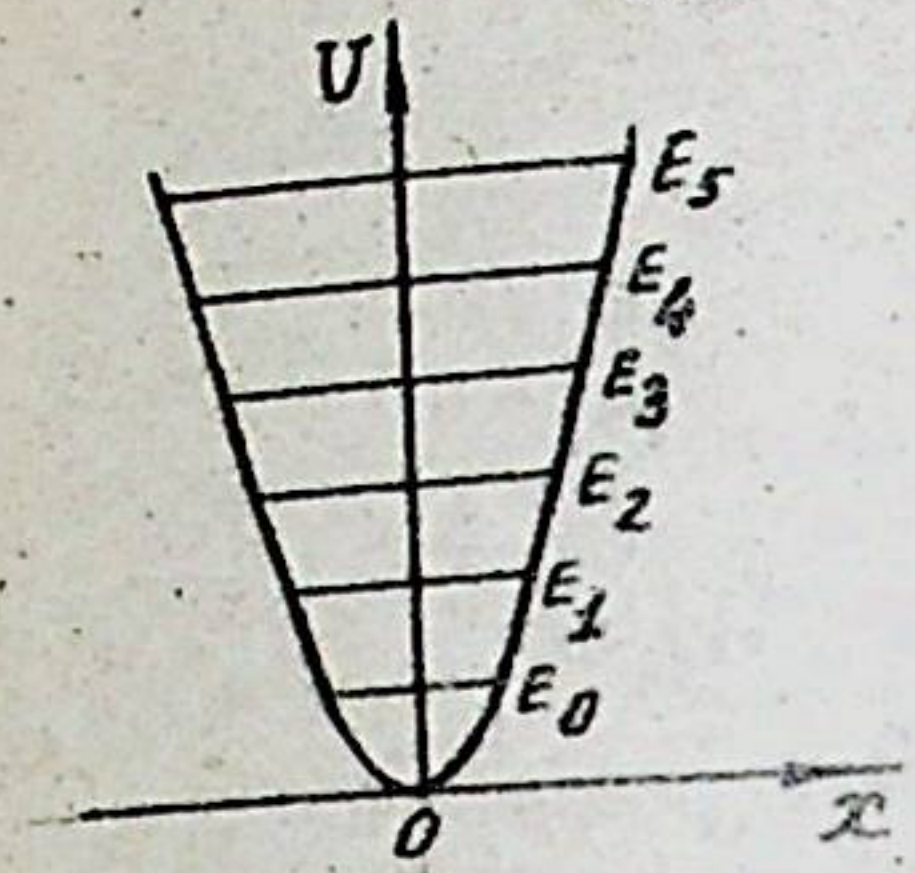
Шредингердин теңдемесинин чыгарылышынын бул учурунун жардамы менен металлдардын электрдик касиеттери түшүндүрүлөт. Эркин электрон үчүн "чункурдун" ролун бул учурда металлдын бетиндеги кош катар электрдик катмар ойнойт.

### § 28. Сызыктуу гармоникалык осциллятор.

Гармоникалык осциллятор - бул  $F = -kx$  күчүнүн таасири астында бир өлчөмдүү кыймыл жасап жаткан, массасы  $m$  барабар бөлүкчө. Албетте осциллятор  $K = p^2/2m$  кинетика энергиясынан тышкары  $U = kx^2/2$  потенциалдык энергияга да ээ.

Бул функция 33-сүрөттө көрсөтүлгөн. Осциллятор жыштыгы  $\omega = \sqrt{k/m}$ ,  $\omega = 2\pi\nu$  барабар болгон термелүүнү жасайт. Муну эске алсак Шредингердин теңдемесин төмөнкүчө:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \psi = 0 \quad (48)$$



33=сүрөт

жазууга болот.  $E$  - осциллятордун толук энергиясы.

(48) теңдемесин чыгарышы энергиялардын  $E_n = (n + 1/2) \hbar\nu$  маанилеринде ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) аткарылат. Энергиянын мүмкүн болгон маанилери 33-сүрөттө көрсөтүлгөн. Осциллятордун минималдуу энергиясынын мааниси нөлгө барабар эмес.

$$E_0 = 1/2 \hbar\nu$$

Бул  $E_0$  чоңдугу нөлдүк энергия деп аталат. Мындан ары ар бир энергетикалык төпкөч бирден гана  $\hbar\nu$  бийиктигин камтыйт.

Кванттык осциллятор стационардык абалда энергияны нурдантай төрмөлет. Нурдантуу осциллятордун бир энергетикалык абалдан башка энергетикалык абалга өтүү учурунда гана пайда болот. Гармоникалык осциллятордун энергиясы нурдануу жана жугуу учурунда  $\hbar\nu$  чоңдугуна кескин өзгөрүлөт. Квант осцилляторунун модели молекуланын жана атомдордун термелүү спектрлерин изилдөө теориясында колдонулат. Шредингер теңдемеси Бордун дал келүү принцибине шайкеш келет, анткени ар бир жаңи теория эски теориянын чегинде сөзсүз бирдей жыйынтыкка алып келет. Мисалы, абдан жай өзгөрүлгөн талаалары кыймылдагы бөлүкчөгө таасир эткен күчтү турактуу деп алсак, анда бул бөлүкчө үчүн Ньютондун экинчи законун өз маанисин сактап калат. Демек, бөлүкчө классикалык механиканын кыймылдарынын закондоруна баш иет.

Бөлүкчөнүн массасынын чоңоюшу менен бирге анын де-Бройль толкунунун узундугу  $\lambda = \frac{h}{mv}$  кыскара баштайт да, чоң массадагы бөлүкчөлөр үчүн кыймылдын квант закондору классикалык закондорго өтүп кетет. Бул кубулуш Бордун дал келүү принцибине каршы эмес.

Башка теориялардай эле кванттык механиканын теориясынын туура экендиги тажрыйба аркылуу далилденет. Бул теория өз чегинде өзүнүн маанисин сактай алат. Башка теориялар сыяктуу бул теорияны колдонуу өз чегинде чектелбейт. Балким кванттык теориянын колдонуу чектери мындан кийинки, мындан да тереңделген жана кеңейтилген жаңи теория да аныкталышы мүмкүн.



§ 29. Суутектин атому

Шредингердин тендемесинин дагы бир жагдайы - аны атомдун ички кыймылын изилдөө үчүн пайдалануу. Мисалы, атомдогу электрондордун кыймылы. Бул колдонулуш менен толугураак таанышуу үчүн суутектин атому алып көрөлү. Суутектин атому составы жана түзүлүшү жагынан жөнөкөй. Шредингердин тендемесинин чыгарылышы кыймылсыз абалдагы оң заряддаган ядродон жана анын айланасындагы бир калыптагы кыймылдагы жалгыз электрондон турган модель үчүн түзүлгөн. Суутектин ядросу заряды  $+e$  барабар жалгыз протондон түзүлгөн. Суутектин атомундагы электрондун потенциалдык энергиясы

$$U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r}$$

барабар.

Андыктан суутектин атому үчүн Шредингердин стационардык абалдарынын тендемеси төмөнкүдөй жазылат:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0$$

Ядронун талаасы сфералык симметрияга ээ. Электрон үчүн потенциалдык чүңкүрдүн формасы айлана сыяктуу. Ошого байланыштуу Шредингердин тендемесинин чыгарылышы  $\psi$  толкун функциясы  $r, \theta, \varphi$  сфералык координаттары аркылуу туюнтулушу мүмкүн:

$$\psi = \psi_{n,l,m}(r, \theta, \varphi) \quad (49)$$

(49) берилген толкун функциясы ядро менен байланышкан электрондун энергиясынын

$$E = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{m e^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}; (n=1,2,3...)$$

маанилеринде гана өз касиеттерине ылайык бир маанилүү, чектелүү жана үзгүлтүксүз функция болот. Суутек атомунун өлчөмүн жана андагы электрондун энергиясынын маанисинин эң кичине чондугун аныктоо үчүн биз аныкталбастыктардын катышын пайдаланабыз. Бул принциптин койгон талабына ылайык координатанын жана ошол багыттагы импульстун таксыздыктары  $\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar$  деген формула менен байланышкан. Эгерде электрондун координатасынын так эместиги атомдун ченине өлчөмдөш ( $\Delta x \approx r$ ), ал эми импульстун таксыздыгы болжол менен импульстун модулуна барабар деп ал-

сак, анда

$$\hbar \cdot p \approx \hbar \quad (50)$$

Суутектин атомундагы электрондун толук энергиясы

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad \text{барабар} \quad (51)$$

(50) - формуласынан  $p = \hbar/r$  ни (51) коюп,

$$E = \frac{\hbar^2}{2mr^2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (52)$$

деп жазыбыз.

Энергиянын минималдуу маанисин аныктоо үчүн (51) туюнтмадан  $r$  боюнча алынган  $\left(\frac{dE}{dr} = 0\right)$  биринчи туундусун нөлгө барабардайбыз:

$$-\frac{\hbar^2}{mr^3} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = 0$$

Мендан суутек атомунун радиусу

$$r = 4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar^2}{me^2} = r_1 = 5,3 \cdot 10^{-11} \text{ м.} \quad (53)$$

Бордун жоболору менен салыштырганда, бул радиус анын биринчи орбитасынын радиусу ( $n=1$ ) менен дал келет. (53) ни (52) к коюп атомдун энергиясынын минималдуу маанисин алабыз;

$$E_1 = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{m e^4}{2\hbar^2} = -13,6 \text{ эВ.}$$

Бул энергия суутек атомунун негизги абалынын энергиясы ( $n=1$ ) Бордун жоболорунун негизинде алынган электрондук стационардык абалдардын радиустары жана стационардык абалдарынын энергиялары

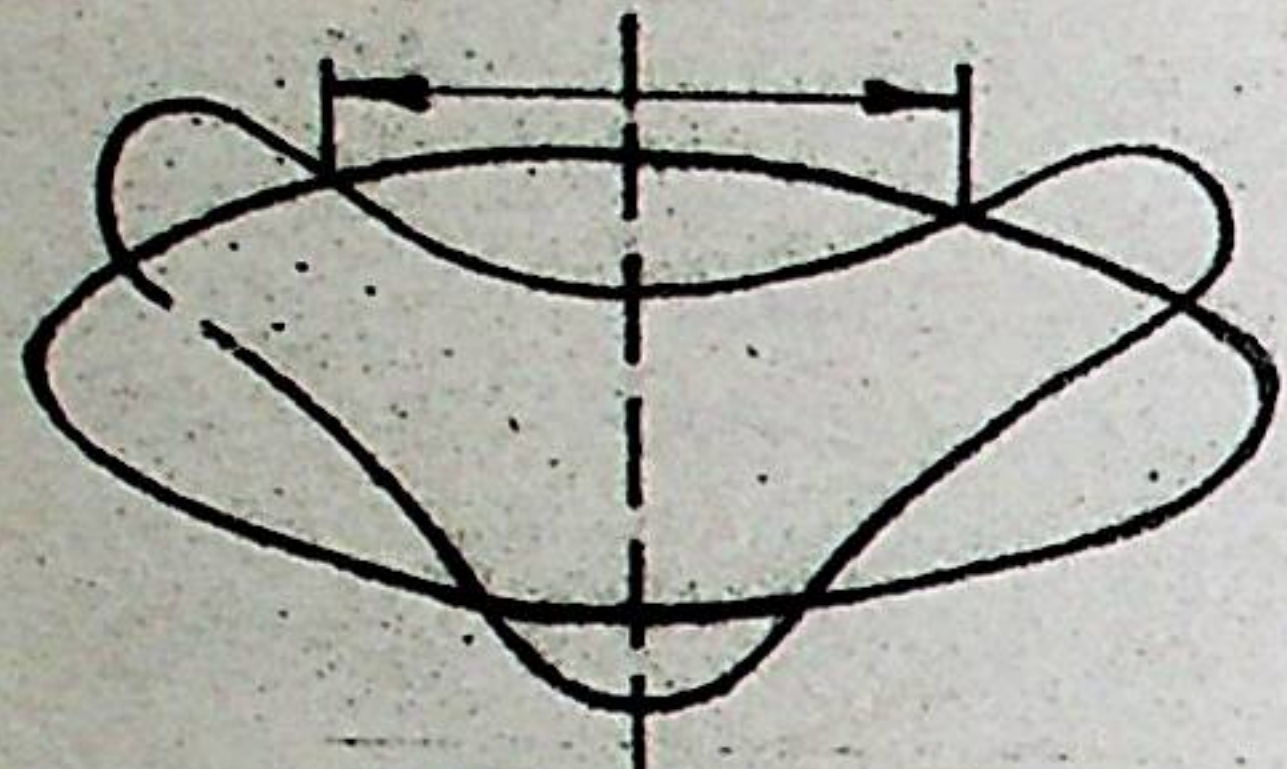
$$r_n = 4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar^2}{me^2} n^2; E_n = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{m e^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

менен, суутектин негизги абалы үчүн түзүлгөн Шредингердин квант механикалык моделинен алынган атомдун радиустарынын жана энергияларынын маанилери дал келишет. Бул теориялардын бирдей жыйынтыкка келүүсү экөөнүн тең туура экендигин ырастайт. Жогорку формуладан орбитадагы электрондун толук энергиясы ар дайым терс белгиде жана орбитанын кагар номеринин квадратына тескери пропорциялуу ( $E \sim -\frac{1}{n^2}$ ) экендиги билинет. Башкача айтканда, орбитанын номери жогорулаган сайын, ал орбитадагы электрондун энергиясы дагы өсөт.

Шредингердин атомунун квантмеханикалык моделинде Бор ор-



биталары мейкиндиктеги тик туруучу толкундары менен алмашат.



34-сүрөт

34-сүрөт. Ар бир толкунга өзүнүн энергиясы тиешелүү. Андыктан электрон бир орбитадан экинчи орбитага өтөт дегендин ордуна, атом бир абалдан экинчи абалга өтөт деген туура болот.

§ 30. Кванттык сандар

Шредингердин теңдемесинин өздук функциялары бүтүн сандуу  $n, \ell$  жана  $m$  параметрлерине көз каранды:

$$\psi = \psi_{n, \ell, m}(\chi, \theta, \varphi)$$

$n$  - башкы кванттык сан деп аталат. Ал  $n = 1, 2, 3, \dots$  барабар болгон бүтүн сандуу мааниге ээ. Башкы кванттык сан  $n$  атомдун кабыкчасынын же орбитасынын катар номерине барабар. Атомдогу электрондордун энергиясы

$$E_n = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{me^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (54)$$

барабар болгондуктан, башкы кванттык сан энергиянын деңгээл номерин мүнөздөйт десек болот.  $\ell$  жана  $m$  параметрлери бул азимуталдык жана магниттик кванттык сандары. Толкун функциясынын касиеттерине ылайык  $\ell$  жана  $m$  параметрлери ар түрдүү эмес, бүтүн сандуу

$$\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$$

маанилерин алууга мүмкүн.

Орбита боюнча айланган электрондун импульсунун моменти квант механикасында дискреттүү гана маанилерге ээ болот.

$$M_\ell = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)}$$

Ошондуктан,  $\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1$  квант саны орбиталык квант саны деп да аталат. Бул  $\ell$  азимуталдык квант саны орбитанын формасын мүнөздөйт. Башкы квант санынын белгилүү маанисинде  $\ell$  - мааниси  $(n-1)$  ашпайт:

$$\ell = 0, 1, 2, \dots$$

Ар түрдүү формадагы орбиталардын арасынан белгилүү  $n$  - башкы квант санына бир тегерек жана  $(n-1)$  эллипс формадагы орбита жооп берет. Ушул учурда  $\ell = (n-1)$  тегерекке, ал эми  $\ell = 0$  эң чоң эксцентриситеттүү эллипске тиешелүү.

$m$  - магниттик квант саны, мейкиндиктеги магнит талаасынын таасири астында электрон орбитасынын ориентациясын мүнөздөйт. Магнит квант саны импульстун моментинин берилген багытына болгон проекциясына барабар:  $L_z = m\hbar$

$\ell$  - мааниси берилген болсо, анда

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$$

маанилерине ээ болот.

Электрондун толук энергиясы бир гана башкы кванттык  $n$  санга көз каранды. Демек, өздук энергиянын ар бир маанисине  $\ell$  жана  $m$  менен айырмаланган бир нече  $\psi_{n, \ell, m}$  өздук функциялар туура келиши мүмкүн. Башкача айтканда, атомдун энергиясынын бир эле маанисинде атом ар түрдүү абалдарда болууга мүмкүн ( $I$ -таблица).

Бирдей энергияга ээ болгон атомдун ар түрдүү абалдары "бузулган" (вырожденный) абал деп аталат. Башкы квант саны бирдей, бирок азимуталдык  $\ell$  квант саны менен айырмаланган атомдун абалдарын белгилөө үчүн атом физикасында шарттуу түрдө

Таблица I

Энергия деңгээли	Psi-функциянын түрү	Квант сандары			Энергия деңгээли	Psi-функциянын түрү	Квант сандары		
		$n$	$\ell$	$m$			$n$	$\ell$	$m$
$E_1$	$\psi_{100}$	1	0	0	$E_3$	$\psi_{300}$	3	0	0
		$E_2$	$\psi_{200}$	2		0	0	$\psi_{31-1}$	3
$\psi_{21-1}$	2		1	-1		$\psi_{310}$	3	1	0
$\psi_{210}$	2		1	0		$\psi_{31+1}$	3	1	+1
$\psi_{21+1}$	2		1	+1		$\psi_{32-2}$	3	2	-2
						$\psi_{32-1}$	3	2	-1
						$\psi_{320}$	3	2	0
						$\psi_{32+1}$	3	2	+1
						$\psi_{32+2}$	3	2	+2

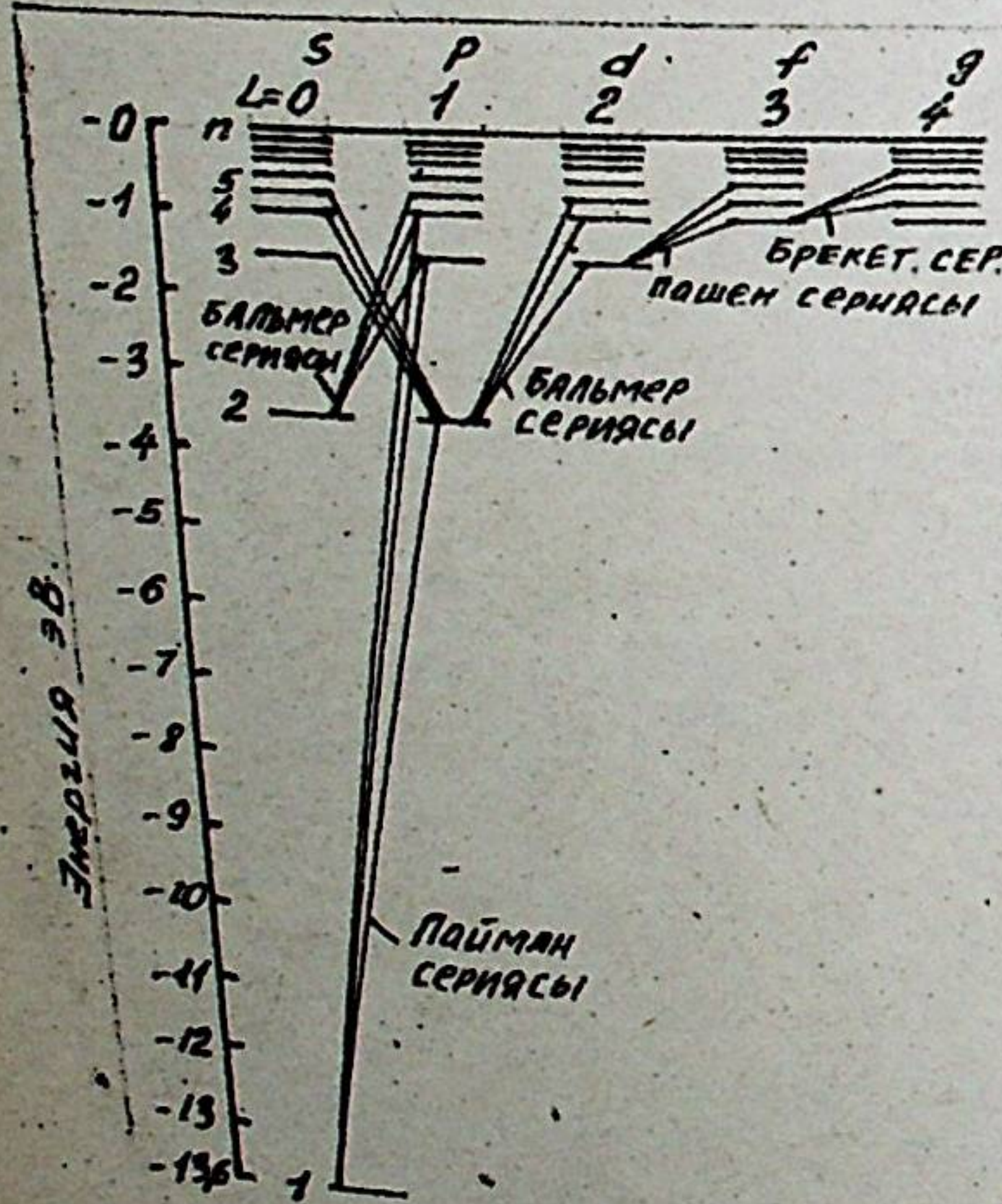


- $l = 0$        $s$  - абал;  
 $l = 1$        $p$  - абал;  
 $l = 2$        $d$  - абал;  
 $l = 3$        $f$  - абал;

вигинин иретинде белгилөө киргизилген.  $l$  - мааниси ар дайым л кичине болгондуган, электрондун төмөндөгүдөй абалдары болушу мүмкүн.

1	S				
2	S	2 P			
3	S	3 P	3 d		
4	S	4 P	4 d	4 f	ж.б.

Мындан абалдын белгисинин алдында цифра менен башки квант санынын мааниси берилген. 35-суретте суутек атомунун энергияларынын деңгээлдеринин схемасы берилген. Энергия деңгээлдери азимуталдык сандар боюнча топтолгон: Жарыктын нурларыны жана жутулушу электрон бир абалдан экинчи абалга өткөндө пайда болот.



35-сурет

Квант механикасында атом бир абалдан башка абалга иретсиз өтө бербейт. Бул өтүүлөрдөн  $l$  азимуталдык сан бирге өзгөрүлгөн гана учурлар ылганып алынат.

$\Delta l = \pm 1$   
 35-суретте жаныктык сызыктар менен көрсөтүлгөндөй, мисалы, атом P - абалынан - S; S абалынан - P абалына; d → P; S → d ж.б. өтүүлөргө шарт түзүлгөн. Бул эреже ылгап алуу эрежеси деп аталат. Атомдун 1 S (n=1)

абалы негизги абал деп эсептелинет. Бул абалда атом минималдуу энергияга ээ. Негизги абалдан энергиясы чоңураак дуулуккөн абалга өтүш үчүн атомго сырттан энергия сарп кылуу керек. Бирок, кайрадан атом дуулуккөн абалдан негизги абалга өткөндө энергия жарык түрүндө бөлүнүп чыгат.

Башкы кванттык сандын мааниси көбөйгөн сайын, энергиянын деңгээлдеринин жыштыгы улам көбөйүп олтуруп, энергиянын дискреттик бөлүнүшүүсү бара-бара байкалбай калат. Башкача айтканда бөлүкчөнүн абалы классикалык физикадагы жөнөкөй эле бөлүкчөнүн абалына жакындайт. Бул абал Бордун 1923-жылы сунуш кылган дал келүү шартына туура келет: кванттык сандары чоң маанилерге ээ болгондо, квант механикасы менен классикалык механикалардын натыйжалары дал келүүгө тийиш.

(19) - да көрсөтүлгөн өздүк функцияны эки көбөйтүүчүгө ажыратса болот:

$$\psi_{n,l,m} = \psi_{n,l}(r) \psi_{l,m}(\theta, \varphi)$$

S - абалындагы электрон үчүн ( $l=0, m=0$ ) комплекстик  $\psi_{l,m}(\theta, \varphi)$  функция турактуу сан болот. Андыктан S - абалга көп берүүчү  $\psi_{n,0,0}$  толкун функциясы  $r$  гана көз каранды.

Ядродон  $r$  аралыктагы сфера катмарынын элементинин бирдик көлөмүндө ( $dV = 4\pi r^2 dr$ ) электронду жолуктуруу ыктымалдуулугу

$$dP = |\psi|^2 dV = |\psi|^2 4\pi r^2 dr \quad \text{барабар.}$$

Бул жерге  $\psi = ce^{-\frac{r}{a_0}}$  функциясынын маанисин коюп

$$dP = c^2 e^{-\frac{2r}{a_0}} 4\pi r^2 dr \quad \text{алабыз,} \quad (55)$$

функциясын максимумга изилдөө үчүн (55) - туютмасынын туундусун нөлгө барабарласак,  $r_{max} = a_0$  келип чыгат.

Мына ошентип, атомдогу электронду жолуктуруу ыктымалдуулугу абдан чоң болгон геометриялык чекиттердин ордун электрондун орбитасы (алкагы) деп айтабыз.

§ 31. Атомдордун жутуусу жана өз алдынча нурдануусу

Бордун жоболору кванттык механиканын теориясы менен негизделет. Стационардык абал жөнүндөгү Бордун жоболору; биринчи жобосу - де-Бройлдун толкундук функциясынын ампли-



гудасынын квадраты стационардык шарттарда убакытка көз каранды эместиги менен түшүндүрүлөт. Демек электрон  $E_n$  абалында болгонду атомго сырттан аракет этпейинче анын абалы өзгөрбөйт.

Экинчи жобо - атом бир стационардык абалдан экинчи стационардык абалга өткөндө  $\nu$  жыштыктагы фотон жутулат, же бөлүнүп чыгат. Сырткы күчтөрдүн таасиринде атом  $m$  абалынан  $n$  абалына өтсүн дейли, башкача айтканда квантмеханикасы боюнча электрон убакыттын бир бөлүгүн бир абалда, ал эми экинчи бөлүгүн башка абалда өткөзөт. Бул учурда электрон өзүн жарык бөлүп чыгаруучу сызыктуу осциллятор катары алып жүрөт.

Осциллятордун термелүү жыштыгы электрондун  $E_m$  энергиялуу абалынан  $E_n$  энергиялуу абалына өтүү учурундагы фотондун термелүү жыштыгына барабар.

$$\nu_{m,n} = \frac{E_m - E_n}{h}$$

Атомдун нурлануу спектри айрым спектрдик сызыктардан түзүлөт. Алардын ар биринин ортолору жазы, кара тилкелер менен бөлүнгөн ар кандай ачык түстүү сызыктардан турат. Спектрде ар бир сызык чектүү кеңдикке ээ. Суутек нурдануусунун мүмкүн болгон спектрдин жыштыгы сериалдык формула боюнча аныкталат:

$$\nu_{m,n} = R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

$$R = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} = 3,27 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}. \quad \text{Мында } R -$$

Ридбергдин турактуусу.

Жыштыктар спектрдик серияларга бөлүнөт. Ар бир серия  $n$  - орбитасынын белгилүү номерине жана  $m > n$  болгон сандарынын ар түрдүү маанилерине туура келүүчү катарды түзөт. Бул сериялар төмөнкүчө аталышат:

- $n = 1$ . Лаймандын сериясы  $\nu_{m1} = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right); m = 2, 3, 4, \dots$
- $n = 2$ . Бальмердин сериясы  $\nu_{m2} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right); m = 3, 4, 5, \dots$
- $n = 3$ . Пашендин сериясы  $\nu_{m3} = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right); m = 4, 5, 6, \dots$
- $n = 4$ . Бракертин сериясы  $\nu_{m4} = R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2} \right); m = 5, 6, 7, \dots$
- $n = 5$ . Фрундтун сериясы  $\nu_{m5} = R \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{m^2} \right); m = 6, 7, 8, \dots$

Берилген сериядагы жыштыкта нурдануу жогорку энергетикалык деңгээлдин бирине өтүүдөн келип чыгат. Биринчи дүүлүккөн абалга (жогорку деңгээлден экинчи энергетикалык деңгээлге) өтүүлөр Бальмердин сериясын түзүшөт. Бул серия спектрдин көрүнгөн бөлүгүндөгү кизил, жашыл жана көк сызыктардан турат. Гальмердин

сериясын 1885-жылы тажрыйбанын негизинде биринчи болуп ачылган. Бул сериялардын пайда болушу 35-сүрөттө жанык сызыктар менен белгиленген.

Жарыктын жутулушу - нурданууга тескери процесс. Атом жарыкты жутуу менен төмөнкү, негизги абалынан жогорку дүүлүккөн абалга өтөт. Жутуу спектринде Лаймандын сериясын байкоого болот. Суутек сыяктуу атомдордун энергетикалык деңгээлдери, суутектин деңгээлдеринен  $Z^2$  эсе айырмаланат.

$$\nu_{m,n} = RZ^2 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

Мында  $Z$  - химиялык элементтин катар номери. Атомдор жарык фотондорун жутуу учурунда  $10^{-8}$  с убакытта дүүлүккөн абалга өтүшөт. Андан кийин фотонду нурдануу менен бирге өз алдынча төмөнкү энергетикалык абалга өтүшү мүмкүн. Бул өз алдынча болуучу процесси атомдук физикада спонтандык процесс деп аталат.

### § 32. Штери менен Герлахтин тажрыйбалары. Спин квант саны.

Жалпысынан алганда суутектин спектрине окшош жана ал сыяктуу сырткы валент катмарында бирдей электрону бар жегич металлдардын спектри болот. Бирок магнит талаасына кайгаштырылган жегич металлдарынын спектринин айрым сызыктарынын экиге бөлүнүү (дублеттерге) өзгөчөлүгү байкалган.

1925-жылы Гаудсмит менен Уленбек, эгерде электрондор өзүнүн массасы жана заряды менен бир катарда өздүк механикалык жана магниттик моменттери да бар деп эсептелсе, анда жогорку кубулушту түшүндүрүүчү болот деп жыйынтыкташкан.

Атомдун натыйжалоочу механикалык жана магниттик импульстарынын моменти ар бир электрондун орбиталдык жана спиндик моменттеринин кошулуусунан келип чыгат. Элементардык бөлүкчөлөрдүн же алардан түзүлгөн системанын импульсунун натыйжалоочу орбиталдык жана спиндик моменттери төмөнкүдөй жазылат.

$$M_o = \hbar \sqrt{l(l+1)} \quad (36)$$

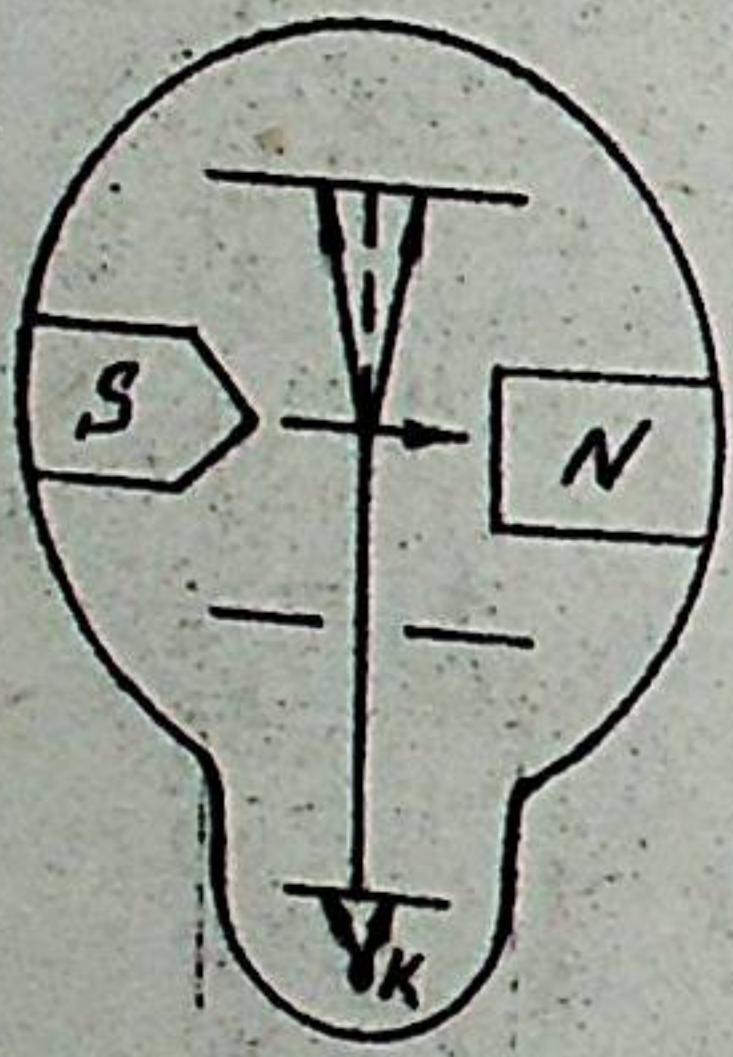
$$M_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}$$

мында  $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$  орбиталдык, ал эми  $s = \frac{1}{2}$  - спиндик кванттык сандар. Спин - бөлүкчөнүн кванттык касиети, вектордук чоңдук. Спин (англис тилинде - spin) - айлануу, төгөрөнүү



деген мааниде, андыктан ал электрондун ооздук айлануусунун орбиталдык айлануусуна салыштырмалуу багытталышы мүнөздөйт деп айтсак болот.  $S$  - бөлүкчөнүн тегине ылайык бүтүн он жана терс белгилүү сан, же жарты сан болушу мүмкүн. Спини бүтүндүн жарымына барабар ( $\pm \frac{1}{2}$ ) бөлүкчөлөр фермиондор (мисалы, электрон, протон, нейтрон), ал эми спини бүтүн сан болгон бөлүкчөлөр (мисалы,  $\pi$  - мезон,  $S = 0$ ; фотон,  $S = 1$ ) бозондор деп аталат. Спин - микробөлүкчөлөрдүн негизги мүнөздөмөлөрүнүн бири. Электрон үчүн спиндик кванттык сандын мүмкүн болуучу эки мааниси бар.

Электрондо спиндик моменттин бар экендигин 1922-жылы О. Штерн менен В. Герлах тажрыйба жүзүндө аныкташкан. Алар ар түрдүү бир валенттүү химиялык элементтердин атомдорунун  $P_m$  магнит моментин өлчөшкөн. Бул тажрыйбанын схемасы 36 сүрөттө көрсөтүлгөн.



36-сүрөт

Айлана боюнча кыймылдаган заряды бар бөлүкчө бир эле учурда  $M_e$  механикалык импульстун моментине жана магниттик моментке ээ:

$$\frac{M_e}{M_e} = - \frac{e}{2me}$$

Бул тууртта гиромангниттик катны деп аталат,  $M_e$  ордуна анын (56) - маанисин коюп, электрондун  $M_e$  магниттик моментин аныктайбыз:

$$M_e = - \frac{e\hbar}{2me} \sqrt{l(l+1)} = -M_B \sqrt{l(l+1)}$$

$$M_B = e\hbar/2m = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{с} / \text{Тл} \quad - \text{чондук Бордун магнетону деп аталат. Мында } l, m_e - \text{ электрондун заряды жана анын массасы. Бордун } M_B \text{ магнетону - атомдун, молекулалардын магниттик моментинин бирдиги. Бөлүкчөнүн магниттик моменти } \sqrt{l(l+1)} \text{ сандагы магнетондордон турушу мүмкүн, башкача айтканда } M_e \text{ магниттик моменти } M_B \text{ магнетонго эселүү болгон дискреттүү чондук. Демек атомдогу бөлүкчөлөрдүн импульстарынын моменти кванттоо эрежесине баш иет.}$$

Мына ошентип, Штерн менен Герлахтын тажрыйбалары атомдогу бөлүкчөлөрдүн импульсунун моментинин мейкиндиктеги квантталышына далилдебестен, ага кошумчалап, алардын дискреттүү экендигин да далилдейт. Тажрыйбалардын ныйманы, электрондордо  $M_e$  механикалык жана  $M_e$  магниттик  $M_e$  моменттеринен башка,  $S$  спини бар деген божомолго алып келет.

Ошентип атомдогу электрондун стационардык кванттык абалы: башкы  $n$ , орбиталдык  $l$ , магниттик  $m$  жана спиндик  $S$  кванттык сандардын жыйындысы менен мүнөздөлөт.

### § 33. Паулинин принциби.

Классикалык механикада бирдей бөлүкчөлөрдүн ар бирин өзүнчө белгилеп алып, ар биринин өзүнчө кыймылын, траекторияларын байкоого мүмкүнчүлүк түзүлгөн.

Кванттык механикада болсо аныкталбастыктын принцибинин таалабына ылайык траектория деген түшүнүк өз маанисин жоготуп кетет. Андыктан көп сандагы бөлүкчөлөрдөн таптакыр бирдей бөлүкчөлөрдү бөлүп алуу мүмкүн эмес. Демек, жаратылышы бирдей, окшош бөлүкчөлөрдү каттоочу куралдардын бардыгы бири-биринен айырмалай албайт. Бул ой - окшош бөлүкчөлөрдүн айырмасыздык принциби деп аталат.

Эки окшош бөлүкчөдөн турган системаны карайлы.  $\xi_1$  биринчи бөлүкчөнүн, ал эми  $\xi_2$  - экинчи бөлүкчөнүн координаталары деп белгилей алсак, анда бул бөлүкчөлөр окшош болгондуктан  $\xi_1$  менен  $\xi_2$  орун алмашуусу системанын физикалык касиеттерине таасир этпейт. Демек, толкун функцияларынын квадраттары үчүн:

$$|\psi(\xi_1, \xi_2)|^2 = |\psi(\xi_2, \xi_1)|^2$$



барабардык аткарылыш керек. Бул барабардыктын төмөнкүдөй касиеттери бар.

$$\psi(z_1, z_2) = \psi(z_2, z_1) \text{ жана } \psi(z_1, z_2) = -\psi(z_2, z_1)$$

Биринчи учурда толкун функциясы симметриялуу, ал эми экинчи учурда - ассиметриялуу болот. Толкун функциясынын симметриялуулугу бөлүкчөнүн спиндик кванттык санына көз каранды болот: спини нөлгө же бүтүн санга барабар бөлүкчөлөрдүн толкун функциясы симметриялуу, ал эми спини бүтүндүн жарымына барабар болгон бөлүкчөлөрдүн толкун функциясы - антисимметриялуу. Берилген системадагы бүтүн сандагы спини бар бөлүкчөлөр чектелбестен жана бардыгы бирдей абалда болушу мүмкүн. Бул бөлүкчөлөр бозондор деп аталат. Бозондор Бозе - Эйнштейндин статистикасына баш иет. Спини бүтүндүн жарымына барабар бөлүкчөлөр фермиондор деп аталат. Алар Ферми - Дирактын статистикасына баш иет. Фермиондор ар бир кванттык абалда бирден гана болушу мүмкүн. Бул ой 1925-жылы Паулинин принцибинде мындайча айтылган: фермиондор системасында бир убакытта бирдей эле абалда болгон бирден ашык бөлүкчө болууга мүмкүн эмес. Кыскача айтканда, бир эле атомдо бирдей  $(n, l, m, s)$  кванттык сандардын комплекти менен мүнөздөлгөн, окшош эки электрон болбойт. Бул принципти математикалык түрдө төмөнкүчө жазууга болот:

$$Z_1(n, l, m, s) = 0 \text{ же } 1 \text{ барабар.}$$

Мында  $Z_1$  - белгилүү төрт кванттык сандардын комплектине туура келүүчү электрондордун (абалдардын) саны. Атомдогу үч  $(n, l, m)$  квант саны бирдей электрондордун саны:

$$Z_2(n, l, m) = 2$$

Бул эки электрон спиндик квант саны менен айырмаланат. Атомдогу  $(n, l)$  квант сандары бирдей маанидеги электрондордун саны.

$$Z_3(n, l) = 2(2l + 1) \text{ барабар.}$$

Башкы кванттык сандын мааниси бир эле чоңдукка барабар болгон атомдо

$$Z(n) = 2n^2$$

электрондун болушу мүмкүн.

(56) формуланы пайдаланса:

$n = 1$  - абалда 2 электрон,

$n = 2$  - абалда 8 электрон,

$n = 3$  - абалда 18 электрон,

$n = 4$  - абалда 32 ж.б. сандагы электронго чейин болушу

мүмкүн. Бирдей башкы квант саны бар электрондор бир электрондук алкакка топтолушат.  $n$  маанисине жараша, электрондук алкактар төмөнкүдөй белгиленет:

$n$  мааниси: 1 2 3 4 5 6 ...

электрондун алка-

гынын белгилениши: K L M N O P ...

Мына ошентип, жогоруда айтылгандарды жыйынтыктаганда: K - алкагы - 2 катмардан; L - алкагы - 8, M - алкагы - 18, N - алкагы - 32 катмардан түзүлөт. Ар бир деңгээлде (катмарда) Паулинин принцибине ылайык, бирден гана электрон болууга тийиш. Абалдар боюнча атомдун электрондорунун бөлүнүшү - электрондук конфигурация деп аталат. Ар бир атомдун элемент өзүнүн электрондук конфигурациясы менен белгиленет. Мисалы, гелийдин изотобунун конфигурациясы  $1s^2 2s$ ; натрийдин конфигурациясы  $1s^2 2s^2 2p^6 3s$

менен белгиленет. Натрийдин он бир атому: экөө биринчи алкактын S абалында, экөө - экинчи алкактын S - абалында, алтоо P - абалында, он биринчи электрону үчүнчү алкактын S - абалында жайгашат. Атомдун кванттык теориясы Д.И. Менделеевдин мезгилдүү системасынын келип чыгышын түшүндүрөт. Бул суроо химия курсунда толугу менен каралган.

### § 34. Аргасыз нурлануу. Лазерлер.

Аргасыз (индукцияланган) нурлануу деп - жарыктын таасири менен заттын дүүлүктүрүлгөн атомдорунун, молекула, иондорунун нурлануу кубулушу айтылат. Башкача айтканда дүүлүккөн атомдун төмөнкү энергиялык деңгээлге өз алдынча эмес, электромагниттик талаанын жардамы менен өтүшү. Затка түшкөн жарыктын энергиясынын заттын дүүлүккөн атомдору жутуп алат.

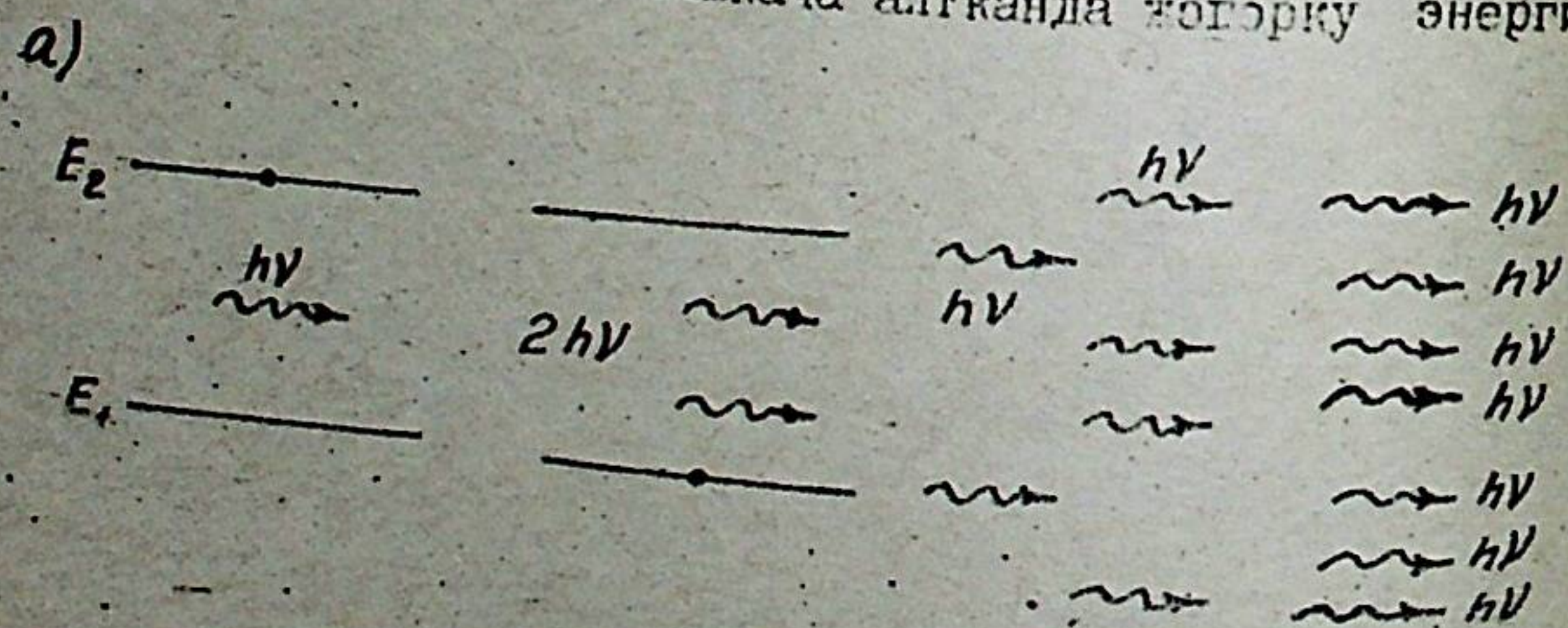
Жарык жутуунун натыйжасында бир абалдан экинчи абалга аргасыз өтүүнүн ыктымалдуулугу аргасыз нурлануунун ыктымалдуулугуна барабар болсоорун А.Эйнштейн термикалык тең салмактуулук аркылуу далилдеген. Эгер кандайдыр бир убакыт бирдигинде  $n$  абалынан  $m$  абалына өткөн атомдордун  $N_{m,n}$  саны, карама-каршы багытта өткөн  $N_{n,m}$  атом санына барабар болсо, анда зат менен



нурлануунун ортосунда тең салмактуулук пайда болот. Бул ой дегендик тең салмактуулук принциби деп аталат.

Аргасыз нурлануунун натыйжасында иштөйлөп чыккан оптикалык диапазондогу когеренттүү монокроматтык электромагнит толкундарын генерациялоочу курал лазер деп аталат. Лазер нурлануусунун негизги мүнөздөмөсү: когеренттүүлүгү, багытталышы жана энергиясынын тыгыздыгынын өтө кубаттуулугу. Лазердин бардык түрлөрүндө аргасыздан нурдантуу процесси активдүү күчөтүүчү чөйрөнүн жардамы менен жүзөгө ашырылат. Ал жөнүндө 1940-жылы совет физиги В.А.Фабрикант алгачкылардан болуп айткан. 1954-жылы советтик окумуштуулар Н.Г.Басов менен А.М.Прохоров жана америкалык физик Ч.Таунс тарабынан сантиметрлик ( $\lambda = 1,27$  см) диапазондо иштөгөн биринчи молекулалык генератор түзүлгөн. Генерациянын жаңы принцибин иштеп чыгуу жана радиотолкундарды күчөтүүдөгү иштери үчүн 1963-жылы Н.Г.Басов, А.М.Прохоров жана Ч.Таунс Нобель сыйлыгына татыктуу болушкан. Лазер деген сөз англис тилинен алынып, бизче "аргасыз нурдануунун жардамы менен жарыкты күчөтүү" дегенди билгизет. Биринчи лазер 1960-жылы АКШ да түзүлгөн. Бул лазер - спектрдин көрүнгөн диапазонунда иштеген. Затка түшкөн толкунду күчөтүү үчүн, жогорку  $E_n$  энергиялык абалдагы электрондордун санына салыштырганда көп болуш керек. Бул учур атомдордун инверстүү ("толуп кетүүсү") жайгашуусу деп аталат. Инверсия (лат. *inversio*) - орун алмашуу, же көтөрүү деген түшүнүктө. Чындыгында, кадимки шарттарда көпчүлүк атомдор төмөнкү энергиялык абалда болушат.

Электромагниттик толкундар зат аркылуу өткөндө анын  $h\nu$  энергиясын жутулуп, жана бул энергиянын эсебинен атомдордун бир бөлүгү дүүлүгүүгө келишет, башкача айтканда жогорку энергия-

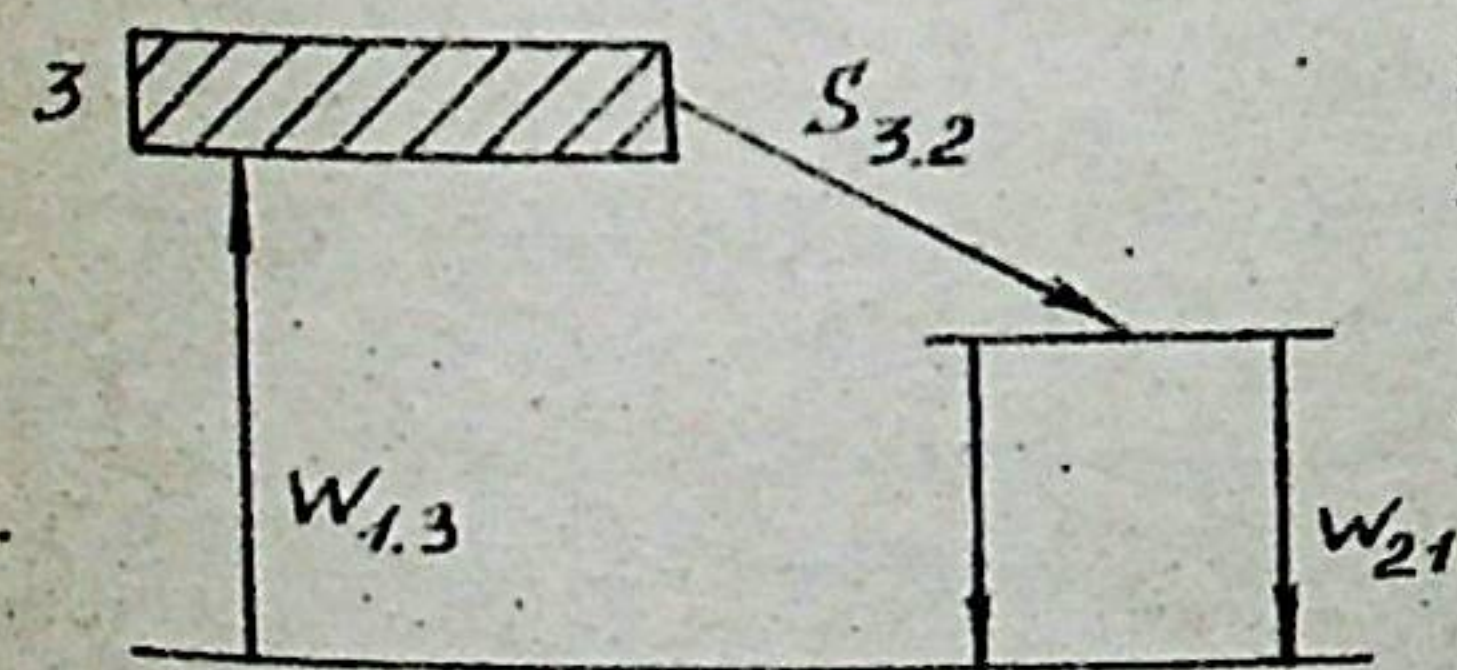


37-сүрөт

лык абалга өтүшөт (37 а, б - сүрөт). Бул учурда жарык агымынын 2-жана 1-деңгээлдеринин ортосундагы энергиялардын айырмасына барабар болгон энергия

$$h\nu = E_2 - E_1$$

алынат. Дүүлүккөн атом катынышуудан кийин өзүнүн энергиясын фотон түрүндө бөлүп чыгарат (37-а, б). Атомдун негизги абалга өтүшү менен толкундун күчөшү байланыштуу болот. Активдүү (күчөтүүчү) чөйрөлөрдө аргасыз нурлануу процесстери жарыкты жутуу процесстерине үстөмдүк кылышат. Мындай заттарда фотондордун санынын көбөйүшү көчкү түрүндө болуп жана ушуну менен бирге чөйрөнүн инверстүү абалга өткөзүү үчүн, башкача айтканда чөйрөнүн атомдорун дүүлүккөн абалда өткөрүүнүн үч деңгээлдүү системасы кенири колдонулат. Атомдор жарыкты жутуунун эсебинен дүүлүгүшө, андыктан лазерлерде атайын кубаттуу лампа колдонулат. Тышкы таасир жок кезде система ар кандай энергия абалдарда болуу убактысы бирдей эмес. 3-деңгээлде система  $10^{-8}$  с чамасында, башкача айтканда эң эле аз жашайт (38-сүрөт). Андан кийин система жарыкты нурдантпастан өз эркинче 2-абалга өтөт. 2-абалда жашоо убактысы  $10^{-3}$  секунд, башкача айтканда 2-абалда системанын жашоо убактысы 100 000 эсеге көбөйөт. Тышкы жарыктын таасири астында система 2 - абалдан 1-абалга нурдантуу менен өтөт. Бул принцип лазерлерде колдонулат.



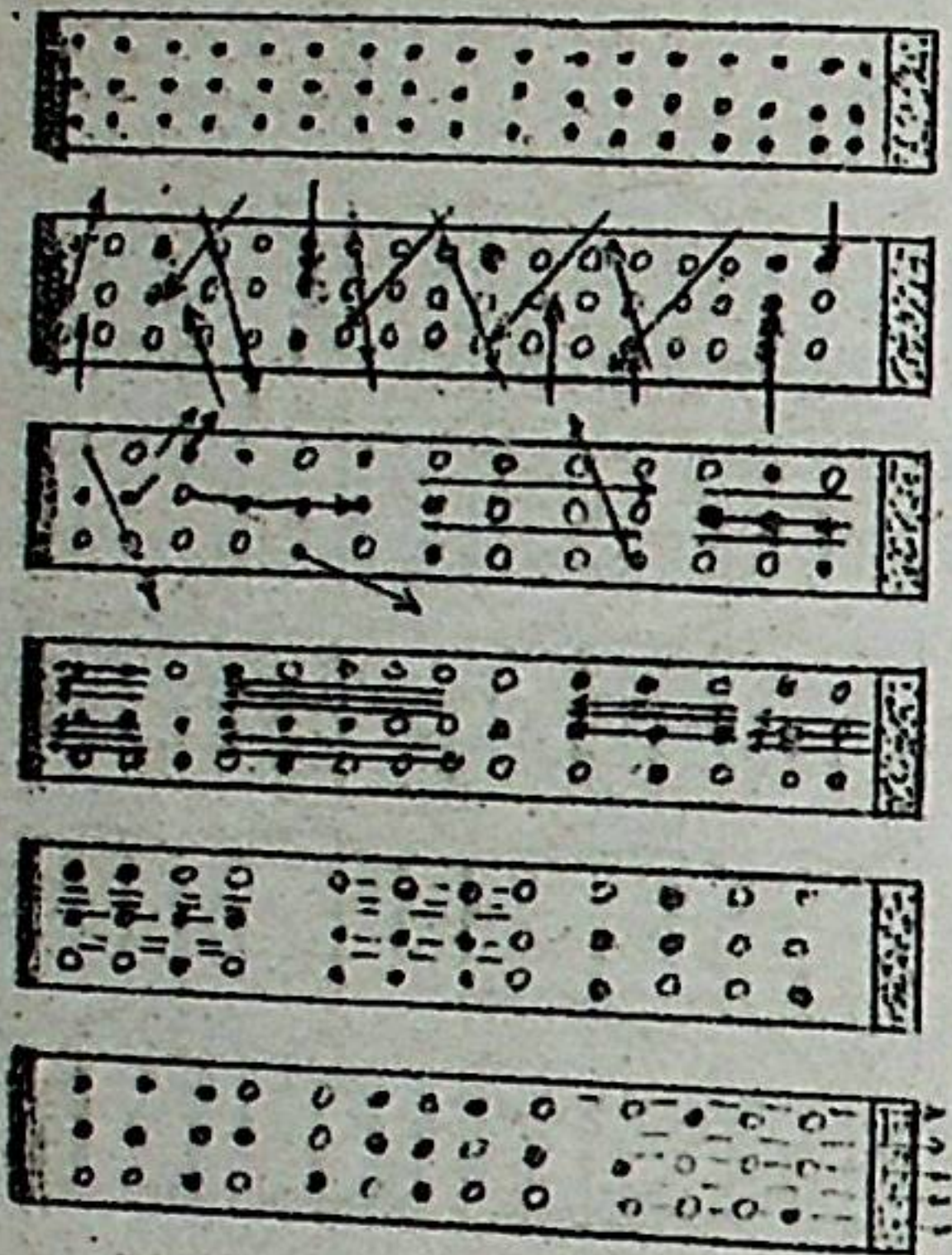
38-сүрөт

атайын лазер жарк өткөндө система 3-абалга өтөт, андан кийин 2-абалга өтөт. 2-абалдын жашоо убактысы узак болгондуктан, анда дүүлүккөн атомдор чогулат да, 2-абалдын "толуп кетүүсү" пайда болот. Аргасыздан нурдануу процессин тез күчөтүү үчүн төмөнкүдөй принцип колдонулат (39-сүрөт). Лампа ачык жарк этип күйгөнгө чейин заттын (мында, хромдун мисалы көрсөтүлгөн) иондору негизги абалда (карангы тегеректер) болушат (39 а-сүрөт).

Лампа жарк өткөндө көп сандаган иондор дүүлүккөн абалга (39-б сүрөтүндөгү жарык тегеректер) өтүшөт. Эз экинче 2-абал-



дан  $I=асалга$  өтүүнүн натыйжасында ар түрдүү багыттар боюнча нурдана башташат (39-сүрөттөгү үзүлмө жебе менен көрсөтүлгөн).



39-сүрөт

Алардын ичинен кристаллдын огуна бурч боюнча таралгандары, кристаллдан чыгып кетишет. Бирок кристаллдын огун болюго кеткен фотондор, анын туура кесилиштеринен бир нече прот тагылат (39 г, д-сүрөтү). Ал заттын дуулуккен иондорунда аргасыздан нурдануу процессин тез күчөтөт. Заттан жасалган стержендин туура сынан кесилиштеринин бири кузгудей жалтырак келет (39-сүрөттөгү сол четтеги кесилиши), экинчиси болсо жарым-тунук турунда болот.

Ал аркылуу кыска убакытта болуучу кубаттуу импульсун бир бөлүгү (8%) чыгат (39 е-сүрөт). Чыккан толкун когеренттүү болот, анткени бардык атомдор өз ара байланышта нурдангышат жана эн кубаттуу болушат. Себеби аргасыздан нурданууда бардык даярдалган энергия эн эле кыска мөөнөттө бөлүнүп чыгат.

1963-жылы жарык өткөргүчтүү алгачкы лазерлер жаратылган. Азыркы кезде лазердин түзүлүшүнө колдонулган көптөгөн катуу, суюк жана газ түрүндөгү материалдар белгилүү.

Лазердик булактардан чыккан жарык эн сонун бир катар касиеттерге ээ; 1) лазердин жарыгы өзгөчө монохроматтуу; 2) өзгөчө когеренттүү; 3) лазер - эн кубаттуу жарык булагы болуп эсептелинет; 4) жарыктын эн эле ичке шооласын түзүүгө жөндөмдүүдүгү ж.б.

Лазер көп нерселерге жана ар түрдүү колдонулат. Лазердик нурду байланыш үчүн космос мейкиндигинде колдонуу өтө перспективалуу. Лазер нуру медицинада хирургиялык операцияларды жүргүзүүгө колдонулат. Лазердик локациянын жардамы менен планеталардын айлануу ылдамдыктары, ай жана Чолпон планеталарынын кыймылынын мүнөздөмөлөрү такталган. Лазердик локациянын жардамы менен ара-

лардын абдан чоң тактыкта өлчөөгө болот. Лазер нуру менен атом жана молекулаларды дуулуктүрүүдө, алардын ортосундагы кадимки аракеттерде болбой турган химиялык реакцияларды пайда кылууга болот. Техникада лазер нурларын металлдарды кесүү, эритүү жана элдетүү үчүн колдонулат.

## КВАНТ СТАТИСТИКАСЫНЫН ЭЛЕМЕНТТЕРИ ЖАНА КАТУУ ЗАТТАРДЫН ФИЗИКАСЫ

### БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙН ЖАНА ФЕРМИ-ДИРАК БӨЛÜШТҮРҮҮСҮ

#### § 35. Ферми-Дирак статистикасы

Статистика физикасынын максаттарынын бири - бөлүкчөлөрдүн ар түрдүү квант абалдары боюнча бөлүштүрүлүшүнүн законун аныктоо болуп эсептелет. Кванттик статистика статистика физикасы: эн бир бөлүгү, мында квант механикасынын закондоруна баш ийген бөлүкчөлөр системасынын касиеттери изилденет. Бардык бөлүкчөлөр спини боюнча фермиондорго жана бозондорго бөлүнөт.

Фермион (ферми - бөлүкчө) - деп жарты спиндүү (жарты санына барабар:  $\frac{1}{2}\hbar, \frac{3}{2}\hbar, \dots$ ) бөлүкчөлөр, же болбосо алардан түзүлгөн бөлүкчөлөрдүн системасынын көп болушу аталат. Протонду, нейтронду жана алардын түзүүчү кварктарды, алардын антибөлүкчөлөрүн фермион деп атабыз. Фермиондор үчүн Паулинин принциби алыннат: фермиондор системасында бир убакытта, бирдей абалда бирден ашык бөлүкчө болууга мүмкүн эмес. Демек, квант абалдарынын фермион менен толтурулушуна катуу чек коюлат. Фермиондордун толук функциясы антисимметриялуу функция, ошондуктан кандай болбосун бирдей санда болгон бөлүкчөлөр орун алмашканда, алардын толук функциясы маанисин, тагынаак айтканда белгисин өзгөртөт.

Бозон (бозе - бөлүкчө) деп спини нөлгө же бүтүн санга ээ болгон бөлүкчөлөр жана квазибөлүкчөлөр аталат. Мисалы, бозондорго спини 1 (бирге) барабар болгон фотондор, спини 2 (экиге) барабар - гравитондор, мезондор, резонанстар, катуу заттагы фотондор жана жарым өткөргүчтөр менен диэлектриктердеги экситондор таандык. Мындан тышкары бозон деп жуп сандагы фермиондордон куралган атомдорду жана молекулаларды айтабыз. Мисалы, жуп сандагы протон менен нейтрондордон турган атом ядролору ( ${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^{16}_8\text{O}$  ж.б. ядролор).



Бозондордун толкун функциясы симметриялуу функция болуп эсептелет. Демек, кандай гана болбосун түгөй бөлүкчөлөр мейкиндикте орун алмашканда, алардын толкун функцияларынын маанилери өзгөрбөйт. Андыктан бир эле квант абалында бир нече бирдей бөлүкчөлөр жайгашууга мүмкүн, башкача айтканда квант абалдарынын бозон менен толтурулушуна чек коюлбайт.

Мына ошентип, ар түрдүү бөлүкчөлөр үчүн алардын квант абалдары боюнча бөлүштүрүлүшү бирдей эмес, фермиондор менен бозондордун бөлүштүрүлүштөрүнүн закондору ар башка болот.

Алгачкы, биз идеалдуу ферми - газды  $N$  - тендеш фермиондордон (мисалы, электрондордон) түзүлгөн турактуу көлөмдөгү система деп карайлы. Бул система кагуу заттардагы эркин электрондордун жүрүш-турушуна окшош.

Бөлүкчөлөрдүн абалын көрсөтүү үчүн биз эки түрдөгү мейкиндик жөнүндө түшүнүк алып көрөлү:  $X, Y, Z$  менен белгиленген координата мейкиндиги (кадимки эле үч ченемдүү мейкиндик) жана  $P_x, P_y, P_z$  менен белгиленген импульс мейкиндиги. Координата жана импульс мейкиндиктерин бирдей кубдагы ячейкаларга бөлөбүз.

Бөлүкчөнүн ячейкадагы абалы эки чекит менен аныкталат: бир чекитти координата мейкиндигинин ячейкасынан, ал эми экинчи чекитти импульс мейкиндигинин ячейкасынан алабыз. Аныкталбастыктын принциби боюнча координата мейкиндигинин ячейкасынын көлөмүнүн импульс мейкиндигинин ячейкасынын көлөмүнө болгон көбөйтүндүсү Планк турактуулугунун кубуна  $h^3$  өлчөмдөш:

$$\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot \Delta p_x \cdot \Delta p_y \cdot \Delta p_z \geq h^3$$

көп бөлүкчөлүү системанын бардык координаттарынын жана импульстарынын жалпыланган алты ченемдүү мейкиндиги - фаза же  $\mathcal{M}$  мейкиндиги деп аталат. Эми биз алты ченемдүү ( $X, Y, Z; P_x, P_y, P_z$ ) - мейкиндикти  $h^3$  тартибиндеги бирдей ячейкаларга бөлсөк, анда бөлүкчөнүн абалы ал ээлеген ячейканын номери аркылуу аныкталат.

Фаза мейкиндигинин элементардык ячейкасынын көлөмү фазалык көлөм деп аталат, ал  $\Delta \mathcal{V} = \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot \Delta p_x \cdot \Delta p_y \cdot \Delta p_z$  барабар. Бугоруда айтылгандай ячейканын көлөмү  $\Delta \mathcal{V} = h^3$ . Ар бир ячейка бөлүкчөнүн ар башка квант абалына жооп берет. Бөлүкчөлөрдүн квант абалдары боюнча бөлүштүрүү законун аныкташ үчүн, алардын  $N$ -мейкиндик ячейкалары боюнча шайынгына жараша бөлүнүшүнүн

түрүндө табуу керек.

Фермион менен бозондор  $\mathcal{M}$  - мейкиндик ячейкалары боюнча бөлүнүшүндө кескин айырмаланышат. Анткени, фермиондор ар бир ячейкада калгыздан гана орун алса, ячейкага жайгашуучу бозондор чектелбеген санда болот. Буга байланыштуу фермиондорду биз "төгөчүл", бозондорду "бириктешкен" бөлүкчөлөр деп атасак болот.

Демек, Максвеллдин классикалык статистикасы боюнча элементардык ячейканын көлөмү мүмкүн болушунча кичине болууга тийиш болсо, квант статистикасында ал  $h^3$  - кем эмес болуу керек. Экинчиден, классикалык статистикада ар башка абалдагы эки бөлүкчөнүн мейкиндикте орун алмашуусу системада жаны абалды пайда кылат. Ал эми квант статистикасында, тескерисинче бардык бөлүкчөлөр тендеш болуп, алардын орун алмашуусу системанын абалын өзгөртпөйт.

Ферми - Дирак бөлүштүрүүсүн 1926-жылы италиялык физик Э. Ферми сунуш кылган. Ошол эле жылы англис окумуштуусу П. Дирак ал бөлүштүрүүнүн квант механикалык маанисин далилдеген. Ферми - Дирак бөлүштүрүүсү жарты спиндүү тендеш бөлүкчөлөрдөн түзүлгөн система үчүн алардын энергия деңгээлдери боюнча бөлүнүшүн аныктайт.

Статистикалык ген салмактуулук шартында жана өз ара аракеттешүү жок кезде,  $E_i$  - энергиялуу абалындагы бөлүкчөлөрдүн  $\langle n_i \rangle$  орточо саны Ферми-Дирак формуласы менен туюнтулат:

$$f(E) = \langle n_i \rangle = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/kT} + 1} \quad (58)$$

Мында  $E_i - \mu$  - абалдагы бөлүкчөнүн энергиясы,  $\mu$  - системанын химиялык потенциалы,  $k$  - Больцман турактуулугу,  $T$  - абсолюттук температура,  $i$  - бөлүкчөнүн абалы мүнөздөөчү квант сандарынын жыйындысы (тобу).  $f(E)$  - Ферми-Дирак функциясы, ал  $E_i$  энергиялуу абалында болуучу бөлүкчөлөрдүн орточо санына барабар  $f(E) = \langle n_i \rangle$ . (58) формула менен туюнтулган Ферми-Дирак функциясынын ирилдей керелү. Абсолюттук нөл температурада эгерде  $E_i > \mu$  болсо, бул функция нөлгө барабар болот.

ал эми  $E_i < \mu$  болсо, анда бул функция бирге барабар болот

$$f(E) = 1$$

Эгер каалаган температурада  $E_i = \mu$  болсо, анда  $f(E) = 0,5$  көрсөтөт.

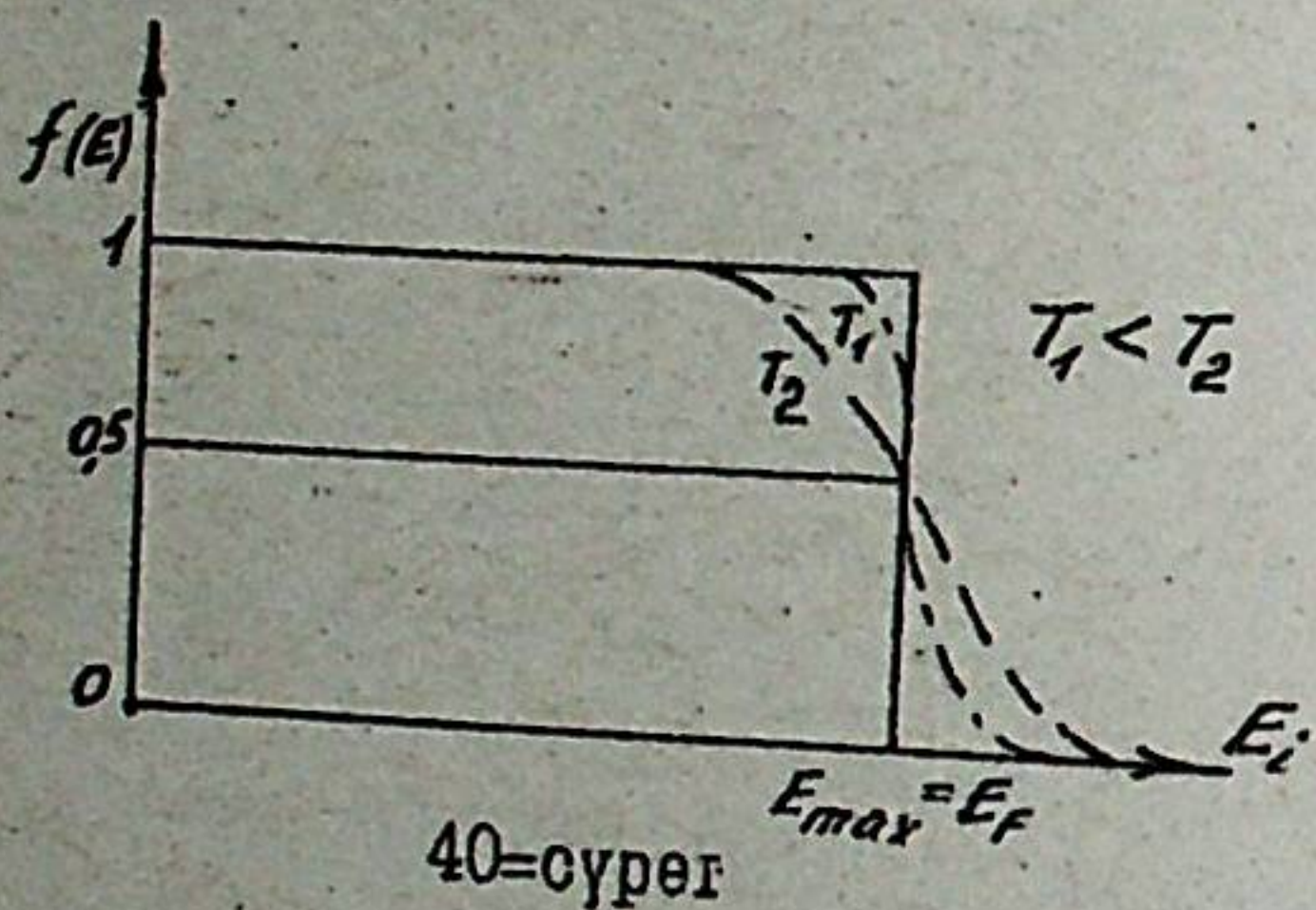
Абсолюттук нөл температурада толтурулган деңгээлдердин эн



жогоркусу (Ферми - денгээли), Ферми бөлүкчөсүнүн же квазибөлүкчөлөрүнүн чек аралык максималдуу энергиясы  $E_F = E_{max}$  Ферми энергиясы деп аталат. Химиялык потенциал  $\mu$  энергия бирдиги менен өлчөлөт жана көп учурда  $E_F$  белгиленет жана Ферми-энергиясына барабар деп алынат ( $E_F = \mu$ ). Муну эске алганда Ферми-Дирак бөлүштүрүүсүн төмөнкүдөй жазыбыз:

$$f(E) = \langle n_i \rangle = \frac{1}{e^{(E_i - E_F)/kT} + 1} \quad (2)$$

Абсолюттук нөл температурада мааниси Ферми энергиясынан кем болгон ар бир энергия денгээлинде бирден ( $f(E) = 1, E_i < E_F$ ) же болбосо эки карама-каршы спиндуу эки бөлүкчө гана болушу мүмкүн (40-сүрөт). Ал эми Ферми денгээлинен жогорку абалдар бош болот ( $f(E) = 0, E_i > E_F$ ). Башкача айтканда Ферми-энергия-



сынан төмөнкү ар бир денгээлде Фермиондор бирден же ашып кетсе экиден гана жайгашышы мүмкүн. Ферми денгээлинен жогорку  $E_i > E_F$  денгээлдерде бөлүкчөнү табуу нуклеондуулугу

нөлгө барабар. Абсолюттук нөлден жогорку температуралардагы бөлүкчөлөрдүн бөлүштүрүлүш функциясы 40-сүрөттө үзүлмө сызык менен көрсөтүлгөн.

### § 36. Бозе - Эйнштейн статистикасы

Бозе - Эйнштейн бөлүштүрүүсү нөлгө же бүтүн спинге ээ болгон бардык микробөлүкчөлөрдөн (бозондордон) куралган системанын квант абалдары бөйүнчө бөлүнүшүн сүрөттөп жазуучу кванттык статистика.

Бозондорго фотондор, пи - мезондор, кээ бир резонанстар, фонондор, экситондор жана башка бүтүн спинге ээ болгон бөлүкчөлөр таандык. Бул бөлүштүрүүнү 1924-ж. Ш. Бозе жарык кванттары үчүн сунуш кылган жана бул ой ошол эле жылы А. Эйнштейн тарабынан улантылып, идеалдык газдардын молекулалары үчүн колдонулган. Бозе-Эйнштейн статистикасында толкун функциясы симметриялуу функция деп саналат. Ошон үчүн кайсы бирде сандагы бөлүк-

чөлөр болбосун мейкиндикте орун алмашыпса, алардын толкун функцияларынын мааниси өзгөрбөйт. Буга байланыштуу ар бир квант абалдагы калалагандай сандагы бозон болушу мүмкүн.

Бозе-Эйнштейн бөлүштүрүлүшү - бозондор системасында бөлүкчөлөрдүн энергия абалдары бөйүнчө бөлүштүрүлүштөрүн туюнтуучу квант статистикалык закону болуп саналат.

Статистикалык тен салмактуулукта жана өз ара аракеттенишүүсү жок кезде,  $E_i$  - энергиялуу  $i$  абалдагы бөлүкчөлөрдүн орточо саны төмөнкү туюнтма менен аныкталат:

$$\langle n_i \rangle = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/kT} - 1} \quad (59)$$

мында  $k$  - Больцман турактуулугу,  $T$  - абсолюттук температура,  $\mu$  - системанын химиялык потенциалы,  $i$  - квант абалы мүнөздөгү квант сандарынын жыйындысы (тобу). Абсолюттук нөл температурада системанын химиялык потенциалы оң мааниге ээ болууга тийиш, антпесе (59) - формуланын бөлүмүндөгү экспоненга чексиздикке айланп, ал эми денгээлдерди толтуруучу бөлүкчөлөрдүн орточо саны нөлгө ( $\langle n_i \rangle = 0$ ) барабар болот.

Жогорку температураларда, качан  $e^{\mu/kT} \gg 1$  болгондо, кванттык натыйжалар анчалык болбой калат да Бозе-Эйнштейн бөлүштүрүүсү Больцман бөлүштүрүүсүнө айланат.

### § 37. Фонондук газ. Кристалл торчосунун жылуулук сыйымдуулугу

Классикалык физиканын түшүнүгү бөйүнчө  $N$  - атомдон түзүлгөн кристалл  $3N$  термелүү эркин даражасына ээ болот. Ар бир эркин даражага  $kT$  өлчөмүндөгү энергия туура келет.

Дюлонг жана Птинин закону ушул көз карашты пайдалануунун негизинде аныкталган.

Бул закон бардык элементтер үчүн кристаллдык абалдагы заттын мольдык жылуулук сыйымдуулугу температурага көз каранды эместигин жана ал болжол менен  $3R$  барабар экендигин көрсөтүүчү эмпирикалык эреже:

$$C = 3R \quad (67)$$

мында  $R$  - газ турактуулугу.

Ал 1819-жылы француз окумуштуулары П. Дюлонг (1785-1838) жана А. Пти (1791-1820) жасашкан тажрыйбаларда аныкталган. Бирок бул закон салыштырмалуу жогору болгон температуралар үчүн так таг-



карылат. Көптөгөн тажрыйбалардын көрсөтүүлөрү боюнча төмөнкү температураларда жылуулук сыйымдуулугунун азайышы байкалып жана ал абсолюттук нөл температуранын аймагында температуранын үчүнчү даражасына ( $\sim T^3$ ) пропорциялуу экендиги такталган.

Тажрыйбанын жыйынтыктары Дебай сунуш кылган теория менен далилденген. Дебайдын пикири боюнча кристалл тордогу атомдордун термелүүлөрү өз-өзүнчө эмес, бири-бири менен байланышта өтөт. Кайсы атом болбосун ордунан жылыша, анда ал сөзсүз жанындагы атомдордун козголушуна алып келет. Кристаллдын өзү бири-бири менен бекем байланыштагы  $N$  атомдон түзүлгөн системанын элестетип,  $3N$  эркин даражасына ээ болот.

Атомдордун арасындагы өз ара аракеттенүүнүн натыйжасында кристаллдагы атомдордун термелүүсү толкун түрүндө таралат. Ал толкундардын ар бирин  $\omega_i$  жыштыгы менен мүнөздөлөт. Системанын термелүүсүнүн жалпы энергиясы  $E_i = \hbar \omega_i$  барабар болгон энергия улушторунун суммасы болот. Мунун негизинде, кристалл боюнча таралуучу термелүү толкундары өзүмдүк энергияга  $E_i = \hbar \omega_i$ , өз импульска  $\vec{p} = \hbar \vec{k}$  ээ болгон өзгөчө улуштерден куралат деген ой туулат. Кристалл атомдорунун термелүү кыймылынын квантына - фонон деген ат коюлган.

Фонон - бул квазибөлүкчө жана анын өзгөчөлүгү ал чөйрөсүз мейкиндикте пайда боло албайт. Кристаллда бир эле убакытта чексиз сандагы фонон дуулугушу мүмкүн. Башкача айтканда, фонондор Паули принцибине баш ийбейт жана бозондорго таандык. Андыктан фонондор Бозе - Эйнштейн статистикасына туура келет. Бозе - Эйнштейн бөлүштүрүүсүн пайдаланып, кристалл торчосунун термелүүсүнүн энергиясын жана анын негизинде кристаллдын жылуулук сыйымдуулугун аныктоочу туюнтманы табууга болот. Термелип жаткан атом, квант осцилляторундай эле дискреттүү энергия спектрине ээ. Квант осцилляторунун өзүмдүк термелүүсүнүн орточо энергиясы Планк формуласы менен аныкталат.

$$E_i = \frac{\hbar \omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1}$$

$N$  - бөлүкчөдөн турган система  $3N$  эркиндик даражасына ээ болот.

Өзүмдүк термелүүлөрдүн саны

$$dN = 3N = \frac{4\pi V}{\omega^3} \omega^2 d\omega$$

барабар.

Мында  $N$  - бөлүкчөлөрдүн саны,  $N$  - серпилгич толкундун (фонондун) ылдамдыгы,  $\omega$  - термелүүнүн жыштыгы,  $V$  - энергия маанисинин катмарынын көлөмү,  $\omega$  - дан  $\omega + d\omega$  чейинки интервалдагы өзүмдүк термелүүлөрдүн энергиясы төмөнкүдөй аныкталат:

$$E = \langle E_i \rangle dN = \frac{4\pi V}{\omega^3} \cdot \frac{\hbar \omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1} \omega^2 d\omega \quad (60)$$

Фонондук газдын касиети идеал газдын касиетине жакындатылган кезде, фонондордун суммардык энергиясы кристаллдык тордун ички энергиясына барабар деп аласак болот.

(60) - туюнтмадан жыштыктын бүт интервалы боюнча интегралын алсак, кристаллдын ички энергиясын табабыз:

$$U = \int_0^{\omega} \frac{4\pi V}{\omega^3} \cdot \frac{\hbar \omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1} \omega^2 d\omega$$

Бул туюнтманы пайдаланып, турактуу көлөмдөгү кристалл торчосунун жылуулук сыйымдуулугу төмөндөгүчө табылат:

$$C_V = \left( \frac{dU}{dT} \right)_V = 3R \left( 12 \left( \frac{T}{\Theta} \right)^3 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} - \frac{3x}{e^x - 1} \right)$$

Мында  $X = \frac{\hbar \omega}{kT}$ . Кристаллдык торчосунун жылуулук сыйымдуулугунун температурага болгон көз карандылыгын мүнөздөөчү формула - Дебайдын формуласы деп аталат. Дебайдын закону төмөнкү температураларда ( $T \ll \Theta$ ) кристалл торчосунун жылуулук сыйымдуулугу абсолюттук температуранын кубуна пропорциялуу келет:

$$C \neq \frac{12\pi^4 N_A \cdot K}{5 \Theta^3} T^3$$

мында  $N_A$  - Авогадро саны,  $K$  - Больцман турактуулугу,  $\Theta$  - Дебайлык температура. Чондугу мындай төмөн температураларда квант эффекттери артыкчылык кылуучу мүнөздөгү температура - Дебайлык температура деп аталат, ал  $\Theta = \frac{\hbar \omega_{max}}{k} \omega_{max}$  - кристалл торчосундагы атомдордун серпилгичтүү термелүүлөрүнүн эң чоң жыштыгы болот, Дебайлык температура  $\Theta$  - кристаллдардын механикалык жана жылуулук касиеттеринин көз карандылыгын мүнөздөөчү физикалык чоңдук. Мына ошентип, кристаллдардын жылуулук сыйымдуулугу Дебай температурасынан ( $T \gg \Theta$ ) жогорку температуралар үчүн Дюлонг жана Птинин, ал эми төмөнкү температурада ( $T \ll \Theta$ ) Дебай закону менен далилденет.

1912-ж. голландия физиги Дебай теория жолу менен ачкан закон тажрыйба жыйынтыктары менен дал келишкен.

41-сүрөткө кристаллдардын жылуулук сыйымдуулугунун температурадан болгон көз карандылыгы көрсөтүлгөн. Бул графиктеги



Мында  $\frac{\Delta \epsilon}{\hbar^2}$  - көрсөтүлгөн келамдегү ячейкалардын саны. Ар бир ячейкада 2 электрондон болушу мүмкүн. Анын импульсу менен энергиясы  $\epsilon_i = \frac{p_i^2}{2m}$  байланышта. Мындан  $p_i = (2m\epsilon_i)^{1/2}$ , ал эми  $p_i \cdot \Delta \epsilon_i = m\Delta \epsilon_i$ .

Буларды  $\delta I =$  формулага коюп төмөнкүнү алабыз:

$$Z_i = V \frac{m(2m\epsilon_i)^{1/2} \Delta \epsilon_i}{2\pi \hbar^3} = V \frac{(2m)^{3/2} \epsilon_i^{1/2} \Delta \epsilon_i}{2\pi \hbar^3} \quad (62)$$

Бул туюнтманы жөнөкөйлөтүш үчүн  $A = V \frac{(2m)^{3/2}}{2\pi \hbar^3}$  белгисин киргизели, анда (62) формуланы мындайча жазсак болот:

$$Z_i = A \epsilon_i^{1/2} \Delta \epsilon_i \quad (63)$$

Абсолюттук нөл температурада электрондор Ферми энергиясынан төмөнкү деңгээлдерди толтурушат, андыктан берилген металлдагы электрондордун саны энергиянын нөлдөн  $\epsilon_{max} = E_F$  - чейинки абалдардын суммасына барабар:

$$N = \sum Z_i = A \int_0^{E_F} \epsilon_i^{1/2} \Delta \epsilon_i \quad (64)$$

Эгер биз абсолюттук нөл температурада  $\epsilon_{max} = E$  экендигин жана  $\Delta \epsilon_i \ll \epsilon_i$  эске алсак, анда (64) формуладагы жалпылоо амалын ордуна интегралдоо амалын алсак болот:

$$N = A \int_0^{E_F} \epsilon^{1/2} d\epsilon = \frac{2}{3} A E_F^{3/2} \quad (65)$$

$A$  - нын ордуна өзүнүн маанисин коюп

$$N = \frac{2}{3} V \frac{(2m)^{3/2}}{2\pi \hbar^3} E_F^{3/2}$$

деп жазабыз.

Мындан биз Ферми энергиясынын абсолюттук нөл температурадагы маанисин алабыз:

$$E_F(0) = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3}$$

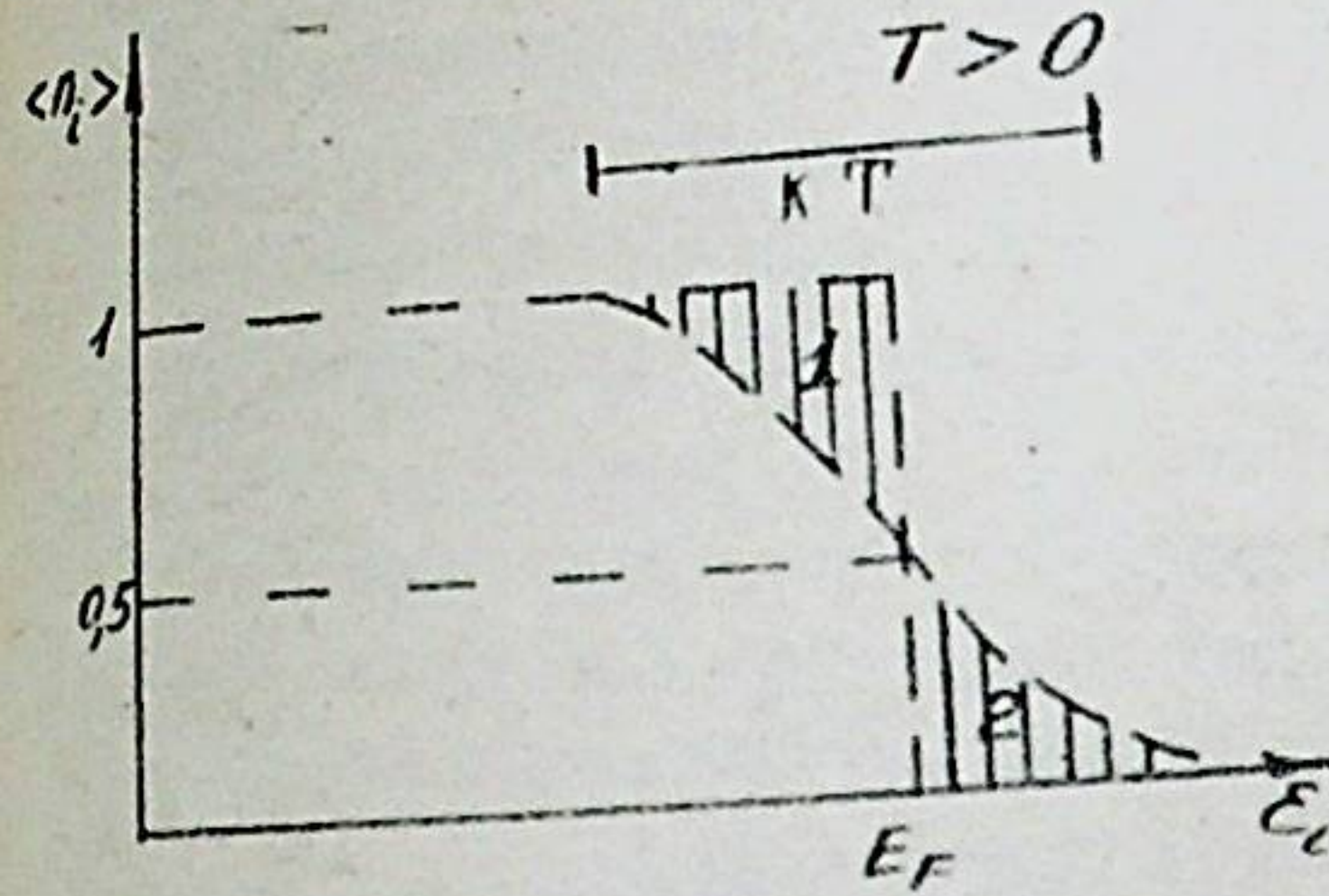
Бул формулада  $n = \frac{N}{V}$  электрондордун концентрациясы.

Металлдагы баш электрондордун концентрациясы болжол менен  $10^{28} = 10^{29} \text{ м}^{-3}$  тартибинде болот, анын орточо маанисин  $n \approx 5 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$  деп алсак, анда

$$E = \frac{(1,05 \cdot 10^{-34})^2}{2 \cdot 0,91 \cdot 10^{-30}} (3 \cdot 3,14 \cdot 5 \cdot 10^{28})^{2/3} =$$

$$= 8 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 5 \text{ эВ}$$

Ферми энергиясы  $E = 5 \text{ эВ}$  барабар болот.  $T_F = \frac{E_F}{k} \approx 0,1 \text{ К}$  болгондогу Ферми температурасы деп аталат. 5 эВ барабар болгон Ферми энергиясына 60000 К Ферми температурасы туура келет, ал болсо белме температурасынан 200 эсе чон. Абсолюттук нөл температурадан айырмаланган температуралар үчүн Ферми-Дирак бөлүштүрүүсү (43) сүрөттө көрсөтүлгөн. Температура жогорулашы менен бирге электрондор жылуулук дүүлүгүсүнө чалдыгып, улам жогорак деңгээлге көчүшөт. Натыйжада электрондордун бөлүштүрүлүшүнүн мүнөзү өзгөрөт.



43-сүрөт

Белмедегү температура үчүн электрондордун жылуулук энергиясы  $kT \approx 0,025 \text{ эВ}$ ,

ал эми Ферми энергиясы  $E(0) = 5 \text{ эВ}$  барабар. Демек дүүлүккөн электрондор бардык электрондордун санынан 0,5 процентти түзүүчү үлүшүнө гана ээ. Дүүлүгүүгө Ферми деңгээлине жакын  $kT$  өлчөмдөгү тар интервалдагы энергия деңгээлдери катышат, алар (43) сүрөттө штрихтелген түрдө белгиленген. Төмөнкү деңгээлдери өзгөрүүсүз калат, алардын электрон менен толукталышы абсолюттук нөл температурадагыдай эле абалда. Бул факты кадимки температурада электрондук газдын жылуулук сыйымдуулугу кристаллдык торчонун жылуулук сыйымдуулугуна салыштырганда дээрлик аз  $C_v \ll C_s$  экендигине далил болот.

Жылуулуктан дүүлүккөн учурунда ар бир электрон  $kT$  жакын энергия жутат. Электрон газы жутуучу жалпы энергия  $kT$  нын дүүлүккөн электрондорунун  $\Delta N$  санына болгон көбөйтүндүсүнө барабар болуп, электрон газынын ички энергиясы түзөт:

$$\Delta E = kT \cdot \Delta N = kT \frac{kT}{2N} \cdot N = \Delta U$$

Бир киломолекулу электрондордун саны Авогадро санына барабар  $1 \text{ моль} = N_A$ , ал эми  $N_A \cdot k = R$  газдын туруктуулугу.

Смандууган ал  $\Delta U = RT = kT / 2 \cdot N$  барабар. Электрон газынын туруктуу келамдегү жылуулук сыйымдуулугу



$$C_V = \left( \frac{\Delta U}{\Delta T} \right)_V = R \frac{\kappa T}{\mu}$$

болуп

температурага пропорциялуу.

Өтө төмөнкү температуралардан башка учурларда электрон газынын жылуулук сыйымдуулугу дээрлик аз. Демек металлдарды мүнөздөөчү касиеттердин бири алардын электрондук жылуулук сыйымдуулугунун начардыгы болуп эсептелет.

Температура төмөндөп, абсолюттук нөлгө жакындаган сайын, кристалл торчосунун жылуулук сыйымдуулугу да температуранын үчүнчү даражасына ( $T^3$ ) пропорциялуу азайып олтуруп жокко эсе болот. Бул учурда электрондук жылуулук сыйымдуулугунун мааниси жогору болот.

Электрон газынын абалы кристаллдык температура  $T$  менен Ферми температурасынын  $T_F$  катышына абдан көз каранды.

1. Эгер  $T \ll T_F$ , б.а.  $\kappa T \ll E_F$  болсо, электрон газы "бузулган" (вырожденный) деп аталат.

2. Эгер  $T \gg T_F$ , б.а.  $\kappa T \gg E_F$  болсо, анда электрон газы "бузулбаган" (невырожденный) деп аталат.

Металлдарда Ферми температурасы абдан чоң ( $10^4$  К) мааниге ээ болгондуктан, алардагы электрон газы ар дайым "бузулган" болот. Металлдарга салыштырганда жарым өткөргүстөрдөгү баш электрондордун концентрациясы жокко эсе болот, андыктан Ферми энергиясы төмөн жайгашат. Буга байланыштуу жарым өткөргүчтөрдөгү электрондор кадимки эле температураларда "бузулбаган" болот жана классикалык статистиканын закондоруна баш иет.

Металлдагы электрон газынын жылуулук сыйымдуулугу абдан начар болот деген жыйынтыкка келебиз. Бирок металлдын электрондук жылуулук өткөрүмдүүлүгү кристалл торчосунун жылуулук өткөрүмдүүлүгүнө караганда бир топ жогору экени белгилүү. Бул баш электрондордун чыңраактыгы менен түшүндүрүлөт.

### § 39. Металлдын электр өткөрүмдүүлүгү.

Ашкере өткөрүмдүүлүк

Эгерде кристалл торчосу идеалдуу, эч кандай дефектсиз болуп электрондордун кыймылына тоскоолдук (каршылык) кылбаганда, анда металлдардын өткөрүмдүүлүгү чексиз чоң болмок. Эткөрүмдүүлүк электрондордунун чачыроосуна торчонун дефектилери (вакансия же аралашма атомдор) жана торчонун жылуулук термелүүлөрү (фо-

фондор таасир этет.

Металлдын жалпы салыштырмалуу каршылыгы фонон менен дефекттердин салыштырмалуу каршылыктарынын суммасына барабар:

$$\rho = \rho_\varphi + \rho_g$$

Эч кандай талаа аракет жасабаган электронду "баш электрон" деп атайбыз. Сырткы электр талаасынын таасири менен баш электрондор преттүү кыймылга келишип, ылдамданууга ээ болот:

$$m a = -e E$$

Ле Бройльдун ой боюнча кайсы гана бөлүкчө болбосун корпускулярлык жана толкундук касиетке болот. Андыктан бул электронду корпускула деп эсептесек, анда анын ылдамдануусу  $a = \frac{dV}{dt}$  деп алынат. Ал эми толкундук касиетин эске алсак, анда анын толкундук ылдамдыгы  $V = \frac{d\omega}{dk}$ , ал эми энергиясы  $\epsilon = \hbar \omega$  барабар. Мында  $\omega$  - циклдик жыштык,  $k$  - толкундук вектор. Бул учурда

$$V = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\frac{\epsilon}{\hbar})}{dk} \quad \text{же} \quad V = \frac{2\pi}{h} \frac{d\epsilon}{dk} \quad (66)$$

барабар. Анда бөлүкчөнүн ылдамдануусу төмөнкүдөй болуп чыгат:

$$a = \frac{dV}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{2\pi}{h} \frac{d\epsilon}{dk} \right) = \frac{2\pi}{h} \frac{d}{dk} \left( \frac{d\epsilon}{dt} \right) \quad (67)$$

Мында  $\frac{d\epsilon}{dt} = F \cdot V$  барабар. Эгерде  $F = \text{const}$  кылып алсак, анда

$$a = \frac{2\pi}{h} F \frac{dV}{dk} \quad (68)$$

Ылдамдыктын (66) формуладагы маанисинин туундусун алып (68) формулага көбүз.

$$a = F \frac{4\pi^2}{h^2} \frac{d^2\epsilon}{dk^2} \quad (69)$$

Ньютондун 2. законуна салыштырсак 4-формуладагы пропорция коэффициенттери массага туура келет:

$$m^* = \frac{\hbar^2}{d^2\epsilon/dk^2} \quad (70)$$

Бул масса электрондун эффективдүү массасы деп аталат.

Өткөрүмдүүлүктү берген электронду - квазибөлүкчө деп аташат, анткени анын массасы электрондун эффективдүү массасына барабар алынат. Эффективдүү масса электрондун чыныгы массасына барабар эмес, ал терс маанилүү болушу да мүмкүн. Эффективдүү



массанын түшүнүгү сырткы талаанын таасири астындагы "бош электрондун" кыймылынын мүнөзүн аныктайт.

Металлдын көлөм бирдигинде  $n$  бош электрон бар дейли. Бул электрондордун орточо ылдамдыгы калкыма (дрейф) ылдамдыгы деп аталат: 
$$v_{dr} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v_i$$
 Сырткы электр талаасы жок учурда дрейф ылдамдыгы нөлгө барабар жана металлда электр тогу өтпөйт. Сырткы электр талаасынын таасири менен квазибөлүкчөлөр ылдамдыкка ээ болушат. Бирок квазибөлүкчөлөрдүн иреттүү кыймылына кристалл торчосунун термелүүсү каршылык кылат:

$$F_k = -z v_{dr} \quad (71)$$

Демек "орточолонгон" электрон үчүн электр талаасынын таасири астындагы кыймылынын теңдемеси төмөндөгүдөй болот:

$$m^* \frac{dv_{dr}}{dt} = -eE - z v_{dr} \quad (72)$$

Система стационардык абалга келген учурда электр талаасын ажыратса ( $E=0$ ) дрейф ылдамдык адегенде жай өзгөрүп, андан кийин нөлгө барабар болот. Стационардык абал үчүн (72) теңдеме төмөнкүчө жазылат:

$$m^* \frac{dv_{dr}}{dt} + z v_{dr} = 0 \quad (73)$$

Бул теңдеменин чыгарылышы:

$$v_{dr}(t) = v_{dr}(0) \cdot \exp\left(-\frac{z}{m^*} t\right),$$

бул жерде  $v_{dr}(0)$  - электр талааны ажыраткан моментиндеги дрейф ылдамдыгы.

$$z = \frac{m^*}{\tau}, \quad (74)$$

мында  $\tau$  - релаксация убактысы деп аталат, ал торчо менен электрондордун ортосундагы тең салмактуулукту орнотууга кеткен убакыт чоңдугуна барабар.

$z$  - пропорция коэффициентин (74) формуладан таан (71) койсок,

$$F_k = -\frac{m^*}{\tau} v_{dr}$$

алабыз.

Дрейф ылдамдыгы турактуу мааниге ээ болгондо (72) формула менен тузнтулган электрондун кыймыл теңдемесин төмөнкүчө жазысок.

$$-eE - \frac{m^*}{\tau} v_{dr} = 0$$

Мындан:

$$v_{dr} = -\frac{eE\tau}{m^*}$$

Токтун тыгыздыгы  $\vec{j} = en v_{dr}$  барабар экендиги белгилүү, ошондуктан:

$$\vec{j} = -\frac{eE\tau}{m^*} (-en) = \frac{ne^2\tau}{m^*} \vec{E}$$

Омдун законунун дифференциалдык түрүндөгү ( $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ ) электр талаасынын чыналышы  $\vec{E}$  менен токтун тыгыздыгы  $\vec{j}$  нын ортосундагы пропорция коэффициенти салыштырмалуу электр өткөрүмдүүлүгүнө барабар. Андыктан:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*}$$

Бул формула бокунча эсептелген теория менен тажрыйбалардын кыйынтыктары дал келишкен. Тажрыйба жана теория түрүндө металлдын электр өткөрүмдүүлүгү температурага тескери пропорциялуу экендиги аныкталган ( $\sigma \sim \frac{1}{T}$ ).

Металлдардын электр өткөрүмдүүлүгүн түшүндүрүүгө классикалык жана кванттык механиканын жолдору колдонулат.

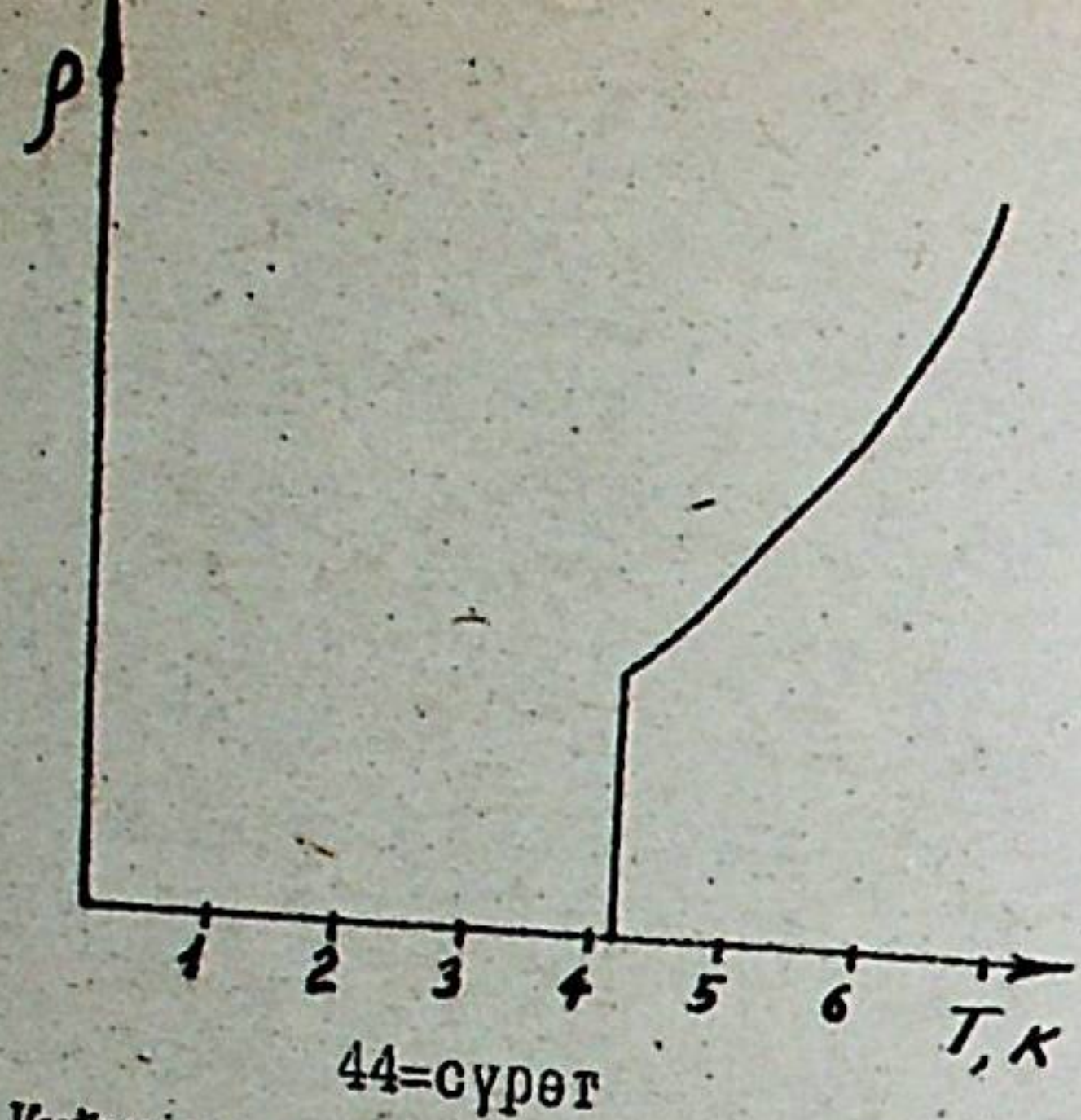
Классикалык механикада өткөрүмдүүлүккө бардык бош электрондор катышууга мүмкүн, ал эми кванттык механикалык көз караштын айырмачылыгы - өткөрүмдүүлүккө ферми деңгээлине жакын жайгашкан электрондор гана катышкандыгында. Башкача айтканда электр талаасынын таасири "теренирээк" жайгашкан электрондорго электр өткөрүмдүүлүккө жетпейт.

Абсолюттук нөл аймагындагы төмөнкү температураларда кээ бир металлдардын жана эритмелердин каршылыгы дээрлик нөлгө айланары ачылган. Ал кубулуш ашкере өткөрүмдүүлүк деп аталат.

1911-ж. голландиялык физик Х.Камерлинг-Оннес суюк гелийде сымалты муздаткан учурда анын каршылыгы адегенде жай өзгөрүп, андан кийин 4,1 К температурага жеткенде нөлгө чейин түшө тургандыгын ачкан (41-сүрөт) жана аны ашкере өткөрүмдүүлүк деп атаган.

Акыркы учурларга чейин ашкере өткөрүмдүүлүк 23 К төмөнкү температураларда байкалган. 1986-1987-ж. бир кагар өткөргүчтөрдө 100 К ден төмөнкү температураларда ашкере өткөрүмдүүлүк аныкталган. Ашкере өткөрүмдүүлүктү квант теориясынын негизинде гана түшүндүрүүгө болот. Ашкере өткөрүмдүүлүктүн себеби 1957-жылы америкалык физиктер Дж.Бардин, Л.Купер, Дж.Шриффер (БКШ) жана советтик окумуштуу Н.Н.Боголюбов тарабынан далилденген.





44=сүрөт

Тажрыйба жолу менен ашкере өткөргүчтөгү токту алып жүрүүчү бөлүкчөнүн заряды  $2e$  барабар экендиги аныкталган.

Ашкере өткөрүмдүүлүктүн теориясы абдан татаал, аншктан биз жөнөкөйлөтүлгөн түшүнүк менен гана чектелебиз.

Кыймылдагы электрон торчонун турукташтырылган тартибин сузат жана фонду дүүлүктүрөт. Бул дүүлүктүрүлгөн энергия ошол эле металлдагы башка электрондорго берилет. Ошентип фонду алмашуу (алыш=берил) процессинин негизинде, электрондордун ортосунда өзгөчө өз ара аракеттенүү пайда болот. Ал өз ара аракеттенүү эки электрон ортосундагы тартылуу күч түрүндө жүрөт.

Ашкере өткөргүчтөрдө эң төмөнкү шартында тартылуу күчтөрү кулондук түргүлүү күчтөрүнө үстөмдүк кылышат. Бул фонду аркылуу катышкан түгөйлүү электрондордун спини менен импульстары карама-каршы болот жана "купер түгөйлөрүн" түзүшөт. Бул түгөйлүн заряды  $2e$  барабар, жалпы спини нөлгө барабар болгондуктан алар Гозе-Эйнштейн статистикасына баш иет.

Абсолюттук нөл шартында дээрлик бардык бош электрондор түгөйлөшкөн болот. Ал түгөйлөш электрондордун байланыштыгы начар болуп жана байланыш энергиясы  $3,5 \text{ K T}_k$  гана барабар. Купер түгөйлөрүнөн түзүлгөн система өзгөчө касиетке - ашкере агуучулукка ээ болот. Ашкере өткөргүчтөрдүн температурасы жогорулаган сайын "купер түгөйлөрү" ажырап, алардын концентрациясы азаят. Натыйжада бош электрондор көбөйө баштайт, система калдыксыз абалга келет. Ашкере өткөрүмдүүлүк жаратылыштын экумуштуулар металлдагы бош электрондор менен кристалл торчосунун термелүүлөрүнүн өз ара аракеттеништери аркылуу түшүндүрүшөт. Ашкере өткөргүчтөрдө токту алып жүрүүчү болуп "купер түгөйлөрү" эсептелет, алардын кыймылына торчонун термелүүлөрү каршылык көрсөтпөйт. Ашкере өткөргүчтөргө, мисалы: алюминий, цинк, вольфрам, тантал, коргошун жана көптөгөн эритмелер:  $Ni-Ti, Ni-Ti-Zr, Nb_3Sn$  ж.б. кирет.

Ашкере өткөргүчтөр практикада кенири колдонулат. Мисалы, бул кубулуштун негизинде узакка созулган убакыттын ичинде энергияны коромжусуз берүүчү күчтүү магнит талаасын түзүүчү электромеханикалык жетилеги иштеп чыгууга мүмкүн. Азыркы күндөрдө ашкере өткөргүчтөр эсептегич машиналардын түзүлүшүндө пайдаланышат. Ал эми келечекте, эгер бөлмөнүн температурасына жакын температурада ашкере өткөрүмдүүлүктү алууга мүмкүн болсо, эң маанилүү техникалык проблема: өткөргүч аркылуу энергияны коромжусуз берилиши чечилген болор эле. Азыркы күндө физиктер бул проблеманын үстүндө иштеп жатышат.

### КАГУУ ЗАТТАРДЫН ЗОНАЛЫК ТЕОРИЯСЫ

#### § 40. Кристаллдардын энергиялык зоналары

Кагуу заттардын зоналык теориясы электрондук теориянын өтүүсү болуп эсептелет. Бул теория төмөнкү жоболорго негизделет: 1) кагуу нерсе - ички түзүлүшү туура болгон, кристаллдык зат деп алынат;

2) кагуу затты түзгөн атомдордун ар бири дискреттүү энергиялык деңгээлдердин системасына ээ. Бул теорияда кристалл торчосунун атомдору бири-бири менен жакындашканга анын түзүлүшү жана натыйжада атом деңгээлдери кандайча өзгөрүлөөрү изилденет;

3) кагуу заттагы электрондордун атомдору менен байланышы абдан күчтүү болуп, алар негизинен өзүнүн атомдорунун жанында кыймылда болушат. Ошондуктан, кагуу заттагы электрондордун толкун функциясы изоляцияланган айрым атомдордун толкун функцияларынан түзүлөт.

Атомдогу электрондун абалдарына ар түрдүү өздүк  $\psi$ - функциянын туура келиши бизге кванттык механикадан белгилүү. Электрондун кванттык абалы жана анын өздүк функциясынын чоңдугу  $n, m, l, s$  квант сандары аркылуу аныкталат. Паулинин принциби боюнча атомдун белгилүү кванттык абалында бир убакытта, оирдей абалда бир гана электрон болууга тийиш. Эе болбосо, ар бир энергиялык деңгээлде  $s$  спиндери сири-бирине карама-каршы болгон эки электрон болушу мүмкүн. Атомдогу ар бир электрон өзүнүн энергиялык деңгээлинин маанисине ээ болот. Энергиянын бир эле маанисине ар түрдүү  $l, m, s$  квант сандарынын маанилерине ээ болгон бир нече электрон болушу мүмкүн. Паулинин принцибинин негизинде  $n$  башкы квант санына туура келүүчү электрондук алкакта  $Z(n) = 2n^2$



барабар электрон болууга тийиш. Демек, атомдун биринчи ( $n=1$ ) электрондук алкагында 2 электрон, экинчи ( $n=2$ ) алкагында 8 электрон, үчүнчүсүндө ( $n=3$ ) 18 д.у.с. электрондор эрун алышат.

Кристаллдагы энергиялык зоналардын пайда болушун түшүндүрүш үчүн бириктирип кристалл түзүү процессин карап көрөлү. Алгачкы  $N$  сандагы бири-бири менен аракеттенишпеген изоляцияланган атомдордун түзүлгөн затты алалы. Мисалы, газдардагы атомдор бири-биринен алыс болгондуктан, алардын ортосундагы аракеттенүү жокко эсе, ошондуктан ар бирин өз-өзүнчө кароого туура келет. Изоляцияланган бирдей атомдордун энергиялык деңгээлдери бири-бирине дал келишип бирдей болушат (45 а-сүрөт). Бул учурда атомдордун энергиялык деңгээлдеринин электрондор менен толтурулушу бир бирине көз каранды эмес. Кристаллдарда атомдор абдан жакын ( $\sim 10^{-10}$  м) аралыкта жайланышат. Атомдорду жакындаштыра баштаганда алардын ортосундагы өз ара аракеттенишүү күчөп, энергиялык деңгээлдеринин абалдары өзгөрүүгө дуушар бо-



45-сүрөт

дог. Ар бир энергиялык деңгээлдин ордуна мааниси боюнча жакын, бирок кабатталышпаган деңгээлдер пайда болот. (45 б-сүрөт). Мына ошентип, кристаллдагы атомдор ар бир деңгээли жип жайгашкан  $N$ -сандагы деңгээлге бөлүнүп, зоналардын түзөт. Атомдорду жакындаштыруунун негизинде валенттүү электрондордун потенциалдык энергиясынын ийри сызыктары бири-бирине жарым-жартылай кабатталышат. Валенттүү электрондордун энергиялык талааларынын өз ара аракеттениши күчөп, анын негизинде жалпы потенциалдык энергиянын тоскоол килуучу бийиктигинин жана туурасынын кичирейишине алып келет (45 б-сүрөттө үзүлмө сызык менен көрсөтүлгөн). Натыйжада, жана турган атомдордун валенттүү электрондору бири-бирине тоскоолдуксуз каттоого мүмкүнчүлүгү бар болгон электрон-

дук "булутту" түзүшөт. Кристаллдарда потенциалдык тоскоолдун төмөндөшү менен бирге энергия деңгээлдери кеңейип, энергиялык зоналар пайда болушу байкалат. Деңгээлдердин кеңейүүсү - электрондордун толкундук касиеттеринин натыйжасы болуп саналат жана кристаллдагы локализация мөөнөтүнүн азайуусу менен байланышкан. Энергия деңгээлинин жазылыгы Гейзенбергдин принцибинин жардамы менен аныктоого болот. Ал принцип боюнча:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar, \text{ мындан } \Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t}. \text{ Бул жерде } \Delta t - \text{бөлүкчөнүн } E - E + \Delta E \text{ чейинки энергиянын интервалында болуу убактысы. } \Delta E - \text{бөлгилүү } \Delta t \text{ убакыт ичиндеги энергиялык деңгээлдин жазылыгы. Көп атомдо дүүлүккөн электрон } \Delta t \approx 10^{-8} \text{ с чама-сында болушу мүмкүн, бул учурда } \Delta E \sim 10^{-7} \text{ эВ барабар.}$$

Ал эми кристаллда, микробөлүкчөнүн толук энергиясы потенциалдык тоскоолдун бийиктигинен аз болгондо, анын тоскоолдукту төшөт өтүүсү байкалат. Натыйжада,  $\Delta t \sim 10^{-15}$  с чейин азайышы жана ага байланыштуу энергиянын аныкталбастыгынын өсүшүнө, башкача айтканда энергия деңгээлдеринин чектери  $\Delta E \approx 1$  эВ чейин жайылып, зонация пайда болушу аныкталат.

Зоналардын эки кристаллдын көлөмүнө көз каранды эмес. Ал кристаллдарды түзүүчү атомдордун жаратылышы менен аныкталат. Андан тышкары, зоналардын эки кристаллдагы тандап алынган багытка көз каранды болот. Энергиялык зона дискреттүү энергия деңгээлдеринин системасынан куралат. Эгерде атом мааниси бирдей  $2(2\ell+1)$  энергия деңгээлинен түзүлсө, анда  $N$  атомдон түзүлгөн кристаллдын энергиялык зонасы  $2(2\ell+1)$  деңгээлинен турат. Энергия деңгээли канчалык бийик болсо, энергиялык зонасы ошончолук эндүү болот. Теменкү  $n$  номердеги энергия деңгээлдеринин эки ичке келет.

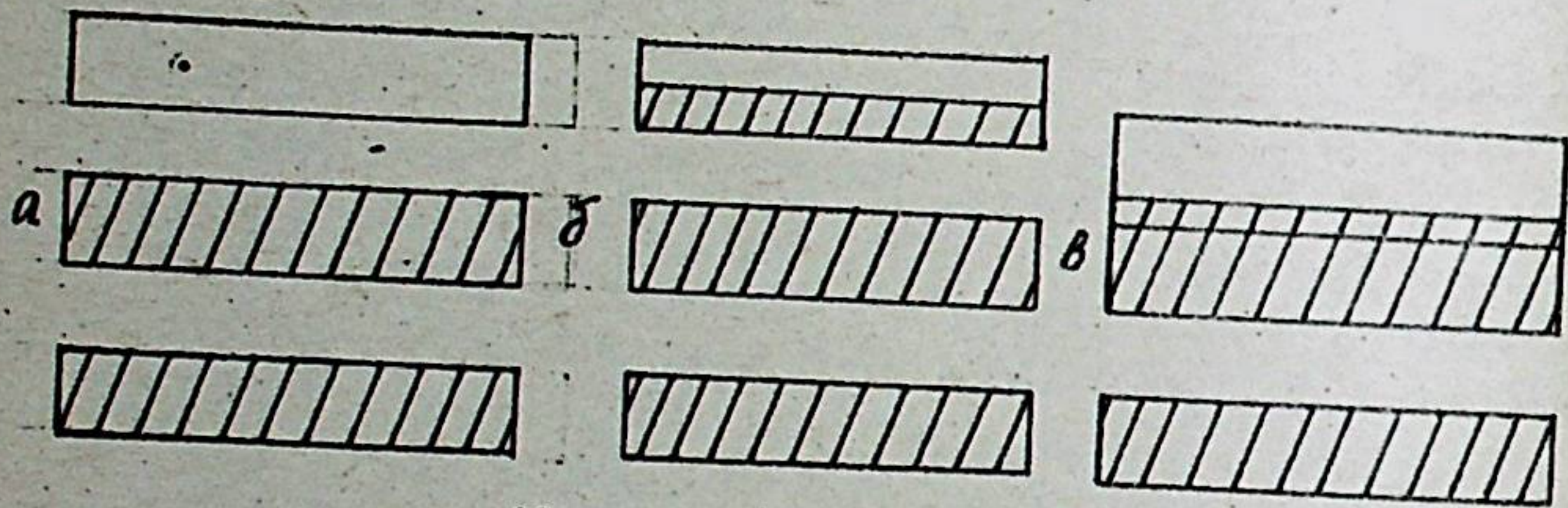
Электрондор жайгашкан деңгээлдерден түзүлгөн кеңейтилген энергиялык зоналар энергиялардын интервалдары менен бөлүнгөн. Бул интервал тйку салынган зона деп аталат. Кристаллдардын жөнөкөйлөтүлгөн зоналык схемасында дайыма валенттүү жана өткөрүмдүүлүк зоналары гана сүрөттөлүп көрсөтүлөт. Электрондор жайгашууга уруксат берилген деңгээлдерден түзүлгөн валенттүү жана өткөрүмдүүлүк зоналары өз ара тыку салынган зона менен бөлүнгөн.



§ 41. Металлдар, диэлектриктер жана жарым өткөргүчтөр

Энергиялык зоналардын электрон менен толукталышынын мүнөзүнө ылайык бардык катуу заттар үч топко бөлүнөт:

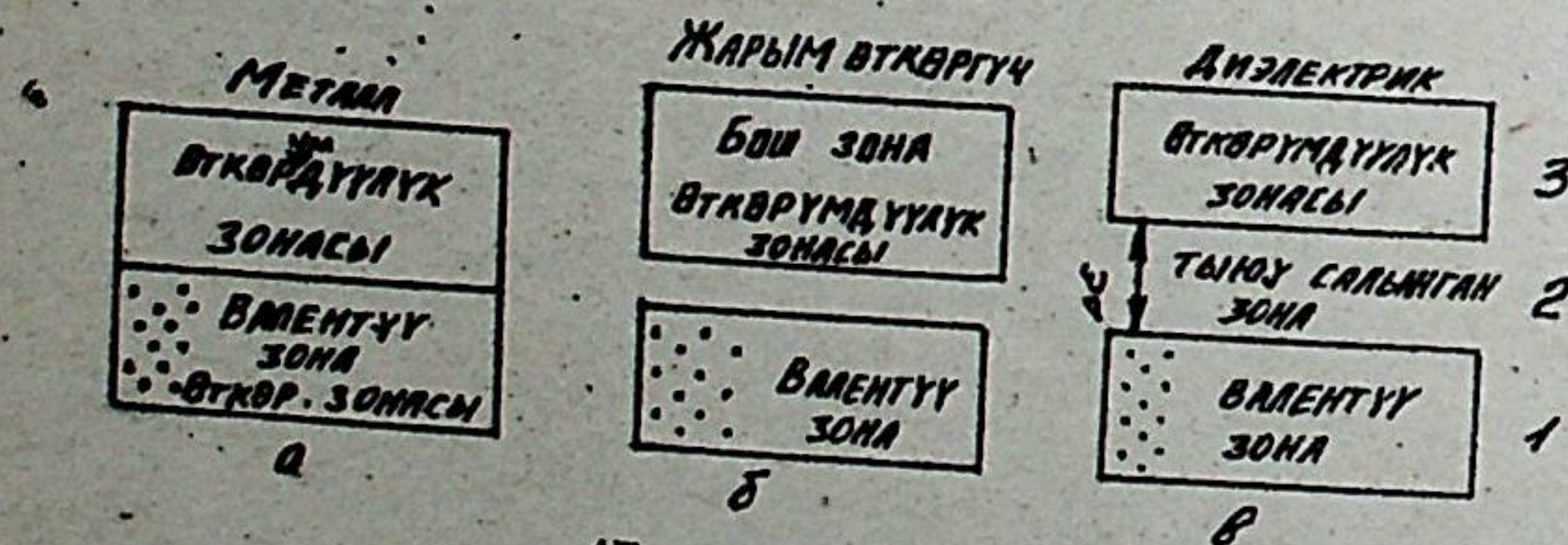
- 1) Сүтүндөй электрон менен толтурулган зонанын үстүндө баш зонасы бар катуу заттар (46 а=сүрөт);
- 2) бүтүндөй толтурулган зонанын үстүндө толук эмес толтурулган зонасы бар катуу заттар (46 б=сүрөт). Абсолюттук нөл температурадагы электрондун эн эле бийик энергиялык деңгээли - Ферми деңгээли деп аталат;
- 3) бүтүндөй толтурулган зона такыр баш зона менен капталган катуу заттар (46 в=сүрөт).



46=сүрөт

Биринчи топтогулар - диэлектрик жана жарым өткөргүчтөр, ал эми 2 жана 3-топтогу катуу заттар өткөргүчтөр, металлдар. 47=сүрөттө көнөкөйлөтүлгөн энергиялык зоналардын жардамы менен металлдардагы, жарым өткөргүчтөрдөгү жана диэлектриктердеги электрондордун мүмкүн болуучу абалдары сүрөттөлүп көрсөтүлгөн.

I зона негизги абалдагы валенттүү электрондордун энергиялык деңгээлдеринен түзүлгөн валенттүү зона.



47=сүрөт

Валенттүү зонанын ар бир деңгээлинде Паулинин принциби боюнча спиндери карама-каршы болгон экиден ашык электрон жайгашууга мүмкүн эмес. 2 - зона тыюу салынган зона. 3 - баш зона. Бул зона дуулуккен электрондордун энергиялык деңгээлдеринен түзүлөт. Өткөргүчтөрдө I- менен 3-чү зона кабатталышкан болушат. Жарым өткөргүчтөр менен диэлектриктердин зоналык модели тыюу салынган зоналарынын жазылыгы менен айырмаланат. Жарым өткөргүчтөрдө тыюу салынган зонанын эни 3 эВ аз ( $E < 3 \text{ эВ}$ ), ал эми диэлектриктерде 3 эВ көп ( $E > 3 \text{ эВ}$ ) болуш керек. Катуу заттардын зоналык теориясы болжолу боюнча алардын бардыгында эн жогорку энергиялык зоналардын электрондору бирдей кыймыл мүмкүнчүлүгүнө ээ. Электрондордун ылдамдыктарынын бөлүнүштүрүүсү симметриялуу болгондуктан, сырттагы талаа жок учурунда, бул электрондордун эркин кыймылы электрдик токтоу бербейт.

Жарым өткөргүчтөрдүн жана диэлектриктердин валенттик зоналары электрондор менен толук толтурулган жана эн жакын турган баш зонадан энергиялык жазы интервал менен бөлүнүп турат. Ушундай кристаллга сырттан таасир кылган талаа валенттик зонадагы электрондордун кыймыл аракетинин мүнөзүн өзгөртпөйт. Себеби, таасир кылган талаа электрондорду жогорку баш зонага которо албайт. Бул зонада бир дагы баш орун жок болгондуктан, электр талаасынын аракети менен электрондор орундарын гана алмаштырат. Эркин электрондор бар экенине карабастан электр тогу пайда болбойт.

Мындай заттар абсолюттук нөл температурада изолятор болот. Бирок температура жогорулаган сайын валенттик зонадагы электрондордун бир тобу тыюу салынган зонанын ашып, өткөрүмдүүлүк зонага өтөт. Себеби бул температурада валенттик зонадагы электрондор козголуп тыюу салынган зонадан ашып өтүүгө жеткендей энергияга ээ болушат. Өткөрүмдүүлүк баш зонадагы электрондор сырткы электр талаасынын таасири астында электрондук өткөрүмдүүлүккө ээ болушат. Металлдардагы көп сандагы эркин электрондор кристаллдын көлөмү боюнча бирдей тыгыздыкта жайгашып, баш аламан кыймылда болушат. Валенттүү жана өткөрүмдүүлүк зоналары кабатталышып, электрондор үчүн бир деңгээлден башка деңгээлге өтүүгө дээрлик тоскоолдук жок болуп калат. Андыктан, металлдарда электр талаасы начар болсо да анын таасири электрондорду жакын жаткан баш деңгээлдерге көчүрүүгө жетиштүү болушу мүмкүн. Ушул себептен



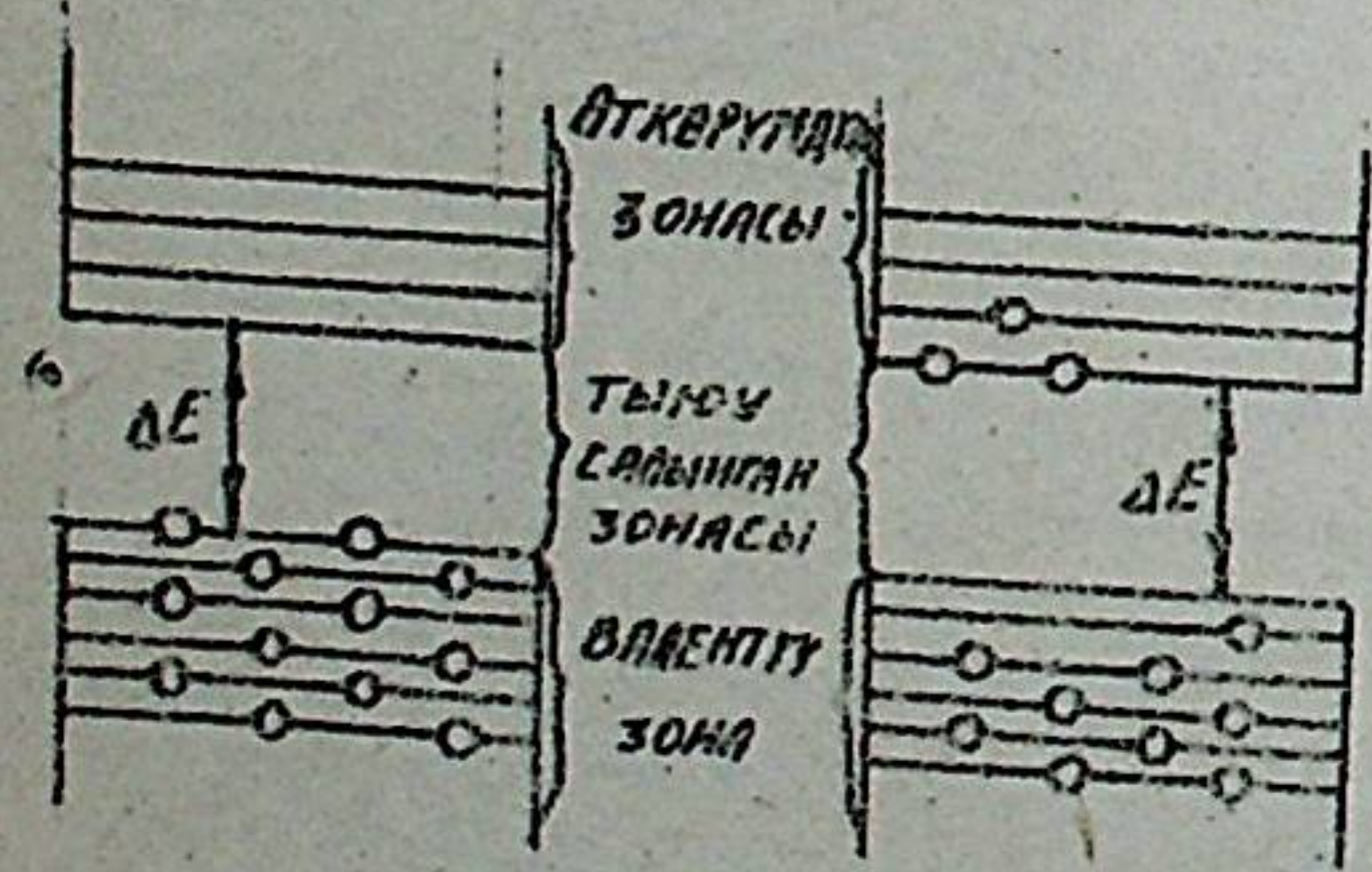
загга талаага карши багытталган артыкча электрондордун кыймылы, башкача айтканда электр тогу пайда болот. Металлдардын электр өткөрүмдүүлүгү төмөнкүдөй арыкталат:

$$\sigma = \frac{e^2 E d}{m^* U K T}$$

мында  $e$  – электрондун заряды,  $m^*$  – электрондун эффективдүү массасы,  $E$  – сырттан таасир этүүчү электр талаасынын чыналышы,  $T$  – абсолюттук температура,  $d$  – кристалл торчосунун параметри,  $\sigma$  – электрондун эрточо ылдамдыгы. Бул формуладан металлдардын өткөрүмдүүлүгү эркин электрондордун санына түз пропорциялуу экени жана температура көтөрүлгөндө анын тез төмөндөшү даана көрүнүп турат.

### § 42. Жарым өткөргүчтөрдүн өздүк өткөрүмдүүлүгү

Жарым өткөргүчтөрдүн электр өткөрүмдүүлүгү ар кандай фактордордун таасири астында өтө кескин өзгөрөт: Мисалы, температурадан, жарык болуудан, басымдан ж.б. Жарым өткөргүчтөрдүн бул жөндөмдүүлүгү – алардын мүнөздөөчү түпкү касиети. Жарым өткөргүчтөрдү башка өткөргүчтөрдөн анын электр өткөрүмдүүлүгүнүн температурадан болгон көз карандылыгынын мүнөзү боюнча айырмалоого болот: жарым өткөргүчтөрдүн өткөрүмдүүлүгү температуранын өсүшү менен жогорулайт, ал эми металлдардын өткөрүмдүүлүгү, ошондой эле шарттарда төмөндөйт. Жарым өткөргүчтөрдүн өткөрүмдүүлүгүнүн пайда болуу механизмин түшүнүү үчүн, жарым өткөргүчтүү кристаллдардын түзүлүшүнүн зоналык моделин карап чыгалы (48-сүрөт). Жарым өткөргүчтөрдүн электрондор менен толтурулган



48-сүрөт

валенттүү зонасы эң жакын жайгашкан өткөрүмдүүлүк зонасынан энергиялык жазы интервал менен бөлүнгөн. Валенттүү зонада бир дагы бош орун жок, ал эми жогорку бош зонага которулууга электрондордун өз энергиясы жетишпейт. Жарым өткөргүчтү кыскартып айтканда валенттүү электрондордун кинетикалык энер-

гиясы жогорулап, айрым байланыштар үзүнө баштайт. Валенттүү зонанын бир топ электрондору тыюу салынган зонадан ашып өткөрүмдүүлүк зонасына өтүшөт. Эткөрүмдүүлүк зонасындагы эркин электрондордун пайда болушу менен шартталган электр өткөрүмдүүлүк – электрондук өткөрүмдүүлүк деп аталат. Мурунку толук валенттүү зонадан "көчкөн" электрондордун орду бошоп калат. Ал орун көндөйчө деп аталат. Көндөйчөлөр электрондун кыймылына түрткү болушат. Кристаллда көндөйчөнүн абалы ар дайым өзгөрүлүп турат. Атомдордун байланышын камсыз кылган электрондордун бирөө көндөйчөнүн ордуна келет, кош электрондук байланышты калыбына келтирет. Мында өтүп келген электрондун ордуна жаны көндөйчө пайда болот. Мына ушинтип көндөйчө бүт кристалл боюнча которулуп турат. Көндөйчөлөрдүн которулушу оң заряддардын которулушуна окшош болот.

Көндөйчөлөрдүн кыймылынын багыты электрондордун кыймылынын багытына карама-каршы болот. Электр талаасы болгондо көндөйчөлөрдүн иреттүү которулуусу талаанын багытына шайкеш келет. Мына ушинтип, жарым өткөргүчтөрдө заряддарды алып жүрүүчүлөрдүн эки түрү: электрондор жана көндөйчөлөр болот. Ошондуктан жарым өткөргүчтөр электрондук өткөрүмдүүлүк менен бирге көндөйчөлүк өткөрүмдүүлүк касиетине да ээ. Тыюу салынган зонанын жазылыгы  $\Delta E$  канчалык кичине болсо жана кристаллдын температурасы жогору болсо, валенттик зонадан ошончолук көп электрондор бош зонага өтөт. Демек ошончо көп көндөйчөлөр пайда болот. Алардын концентрациясынын температурага болгон көз карандысы төмөнкү закон боюнча туюнтулат.  $n = n_0 e^{-\Delta E / 2kT}$ , мында  $\Delta E$  – тыюу салынган зонанын жазылыгы,  $k$  – Больцмандын турактуулугу,  $T$  – абсолюттук температура.

Турактуу температурада көндөйчөлөрдүн концентрациясы электрондордун концентрациясына барабар  $n_+ = n_-$ , себеби булар ар дайым түгөйлүү пайда болушат:  $(n_+ \cdot n_- = const)$ . Валенттик зонанын жогорку деңгээлдеринен өткөрүмдүүлүк зонасынын төмөнкү деңгээлине өткөн электрондордун эсебинен пайда болгон өткөрүмдүүлүк өздүк өткөрүмдүүлүк деп аталат. Эздүк өткөрүмдүүлүк химиялык жагынан алганда абдан таза, кошмосу жок идеалдуу жарым өткөргүчтөрдө байкалат. Ар түрдүү өздүк жарым өткөргүчтөр тыюу салынган зонанын жазылыгы менен биринен айырмаланат. Мисалы, германийдин тыюу салынган зонасынын эни  $\Delta E = 0,72$  эВ; кремнийдики  $\Delta E = 1,1$  эВ ж.б.



Мындай өздүк жарым өткөргүчтөрдө температура жогорулаган сайын электр өткөрүмдүүлүгү тез өсөт:

$$\sigma_0 = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$$

Жогорку температурада өздүк өткөрүмдүүлүк бардык жарым өткөргүчтөрдө байкалат, бирок жарым өткөргүчтөрдүн өздүк өткөрүмдүүлүгү адатта жогору эмес, анткени эркин электрондордун саны аз болот. Мисалы, германийде бөлмөнүн температурасында  $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Ошол эле учурда германийдин  $1 \text{ см}^3$  көлөмүндө атомдордун саны  $\sim 10^{23}$ . Эшентип эркин электрондордун саны атомдордун жалпы санынан он миллиарддан бир бөлүгүн түзөт.

### § 43. Жарым өткөргүчтөрдүн кошулмалуу электр өткөрүмдүүлүгү

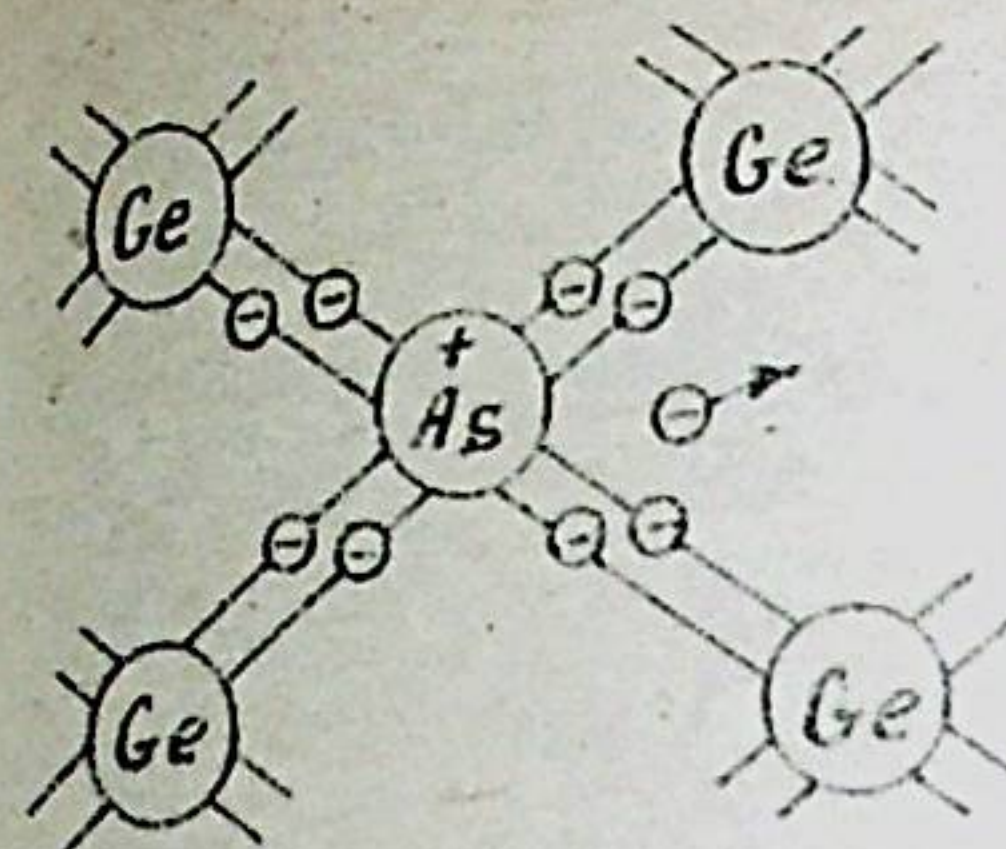
Жарым өткөргүчтөрдүн электр өткөрүмдүүлүгүнүн өсүшү эркин электрондордун санынын көбөйүшүнө байланыштуу. Көп учурда эркин электрондордун санынын көбөйүшү жарым өткөргүчкө башка химиялык элементтин атомдоруна кошуу процесси аркылуу жетишилет. Бул процесс - лигердөө (легирование) процесси деп аталат.

Жарым өткөргүчтөрдүн кошулмалары болгон кезде аларда өздүк өткөрүмдүүлүк менен бирге кошулмалуу өткөрүмдүүлүктүн пайда болушу жарым өткөргүчтөрдүн маанилүү өзгөчөлүгү болуп эсептелет. Кошулмалуу өткөрүмдүүлүк эки түргө: донордук жана акцептордук өткөрүмдүүлүккө бөлүнөт.

Донордук кошулмалар. Кошулмалардын, мисалы, мышьяктын атомдорунун аз гана концентрациясы болгондо эркин электрондордун саны бир нече эсе өсөт. Анткени мышьяктын атомдору беш валенттүү электрондордон түзүлөт. Алардын төртөө айланалары атомдор менен, мисалы германийдин атомдору менен химиялык байланыштарды түзүүгө катышат. Үчүнчү валенттүү электрон атому менен начар байланышта турат. Ал атомдон оңой эле бөлүнүп баш электрон болуп калат (49-сүрөт).

Мышьяктын атомдорунун он миллиондон бир үлүшүн кристаллда, эркин электрондордун концентрациясы  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  жетет. Бул таза жарым өткөргүчтөгү эркин электрондордун концентрациясынан мин эсе көптүк кылат.

Эгерде жарым өткөргүчтүн кристаллыгы тартысында кошмо атомдор болсо, анда анын тышуу энергиясы зонасында ичке дозалык



ӨТКӨРҮМДҮҮЛҮК  
ЗОНАСЫ

ВАЛЕНТТҮҮ  
ЗОНА



49-сүрөт.

энергия деңгээлдери пайда болот.

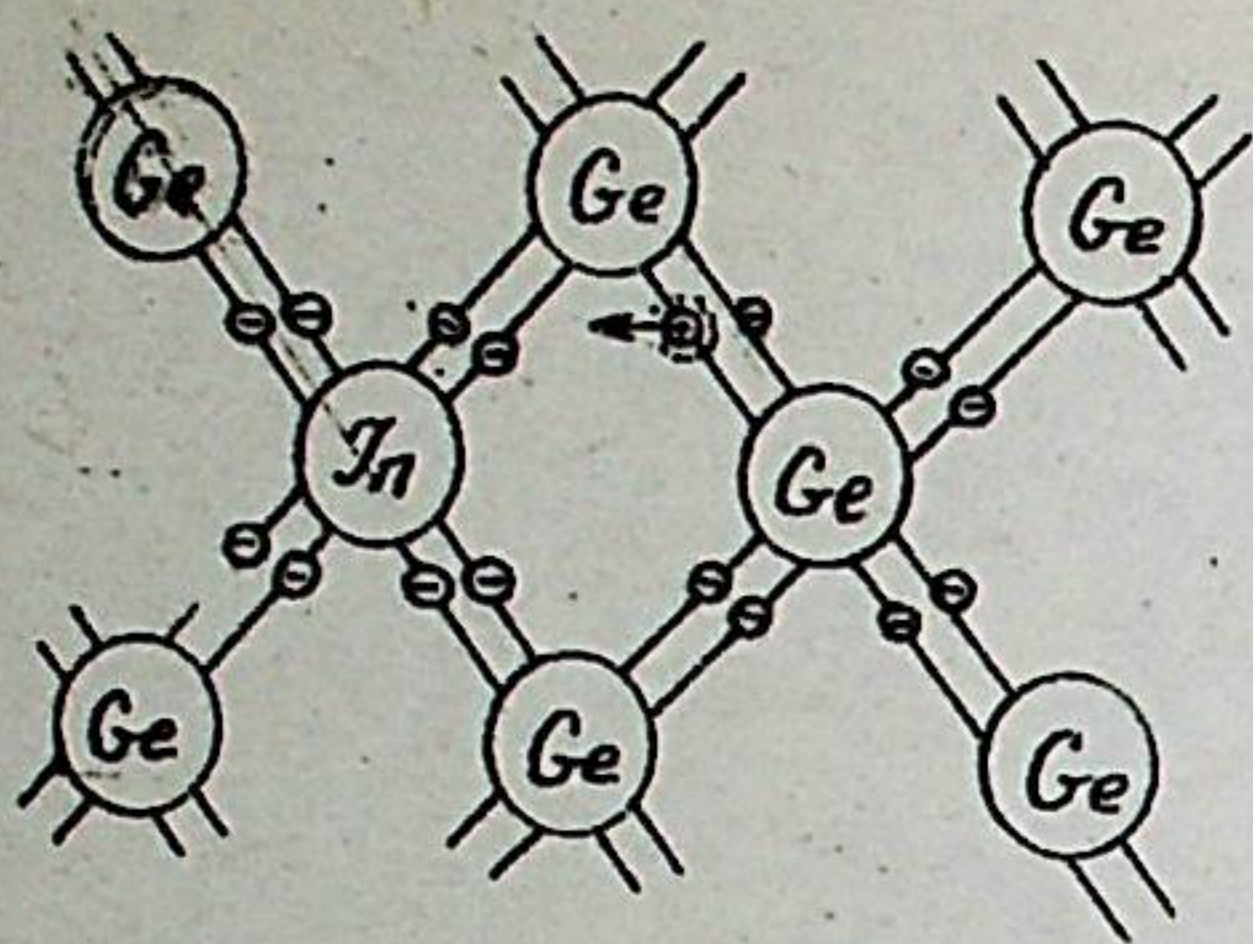
Кошмо деңгээлдер өткөрүмдүүлүк зонасынын түбүнө же валенттик зонага жакын жайгашканын 49-сүрөткө көрсөтүлгөн. Жарым өткөргүчтү жылытканда кошмо атомдордун электрондору ушул деңгээлден өткөрүмдүүлүк зонага которулат. Эшентип кошмо электрондук өткөрүмдүүлүк пайда болот. Буга керектүү энергия - кошмолорду иондоштуруучу энергия - кошмо деңгээлден өткөрүмдүүлүктүн зонасынын түбүнө чейинки энергиялык аралыкка барабар. Бул энергия өздүк өткөрүмдүүлүгүн көзгөчү энергиядан көп эсе аз. Өткөрүмдүүлүк зонага электрондорду берип туруучу кошмо - донор деп аталат, ал эми алардын энергиялык деңгээлдери - донордук деңгээлдер деп аталат. Бул учурда жарым өткөргүчтүн өткөрүмдүүлүгү төмөнкү гыянтта менен аныкталат:  $\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E_d}{kT}}$ , мында  $\Delta E_d$  - донорлорду иондоштуруучу энергия.

Мунун натыйжасында терс заряды артыкчылык кылган жарым өткөргүчтү алабыз ( $n \gg p$ ). Донордук жарым өткөргүчтөрдү электрондук өткөрүмдүүлүктөгү жарым өткөргүчтөр деп да аташат, себеби заряддарды алып жүрүүчү негизги бөлүкчө электрон болуп саналат. Донордук жарым өткөргүчтөр  $n$  - тибиңдеги жарым өткөргүчтөр деп аталат.

Акцептордук кошулмалар. Кошмо катарында үч валенттүү индий ( $In$ ) пайдаланылса, жарым өткөргүчтүн өткөрүмдүүлүк мүнөзү өзгөрүлөт. Кошму германий атомдору менен бекем нормалдуу байланыш түзүү үчүн индийге бир электрон жетишпейт (50-сүрөт).

Жарым өткөргүчтүн толтурулбаган деңгээлдери валенттик зонага жакын жайгашканын (50-сүрөт). Индуулуктан көзгөчүн негизинде валенттик зонадагы электрондор ушул беш кошмо деңгээлге которулат. Токту пайда кылган валенттик зонадын "көңдөйчөлөрү"





50-сүрөт

болот. Акцептордук жарым өткөргүчтөр көндөйчөлүү электр өткөрүмдүүлүккө ээ болушат. Валенттик зонадагы электрондорду сиңирип алуучу кошмолор акцепторлор деп, ал эми алардын энергиялык деңгээлдери акцептордук деңгээлдер деп аталат. Көндөйчөлөрдүн концентрациясы температурага төмөнкүдөй көз каранды:

$$n_a = n_0 e^{-\Delta E_a / 2kT}$$

Көндөйчөлүү өткөрүмдүүлүккө ээ болгон жарым өткөргүчтөр P-тибиндеги жарым өткөргүчтөр деп аталат. P-тибиндеги жарым өткөргүчтөр зарядды алып жүрүүчү негизги бөлүкчөлөр - көндөйчөлөр болуп эсептелет.

Мына ошентип, кошулманын тегине ылайык бир эле жарым өткөргүч бирде электрондук өткөрүмдүүлүккө (N-типтеги жарым өткөргүч), бирде көндөйчөлүү өткөрүмдүүлүккө (P-типтеги жарым өткөргүч) ээ болу алат.

Электр өткөрүмдүүлүк электрондордун жана көндөйчөлөрдүн концентрацияларына пропорциялуу, ошон үчүн өзүнүн өткөрүмдүүлүгү үчүн мындай теңдемени жазса болот:

$$\sigma_0 = \sigma_e e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$$

Мында  $\sigma_0$  - берилген затка турактуу сан катары алынган.

Эгерде жарым өткөргүчтө кошмо атомдор болсо, анда анын өткөрүмдүүлүгү төмөнкү температураларда кошмо атомдордун электрондорун жана көндөйчөлөрү менен ишке ашырылат, себеби алардын иондоштуруу энергиясы тыю салынган зонанын жазылыгынан анча кичине. Бул учурда электр өткөрүмдүүлүк төмөнкүдөй жазылат:

$$\sigma_k = \sigma_0' e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$$

Мында  $\Delta E = \Delta E_g$  же  $\Delta E = \Delta E_a$  барабар,  $\Delta E$  кошманын иондоштуруучу энергиясы. Температура жогорулаганда кошмо токтуун заряд-

дарынын концентрациясы тез каныгат. Бул учур донордук деңгээлдердин бошошуна да акцептордук деңгээлдердин электрондор менен толушуна туура келет. Аны менен бирге, температура жогорулаган сайын өздүк өткөрүмдүүлүктүн таасири да жогорулайт. Ошондуктан жарым өткөргүчтүн электр өткөрүмдүүлүгү өздүк өткөрүмдүүлүгүнүн жана кошмо өткөрүмдүүлүктүн суммасына барабар болот:

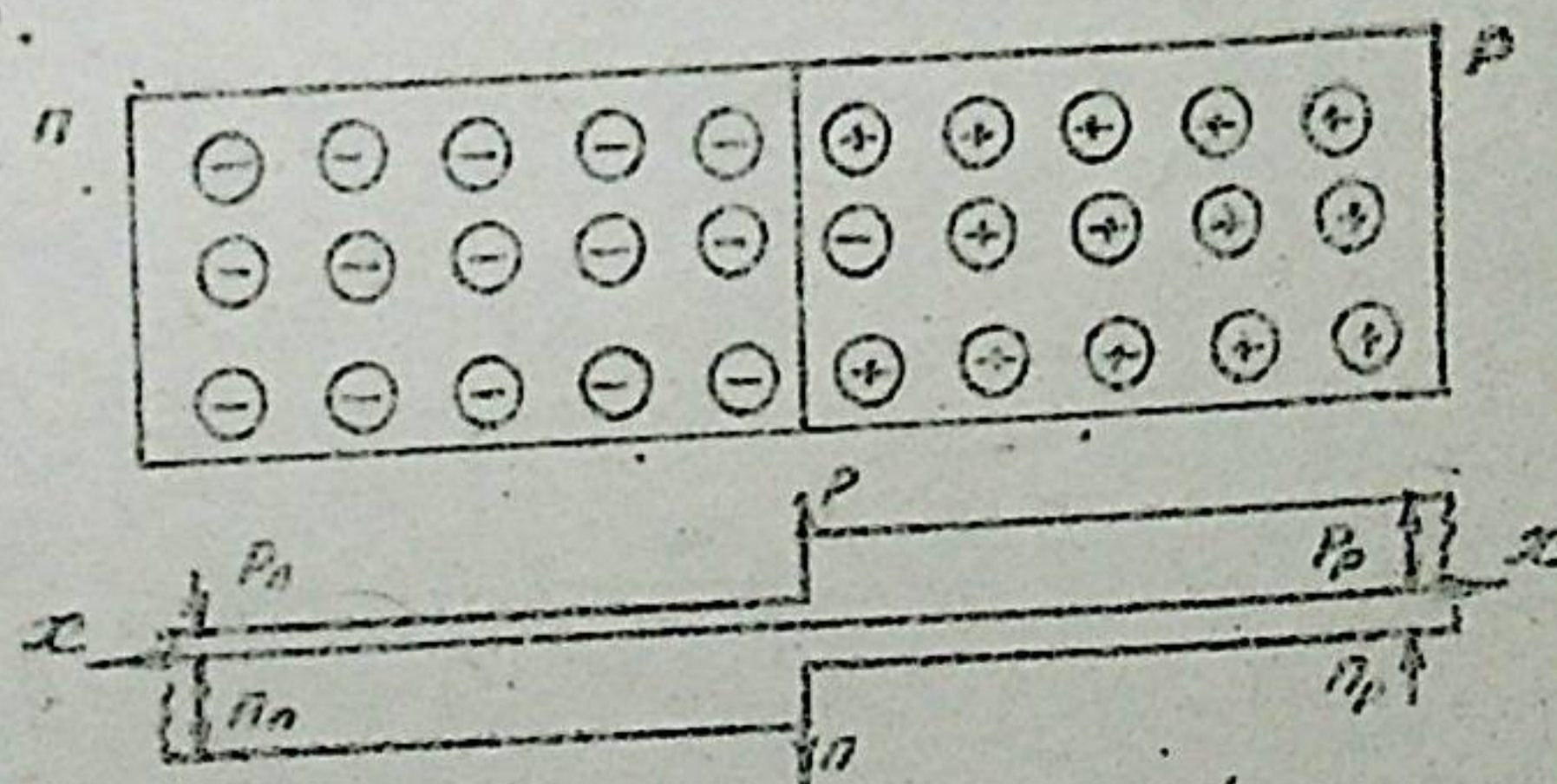
$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_k \quad (75)$$

Төмөнкү температураларда (75) теңдеменин экинчи кошулуучусунун, ал эми жогорку температураларда биринчи кошулуучусунун (өздүк өткөрүмдүүлүгүнүн) салымы жогору болот. Электр каршылыгы  $R$  өткөрүмдүүлүк  $\sigma$  менен төмөнкүдөй байланышта  $\sigma \sim \frac{1}{R}$ , ал эми жарым өткөргүчтөрдө электр каршылыгы температурага бир кыйла кез каранды келет. Жарым өткөргүчтөрдүн бул касиети тизмектеги токтуун чоңдугу боюнча температураны өлчөөдө колдонулат. Мында  $T$  курал - термистор деп аталат.

§ 44. Электрондук-көндөйчөлүү өтүү.

P жана N - тибиндеги жарым өткөргүчтөрдүн контактынын кубулуштары.

Жарым өткөргүч бир жагы электрондук өткөргүчтүктөн (N-типтеги), ал эми экинчи жагы көндөйчөлүү өткөргүчтүктөн (P-типтеги) турган комбинацияланган кристалл (51-сүрөт). Бул эки бирименин чек арасы электрондук-көндөйчөлүү өтүү, же N-P өтүүсү деп аталат.



51-сүрөт



$P$ - $P$  өтүүсүндө сырткы электр талаасы таасир кылбаганда физикалык кандай процесстер болуп өтөөрүн карап көрөлү.  $P$  - типтеги жарым өткөргүч жагында заряддарды алып жүрүүчүлөрдүн негизги тобу болуп көп сандагы  $n$  электрондор жана негизги эмес болуп саналган көндөйчөлөрдүн бир аз гана  $p$  саны топтолушкан. Ал эми  $P$  - жагында зарядды алып жүрүүчүлөрдүн негизги тобу болуп көп сандагы  $p$  көндөйчөлөр жана дээрлик аз сандагы  $n$  - электрондор жайланышкан.

$P$  - жагындагы оң заряддар, донордук кошундунун кыймылсыз оң заряддарынын эсебинен пайда болушат, себеби алар кыймылдагы электрондор менен тең салмакташа албайт, алар  $P$ -жагына өтүп кетишкен. Мындан тышкары  $P$ -жагындагы электрондор  $P$ -жагынан келген кыймылдуу көндөйчөлөр менен кайрадан рекомбинацияланышат.

$P$  - жагындагы терс заряддар акцептордук кошундунун кыймылсыз терс иондорунун эсебинен пайда болот. Бул терс иондор көндөйчөлөр менен тең салмакташа албайт, себеби алар  $P$ -жагына өтүп кеткен. Мындан тышкары  $P$  - жагындагы көндөйчөлөр  $P$  - жагынан келип электрондор менен кайрадан рекомбинацияланышат (52-сүрөт). Бул эки типтеги жарым өткөргүчтөрдүн чегинде зарядды алып жүрүүчү, негизги бөлүкчөлөрдүн концентрациясы кескин айырмаланат.

Эгерде аларды бириктирсек заряддардын концентрациясынын айырмасынын эсебинен диффузия кыймылы башталат. Диффузия кыймылынын натыйжасында бош электрондор  $P$  областынан  $P$  областына, ал эми көндөйчөлөр тескери, б.а.  $P$  - дан  $P$  - ге көздөй багыт алышат. Зарядды алып жүрүүчү негизги бөлүкчөлөрдүн диффузия кыймылы чек аранын  $P$  - жагын оң заряддалышына, ал эми  $P$  - жагын - терс заряддалышына алып келет (52-сүрөт). Негизги заряддардын өтмө катар диффузиясы  $P$  жана  $P$  областтарынын чегинде потенциалдардын айырмасы пайда кылат, ал болсо негизги заряддар үчүн потенциалдык тоскоолун түзүп, контактылуу потенциал айырмасы германийде бул байырма 0,2-0,3 вольтту түзөт. Контакттылуу потенциал айырмасы электрон менен көндөйчөлөрдүн өтмө катар өз алдынча которулушуна каршы багытталып, өтүүдөгү тең салмактуулук сактаганга жардамдашат. Бул учурда жылуулук кыймылынын эсебинен бир аз электрон деп аталат.  $P$ -областына өтүүсүн улантса берет, алар диффузия тогун пайда кылат. Ошол эле учурда негизги эмес заряддар өтүүдөн (чек ардан) тоскоосуз өтө алышат, алардын кыймылына потенциал айырмасы көмөктөшөт. Заряддардын негизги эмес алып

жүрүүчүлөрүнүн багытталган кыймылы өткөргүчтүк токту пайда кылат. Өткөргүчтүк ток менен диффузия тогу бири-бирине карама-каршы багытталган. Ошондуктан тең салмактуулук абалында  $P$ - $P$  өтүүсүндө жалпы ток нөлгө барабар.

Мына ошентип, тең салмактуулук абалда да зарядды алып жүрүүчү бөлүкчөлөр чек ара боюнча жылышып, диффузия тогун пайда кылышат. Сырттан чыңалуу берилбеген кезде  $P$ - $P$  өтүүдө потенциалдык тоскоолдуктун натыйжасында  $P$ -жагында ашыкча заряд-бош электрондор, ал эми  $P$  - жагында көндөйчөлөр топтолушат.

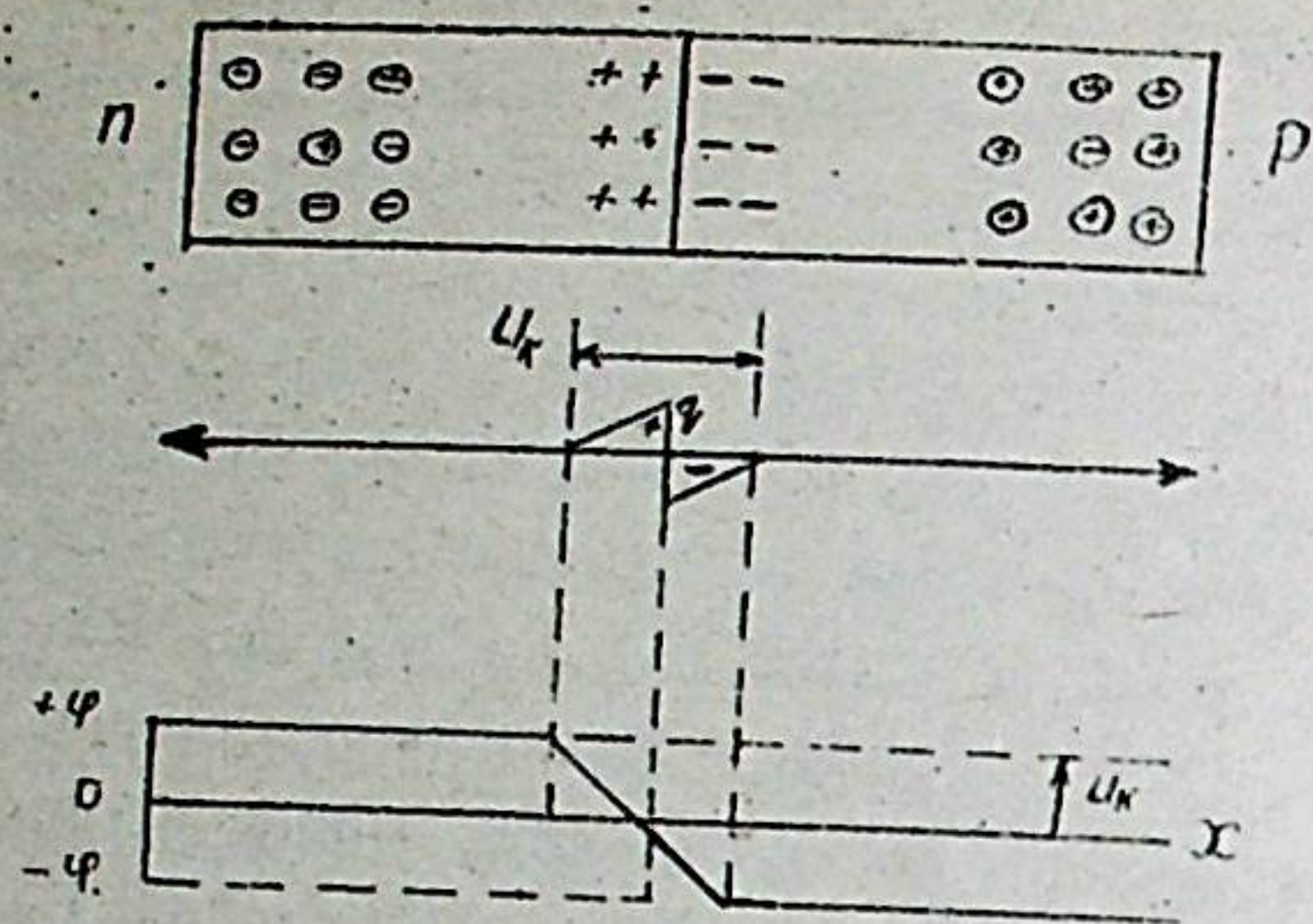
Эл чарбасында жана техникада өзгөрмөлүү токту турактуу токко айландыруу маселеси негизги ролду ойнойт. Жарым өткөргүчтүү түзөткүчтөр иштөө мөөнөтүнүн узактыгы, аракетинин пайдалуу коэффициентинин жогорулугу сыяктуу бир топ артыкчылыктарга ээ.

Жарым өткөргүчтүү түзөткүчтөр ар кандай материалдардан иштелип чыгарылат. Азыркы учурда биздин өндүрүш селөй, германий, кремний түзөткүчтөрүн жасап чыгарат. Мындай түрдөгү түзөткүчтөрдүн чыгарылышынын себеби, алар бири-биринен параметрлери жана касиеттери боюнча айырмаланып, ар кандай максаттар үчүн колдонулат.

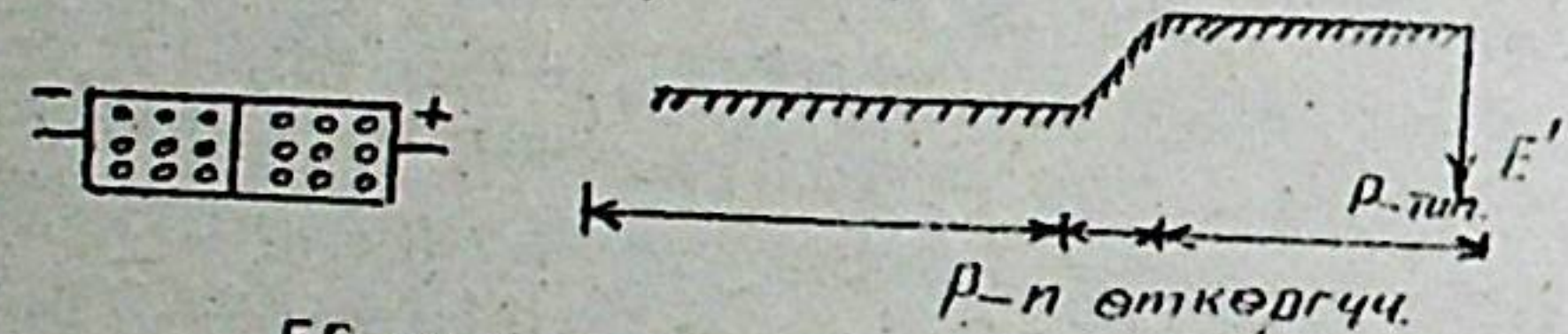
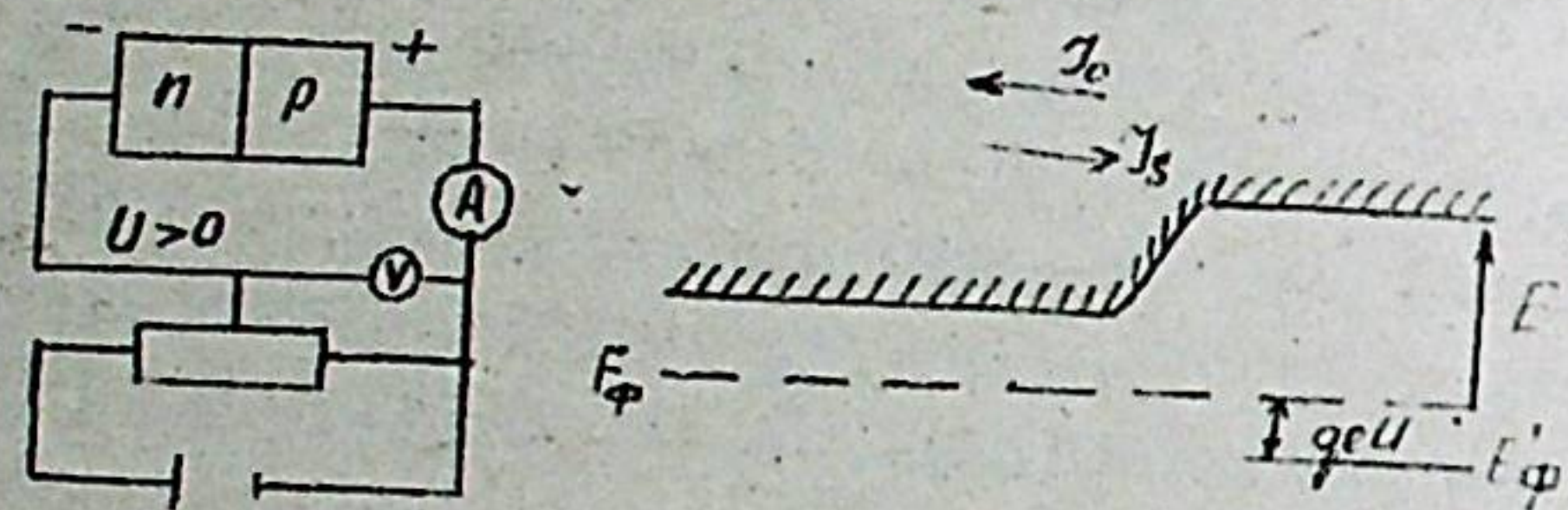
Эгерде жарым өткөргүчкө сырттан чыңалуу берсек, анда  $P$ - $P$  өтүүсүндөгү тең салмактуулук бузулат. Качан сырткы чыңалуунун булагынын терс уюлун  $P$ -ге, ал эми оң уюлун  $P$ -га туташтырсак (53-сүрөт), потенциалдардын контактык айырмасын көздөй багытталган сырткы чыңалуу, анын тормоздоочу аракетин нейтралдаштырат. Бул учурда потенциалдык тоскоолдук кичирейип, заряддын негизги алып жүрүүчүлөрү  $P$ - $P$  өтүүсүнө чогулушуп, бул өтүү аркылуу өңчон ток өтө алат. Башкача айтканда тоскоолдук кылуучу катмардын калыңдыгы кичирейип,  $P$ - $P$  өтүүсү ток өтүүгө каршылык көрсөтпөйт. Бул токту жана берилген чыңалуунун өтүүсүнүн түз (өткөрүү) багыты деп аталат.

Эгерде сырткы чыңалуу тескери багытталса, б.а.  $P$  жагына ток булагынын оң уюлун, ал эми  $P$  ни терс уюлга туташтырса, (54-сүрөт), анда, заряддын негизги алып жүрүүчүлөрү  $P$ - $P$  өтүүсүнөн алыстап, потенциалдык тоскоолдук чоңоёт. Себеби сырткы чыңалуу контактык потенциалдардын айырмасынын токтотуучу аракетин күчөтүп, өткөрбөөчү катмардын калыңдыгын жана каршылыгын чоңойтот.  $P$ - $P$  өтүүсүндө заряддын негизги алып жүрүүчүлөрү азайгандыктан, бул жерден ток дээрлик өтпөйт; бул өтүү өткөр-

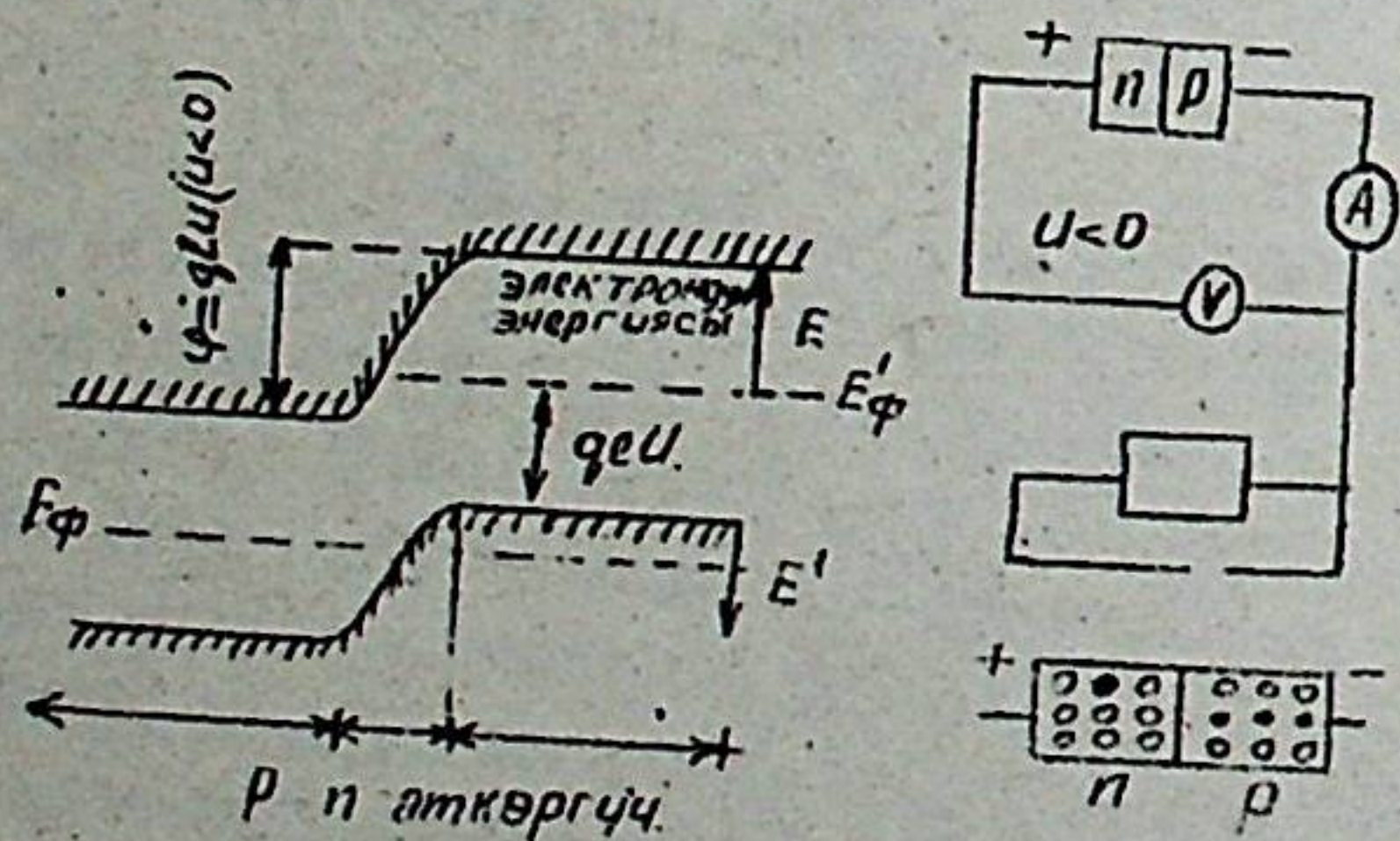




52=сүрөт

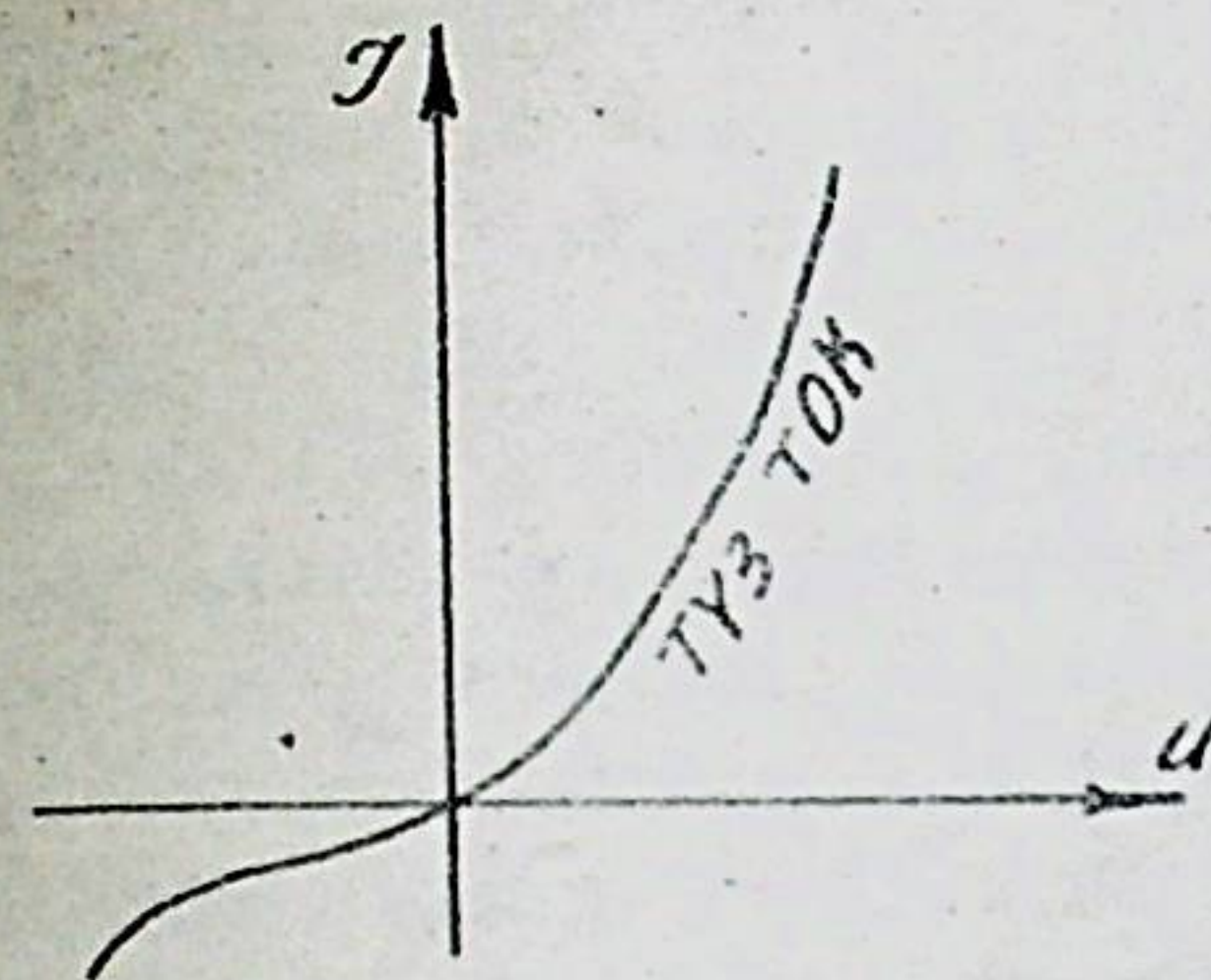


53=сүрөт



54=сүрөт

тескери (өткөрбөөчү) деп аталат. 55=сүрөттө P-П өтүүсүнүн толук вольт=ампердик мүнөздөмөсү берилген.



55=сүрөт

Ошентип, P-П өтүүсү, такко карата симметриялуу болбостон, түз багытта болот да P-П өтүүсүнүн каршылыгы тескери багытына өтүүгө караганда бир кыла аз болот. P-П өтүүсүнүн бул касиети өзгөрмө токту түзөтүү үчүн пайдаланылат.

Жарым өткөргүчтөрдө бош электрондор пайда болуш үчүн, жылуулуктун таасиринен башка, ар кандай энергиялык булактарда: ылдам электрондор жана α - бөлүкчөлөрү менен кагылуу; жарыктын же башка нурлануу таасири менен иондошуу ж.б. себеп болот. Мындай учурларда бош заряддар жутулган энергиянын себебинен пайда болгондуктан, жарым өткөргүчтүн кристаллдык торчасунун энергиясы өзгөрбөйт. Ошондуктан кристаллдык торчо менен эркин заряддардын ортосундагы жылуулуктун тең салмактуулугу бузулат.

Нысуга байланыштуу эмес электромагниттик нурлануунун таасири менен жарым өткөргүчтүн электр каршылыгынын өзгөрүүсү фоторезистивдик эффект деп же ички фотоэффект деп аталат.

Эгерде жарым өткөргүчтү  $h\nu \geq \Delta E$  энергияга ээ болгон жарыктын кванттары менен жарык кылсак, анда жарыктын жутуунун негизинде эркин электрондор жана көндөйчөлөр пайда болот.

Жарым өткөргүчтөгү фотоэлектрик эффект пайдаланылган курал фотокаршылыктар деп аталат. Бул куралдар күндүн энергиясын электр энергиясына айландырууга колдонулат. Фото каршылыктын кичинедеги жана өтө сезгичтиги аларды техниканын ар түрдүү тармактарында пайдаланууга мүмкүндүк бөт.

АТОМ ЯДРОСУНУН ФИЗИКАСЫНЫН ЭЛЕМЕНТТЕРИ  
ЖАНА ЭЛЕМЕНТАРДЫК БӨЛҮКЧӨЛӨР

Атом ядросунун түзүлүшүн жана өзгөрүүсүн изилдөөчү физиканын бөлүгү ядролук физика деп аталат. Физиканын бул бөлүгүндө атом ядросу кайсы бөлүкчөлөрдөн турары, алардын ортосунда бо-



дуучу процесстер, ядролор бири-бирине кандайча өтүшөрү; ядролук процесстер жөнүндө; эмне себептен ядролук реакциялардын натыйжасында эбегейсиз чоң энергия бөлүнүп чыгары ж.б. маселелер каралат.

### § 45. Атом ядросу

Атом ядросу - атомдун оң заряддалган борбордук бөлүгү. Ядронун массасы ошол эле атомду түзүүчү электрондордун массаларынан болжол менен  $4 \cdot 10^5$  эсе чоң болгондуктан, ядродо атомдун бүткүл массасы толголгон десек жанылышпайбыз. Кадимки абалда атом - нейтралдык бөлүкчө, ал эми ядронун оң зарядынын абсолюттук мааниси электрондордун терс зарядынын суммасына барабар.

1911-жылы англис окумуштуусу Э. Резерфорд  $\alpha$  - бөлүкчөлөрү жүркө металл пластинка аркылуу өткөндө чачырээсун изилдеп, атом ядросунун болушун, зарядын жана анын көлөмүн тактаган. Бул тажрыйбанын негизинде Э. Резерфорд атомдун төмөнкүдөй планеталык моделин атом оң заряддалган ядродон (өлчөмү  $\sim 10^{-12} - 10^{-11}$  см) жана анын тегерегинде орбита боюнча айланып жүргөн электрондордон тургандыгын сунуш кылган. Резерфорддун моделинин тууралыгы кийинчерээк Н. Бордун (1913-ж.) атом жөнүндөгү теориясынын негизинде жана көп сандаган тажрыйбалардын натыйжасында аныкталган.

Д. Чедвик тажрыйба жолу менен нейтронду ачкандан кийин (1932-ж.), советтик окумуштуу Д. Иваненко жана немец окумуштуусу В. Гейзенберг өздерүнчө атом ядросунун протон-нейтрондук моделин сунуш кылышкан. Бул моделге ылайык, атом ядросу протондордон жана нейтрондордон (нуклондордон) турат. Протон бирдик оң зарядга ээ болгон эң жөнөкөй бөлүкчө, нейтрон болсо зарядсыз элементардык бөлүкчө. Протондун заряды абсолюттүк чоңдугу боюнча электрондун зарядына барабар. Ядродогу протондордун саны  $Z$  ядронун электр зарядына жана химиялык элементтин катар номерине барабар. Ядронун мүнөздөөчү негизги чоңдук болуп массалык сан  $A$  эсептелет. Ал сан жагынан  $Z$  протондордун жана  $N$  нейтрондордун санынын суммасына барабар:  $A = Z + N$ . Демек нейтрондун саны массалык сан менен протондордун санынын айырмасына барабар. Протондун массасы  $m_p = 1,00717647$  м.а.б. (массанын атомдук бирдиги), ал эми нейтрондун массасы  $m_n = 1,00866501$  м.а.б. (+ м.а.б. =  $1,66057 \cdot 10^{-27}$  кг).

Ядронун белгилениши химиялык элементтикиндей эле болот жана символу аркылуу жазылат, мисалы  ${}^{27}_{13}\text{Al}$ ,  ${}^{238}_{92}\text{U}$  ж.б. Бул эле химиялык элементтин ядросунда протондун саны бирдей, ал

ал нейтрондордун саны бирдей эмес болушу мүмкүн. Мындай ядролук атомдорду изотоптор деп аташат. Мисалы: жеңил суутектин  $({}^1_1\text{H})$  изотоптору: дейтерий  $({}^2_1\text{H})$  жана тритий  $({}^3_1\text{H})$ ; уран-238  $({}^{238}_{92}\text{U})$  изотоптору: уран - 235  $({}^{235}_{92}\text{U})$  жана уран - 239  $({}^{239}_{92}\text{U})$  ж.б. Андан тышкары, бир эле химиялык элементте протондордун саны (атом номери)  $Z$  жана массалык саны  $A$  бирдей, бирок жарым ажыроо мезгили ар турдуу болушу мүмкүн. Мындай химиялык элементтер изомерлер деп аталат. Мисалы бромдун изотобу  ${}^{10}\text{Br}$  4,4 с жана  ${}^{35}\text{Br}$  18 мин жарым ажыроо мезгилдерине ээ.

Туура кесилишинде атом ядросу  $10^{-15}$  м. Ядронун радиусун тажрыйбанын негизинде аныктоого болот. Эгерде  $r_e$  - ядронун радиусу, ал эми  $A$  - ядронун массалык саны деп белгилесек, анда радиустун эмпирикалык формуласы:  $r_e \approx 1,4 \cdot 10^{-15} \sqrt{A}$  м. Ал эми ядронун көлөмү нуклондордун санына карата пропорциялаш өзгөрүлөт. Эгерде атом ядросунун массасы жана радиусу белгилүү болсо, ал-да ядролук заттын тыгыздыгын эсептөөгө болот: ал  $2 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> деген санга ээ.

Ядронун маанилүү мүнөздөлөрүнүн бири - атом ядросунун моменти. Бул ядронун ички түзүлүшүн жана анын тышкы талаа менен өз ара аракеттенишин аныктайт. Ядродогу нуклондордун ар бири жекече механикалык жана магниттик моментке ээ. Ал моменттердин геометриялык кошулушу ядронун толук моментин түзөт. Ядронун механикалык моменти  $M_e = \hbar e(e+1)$ , ал эми магнит моменти  $M_s = \hbar s(s+1)$  мында  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  - Планк турактуулугу,  $e$  - квант саны  $e = 0, 1, 2, \dots$ ;  $s$  - квант саны  $s = \pm \frac{1}{2}$ . Ядронун ичинде нейтрон менен протондордун саны жуп болсо, анын толук атом ядросунун моменти нөлгө барабар.

### § 46. Массанын дефекти жана ядронун байланыш энергиясы

Ядронун ичиндеги протондор менен нейтрондор кыска аралыкта аракет этүүчү кубаттуу күчтөр менен кармалып турушат. Бул күчтөр ядролук күчтөр деп аталат. Ядронун бекемдиги анын байланыш энергиясы менен аныкталат.

Байланыш энергиясы деп ядрону айрым нуклонго толук ажиратыш үчүн жумшалган энергияга барабар болгон физикалык чоңдукту айтабыз.

$$\Delta E_s = \Delta m c^2$$



мында  $\Delta m$  - массанын дефекти,  $c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{c}$ . Байланыш энергиясы ядронун туруктуулугун мүнөздөйт, ал эми анын чени болуп массанын дефекти эсептелинет. Массанын дефекти берилген ядрону түзгөн протондор менен нейтрондордун тынч абалындагы массаларынын суммасы  $(Zm_p + Nm_n)$  менен ядронун тынч абалындагы өз массасынын  $m_x$  айырмасына барабар:

$$\Delta m = (Zm_p + Nm_n) - m_x$$

Массанын дефекти канчалык чоң болсо, ошончолук анын байланыш энергиясы да чоң болот:

$$\Delta m = \frac{\Delta E_s}{c^2}$$

Мындан, байланыш энергиясы:

$$\Delta E_s = ((Zm_p + Nm_n) - m_x) c^2$$

барабар. Массанын дефекти байланыш энергиясынын чени болуп эсептелет. Бир атомдук массанын бирдигине 931,5 МэВ энергия туура келет:

$$1 \text{ м. а. б.} = 931,5 \text{ МэВ}$$

Атомдук физикада көп учурда байланыш энергиясынын ордуна салыштырмалуу байланыш энергиясы түшүнүгү колдонулат.  $E_c$  салыштырмалуу байланыш энергиясы бир нуклонго туура келүүчү байланыш энергиясына барабар:

$$E_c = \frac{\Delta E_s}{A}$$

саны.

мында  $A$  - нуклондордун

#### § 47. Ядролук күчтүн касиеттери жана нуклондордун өз ара аракеттенүүлөрү

Ядродогу протондор менен нейтрондор кыска аралыкта абдан кубаттуу өзгөчө күчтөр - ядролук күчтөр менен кармалат.

Бугункү күндө ядролук күчтүн жаратылышы жөнүндө толукталган теория түзүлө элек. Ядролук күчтөрдүн касиеттери кандай? Муну гравитациялык күчтөр менен салыштырууга да болбойт, анткени ядролук күчтөргө караганда ал эң эле начар. Муну электромагниттик күчтөр аркылуу да түшүндүрүүгө болбойт. Себеби нейтрондор зарядга ээ эмес, ал эми бирдей заряддагы протондор бири-биринен түргүлүшөт. Ядролук күчтөр электромагниттик күчтөргө караганда

болжол менен 100 эсе күчтүүлүк кылат.

Ядролук күчтөр жаратылышта белгилүү күчтөрдүн арасынан эң кубаттуусу. Ошондуктан ядролук бөлүкчөлөрдүн аракеттениши күчтүү өз ара аракеттенүүлөр деп аталат. Ядролук күчтөр анын составына кирген нуклондордун заряддарына көз каранды эмес. Бул касиет абдан маанилүү деп эсептелет.

Ядролук күчтөрдүн дагы бир өзгөчөлүгү - кыска аралыкта аракеттениши. Ядролук күчтөрдүн сезилердик таасири ядронун өлчөмүнө барабар аралыкта байкалат. Ядролук күч жөнүндө азырынча толук теория жок болгондуктан, ядродогу нуклондордун өз ара аракеттенүүлөрүн жана анын кайсы бир касиеттерин түшүндүрүү үчүн окумуштуулар тарабынан бир нече ядронун моделдери сунуш кылынган.

Алардын ичинен көбүрөөк колдонулган: мезон алмашуу -, катмар -, жана тамчы моделдери болуп эсептелинет.

Мезон модели ядродогу нуклондордун өз ара аракеттенишинин, протондордун жана нейтрондордун бири-бири менен алмак-салмак пи-мезон алмашуу натыйжасында пайда болот. Мындайча айтканда, нуклондун бири бөлүп чыгарган пи - мезонду экинчи нуклон жутуп алат жана бул процесс улам-улам кайталана берет.  $\pi$  - мезондор өзүнүн комптон толкун узундугу менен мүнөздөлөт. Алмашуу процессинде пайда болгон мезондук ток ядронун электромагниттик касиеттерине таасир кылат.

Катмар моделинде ядродогу ар бир нуклон белгилүү квант абалында болот. Бул абал бир нече чоңдук менен мүнөздөлөт. Энергия, спин  $J$  (кванттык сан) жана анын координаттык эгуна болгон проекциясы  $M$ , орбита моменти  $M_e$  (орбитальный момент) жана нуклондор абалынын жуп болгондугу (четность состояния) менен. Паулинин принцибин ядронун абалына колдонсок, анда ядронун ар бир энергиялык деңгээлинде бирден ашык нуклон болушу мүмкүн эмес, башкача айтканда окшош бөлүкчөлөрдүн бир энергиялык деңгээлде болушуна тыюу салынган. Ар бир толтурулган ядролук катмардагы нуклондордун жалпы импульс моменти нөлгө барабар болгондуктан, ушундай эле нуклондор менен толтурулган катмарлардан турган ядронун жалпы спини да нөлгө барабар болот.

Демек, кезектеги катмар нуклон менен толукталган сайын ядронун кванттык абалы кескин өзгөрүлөт. Атом сыяктуу, ядронун касиеттеринин өзгөрүшүндө мезгилдүүлүк байкалат. Ядронун касиеттери аны түзгөн нуклондордун санына көз каранды болот. Ядронун квант абалына көптөгөн факторлор таасир этет. Катмар модели



ядронун түзүлүшү жөнүндө жана нуклондордун өз ара аракеттениши жөнүндө жакындатылган гана түшүнүк бере алат.

Эксперимент жолу менен "сыйкырдуу сандардын" бар экендиги аныкталган. Ядродогу нейтрондордун саны 2, 8, 20, 28, 40, 50, 82 же 126 барабар химиялык элементтер бир кыйла туруктуу экени далилденген (мисалы,  ${}^2\text{He}^4$ ,  ${}^8\text{O}^{16}$ ,  ${}^{20}\text{Ca}^{40}$ ,  ${}^{82}\text{Pb}^{208}$  ж.б. элементтер).

Жаратылышта жуп-жуп атом ядросуна салыштырганда жуп-жуп ( $Z$  жана  $N$  жуп болгон) атом ядросу бышыгыраак болушу аныкталган. Кемчиликтерине карабастан, бул моделдин илим жана техника үчүн мааниси абдан чоң.

Ядронун "тамчы модели" атом ядросунун бөлүнүү процессин түшүндүрүүгө жардам берет. Бул модель суктук тамчысынын бышыктык касиеттерине негизделген, нуклондордун топтолушучу менен суктук тамчысы кармап турган күчтөр да, ядролук күчтөр да кыска аралыкта аракет этүүчү күчтөр болуп эсептелет. Ядрону бөлүүгө аракет кылган бирдей белгидеги протондордун түртүлүү күчтөрү менен бирге кубаттуу ядролук тартылуу күчтөр да таасир этет. Бул күчтөр ядрону бөлүнүп кетүүдөн сактап турат. Шар формасына ээ болгон атом ядросу бөлүнүш үчүн ал же сырттан берилген энергияны же адатта нейтронду жугуу керек. Жуткандан кийин ядро дүүлүгөт да чоюлган формага ээ болуу менен деформациялана баштайт. Ядрого таасир эткен өз ара түртүлүү күчтөрү тартылуу күчтөрүнөн аша баштаганга дейре ядро созула берет. Андан ары созулганда, эки бөлүккө бөлүнөт.

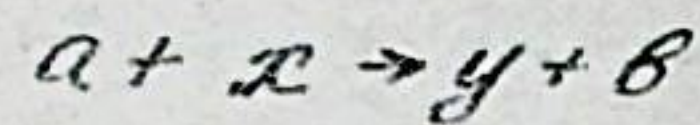
Андан тышкары тамчы моделинин жардамы менен ядронун байланыш энергиясынын формуласы ачылган. Балпы жөнүндө алганда жогорку айтылып кеткен ядролук моделдердин бири дагы ядронун касиеттерин толук түшүндүрө албайт. Ар бир модель өзүнүн чегинде ядронун айрым касиеттеринегана аныктайт. Бул моделдер бири-бирин толуктайт.

#### § 48. Ядролук реакциялар

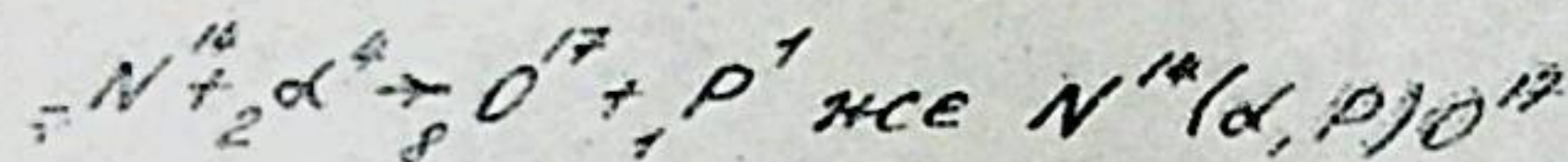
1932-1934-жылдарынан баштап ядролук физика физиканын өзүнчө бөлүгү болуп калды. Бул жылдар нейтрон, нейтрино, позитрондун ачылышы менен белгиленди. Ушул эле учурда жасалма радиоактивдүү элементтер алынды жана ядронун бөлүнүүсү ачылды.

Атомдук ядролордун элементардык бөлүкчөлөр менен же бири-бири менен болгон өз ара аракеттенүүлөрүндөгү өзгөрүүлөрүн ядролук реакциялар деп айтабыз. Ядролук реакциялардын көпчүлүгүндө

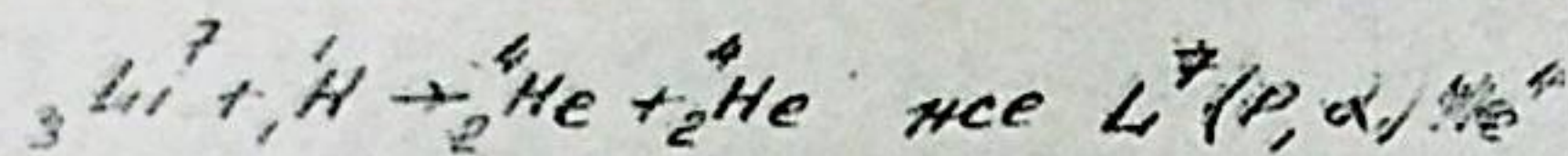
ядролор менен заряддалган элементардык бөлүкчөлөрдүн же чоң энергиялуу жеңил ядролор менен болгон кагылышуусунда байкалат. Ядролук реакция символ аркылуу төмөндөгүдөй жазылат:



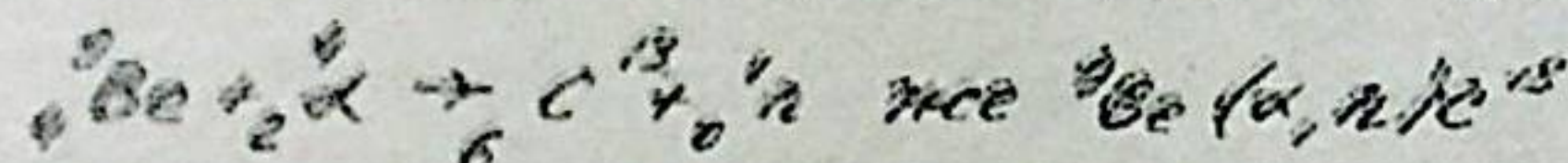
Ушул эле формула кыскартылган түрүндө  $x(a, b)y$  дей түрүндө да жазылат. Бул жерде  $x$  - алгачкы ядро,  $y$  - реакциянын жыйынтыгында алынган ядро,  $a, b$  - жеңил бөлүкчөлөр. Биринчи ядролук реакция 1919-ж. Э. Резерфорд тарабынан алынган:



1932-ж. Кокфорт жана Уилтон тездетилген бөлүкчөлөрдү пайдалануу менен ядронун бөлүнүү реакциясы биринчи жолу алынган:

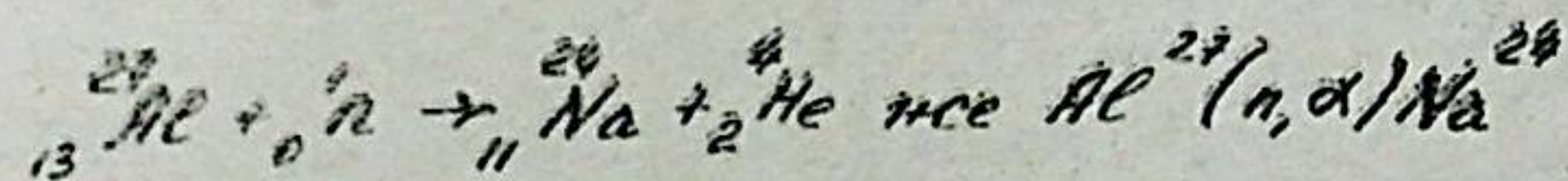


1932-жылы физик Л. Чедвик тарабынан бүткүл ядролук физика үчүн маанилүү болгон нейтрон ачылган болучу. Бериллиди  $\alpha$  - бөлүкчөлөрү менен бомбалаганда төмөндөгүдөй реакция жүрүш:



нейтрон пайда болот. Ядролук реакцияларын изилдөөдө нейтрондун ачылгышынын ролу абдан чоң болгон. Нейтрондор зарядга ээ эмес, демек, алар атом ядросуна таскаралдуусуз өтүп кетипет да алардын өзгөрүүнү пайда кылышат.

Мисалы,



Ушул эле формада башка реакцияларды да жазууга болот. Мисалы элементардык бөлүкчөлөрдүн айлануусун мындайча:  $\pi^+ + p \rightarrow n + \pi^0$  деп жазсак болот. Бул реакцияда терс заряддалган  $\pi^-$  пиондун протон менен кагылышуусунун натыйжасында нейтрон менен нейтралдуу  $\pi^0$  - пиондун (пи-мезондун) пайда болушу чагылдырылган. Ядролук реакциялар ядролук күчтөрдүн таасири астында жүрөт, андыктан ядрого бөлүкчөлөр  $\theta$ .е тигиз жакындап, ядролук күчтөрдүн сферасына түшүү керек. Ядролук реакциянын болуп өткөнү жана ядронун пайда болушу менен билинет. Ядролук реакцияларда сакталуу закондорунун аткарылышынын мааниси абдан чоң, анткени ал закондор процесстин өтүү шарттарына чек коюшат.

Заряддардын сакталуу закону боюнча реакцияга катышкан баш-



тапкы бөлүкчөлөрдүн жалпы заряды, реакциянын натыйжасында келип чыккан бөлүкчөлөрдүн жалпы зарядына барабар болуш керек. Ошондой эле энергиянын дана импульстун сакталуу закондору да аткарылат. Алардын математикалык жазылышы квант механикасында да, классика механикасында да бирдей:

$$E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2 + \dots + E'_n$$

$$\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = \vec{P}'_1 + \vec{P}'_2 + \dots + \vec{P}'_n$$

Мында  $E_1, E_2, P_1$  жана  $P_2$  - реакцияга чейинки бөлүкчөлөрдүн энергия жана импульстары:  $E'_1, E'_2, \dots, E'_n$  жана  $P'_1, P'_2, \dots, P'_n$  - реакциядан кийинки бөлүкчөлөрдүн энергия жана импульстары. Энергиянын сакталуу законуна ылайык ядролук реакция процессинде кинетикалык энергиянын өзгөрүшү реакцияга катышуучу ядролор менен бөлүкчөлөрдүн тынч абалдарындагы энергиясынын өзгөрүшүнө барабар. Энергиянын жана импульстун сакталуу закондору изоляцияланган гана системаларында аткарылышы мүмкүн. Ядролук реакцияны мүнөздөөчү чоңдук болуп энергетикалык чыгышы  $Q$  эсептелинет.

Бөлүкчөлөр менен ядролордун реакцияга чейинки жана реакциядан кийинки тынч абалындагы энергияларынын айырмасы ядролук реакциянын энергетикалык чыгышы деп аталат:

$$Q = (E_1 + E_2) - (E'_1 + E'_2 + \dots + E'_n),$$

$$Q = \left( \sum_{i=1}^{i=n} M_i - \sum_{i=1}^{i=n} M'_i \right) c^2$$

мында  $M_i$  - реакцияга катышуучу ядролордун массаларынын суммасы,  $M'_i$  реакциядан кийинки ядролордун массаларынын суммасы. Эгер  $(Q < 0)$  болсо, анда реакция кезинде энергия жутулат. Мунун тескери-синче  $(Q > 0)$  реакция кезинде энергия бөлүнүп чыгат. Ядролук реакция кезинде бөлүнүп чыккан энергия чон болушу мүмкүн.

#### § 49. Атом ядросунун бөлүнүшү. Уланма реакция.

Атом ядросунун бөлүнүшү деп, атом ядросунун эки (кээде үч) же төрт бөлүккө ажыроосу аталат. Бул ажыроо көбүнчө нейтрондордун жардамы менен жүрөт, аны менен кошо экинчи нуклон нейтрондор,  $\sigma$  - нуру жана чон өлчөмдөгү энергия бөлүнүп чыгат. Атом ядросунун бөлүнүшү бир катар ээр ядролорго гана (мисалы уран,

торий, плутоний ж.б.) байкалат.

1938-жылы немец окумуштуулары О. Ган жана Ф. Штрассман биринчи болуп нейтрондордун таасири астында атом ядросунун бөлүнүшүн ачышкан.

Атом ядросунун спонтандык бөлүнүшүнүн мүмкүн экени 1940-ж. советтик физиктер Г. Флеров, К. Петржак жана ошондой эле АКШнын окумуштуулары Э. Ферми, У. Зинн жана Л. Силард тарабынан ачылган. Бул кубулушту, атап айтканда, нейтронду камтып алган урандын ядросунун эки бөлүккө ажыроосун талкуулоодо австралиялык физик Л. Мейтнер жана англиялык физик О. Фриштин чоң салымы бар.

Нейтрондун жардамы менен атом ядросунун спонтандык бөлүнүшү, натыйжада бирден үчкө (чанда төрткө) чейин нейтрондор бөлүнүп чыгып, бул бөлүкчөлөрдүн жардамы менен уланып көпө берген реакция ядролук уланма реакция деп аталат. Атом ядросунун бөлүнүшүн ядронун "тамчы" моделинин негизинде түшүндүрүүгө болот. Кайсы ядродо болбосун протондордун чон электростатикалык күчтөрү менен бирге ядролук чон тартылуу күчү да таасир этет. Бул күчтөр ядрону бөлүнүп кетүүдөн сактап турат. Ядронун бөлүнүшүн иш жүзүнө ашырыш үчүн ядрого белгилүү энергияны жумшоо керек. Ал ядронун бөлүнүшүн тездетүүчү энергиясы деп аталат. Бул энергияны ядро сырттан алышы мүмкүн, мисалы, нейтронду камтып алуу аркылуу. Нейтронду камтып алууга чейин урандын ядросу шар формасына ээ болот. Ашык нейтронду жутуу менен ядро дуулуга да деформацияланып, чөйүлгөн формага ээ болот. Ядродогу түртүлүү күчү тартылуу күчтөрүнөн аша баштаганда ядро эки бөлүнөт да, сыныктары чон ылдамдык менен учуп кетишет. Ар бир урандын бөлүнүшүндө 200 МэВ ко жакын энергия бөлүнүп чыгат. Бирок бул энергиянын көпчүлүк бөлүгү сыныктардын учуп чыгуу кинетикалык энергияларына таандык. Бөлүнүү учурунда пайда болгон энергия ээр ядронун массасы менен сыныктардын массаларынын айырмасына барабар. Атом ядросунун бөлүнүшү тез кыймылдагы жана жай кыймылдагы нейтрондордун жардамы менен өтөт. Бирок тез кыймылдагы нейтрондорго караганда ядронун жай кыймылдагы нейтрондорду кармап калуу мүмкүндүгү бир нече эсе чоң. Жай кыймылдагы нейтрондор плутоний  $^{239}\text{Pu}$  жана урандын  $^{235}\text{U}$  изотопунун бөлүнүшүндө пайдаланылат.  $Z/A$  - деген сан ядронун бөлүнүү көрсөткүчү катары алынат. Мында  $Z$  - химиялык элементтин катар саны,  $A$  - массалык саны. Эгерде  $Z/A > 18$  болсо, анда ал ядронун бөлүнүшү энергия жарынан пайдалуу деп эсептелет. Бул төнсиздик  $(Z/A > 18)$  күмүштөн  $^{108}\text{Ag}$  баштап андан кийинки бардык яд-

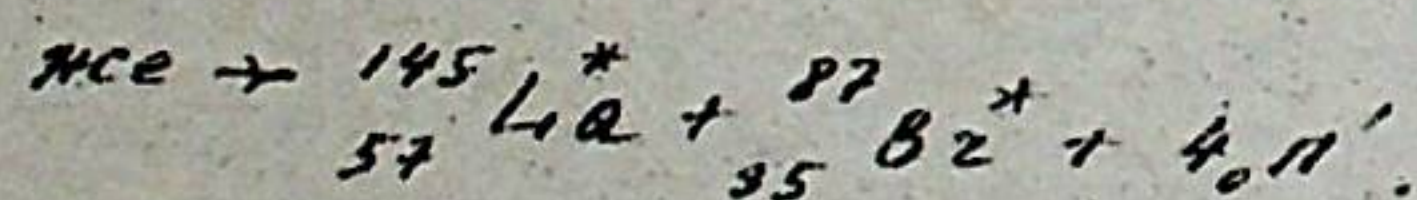
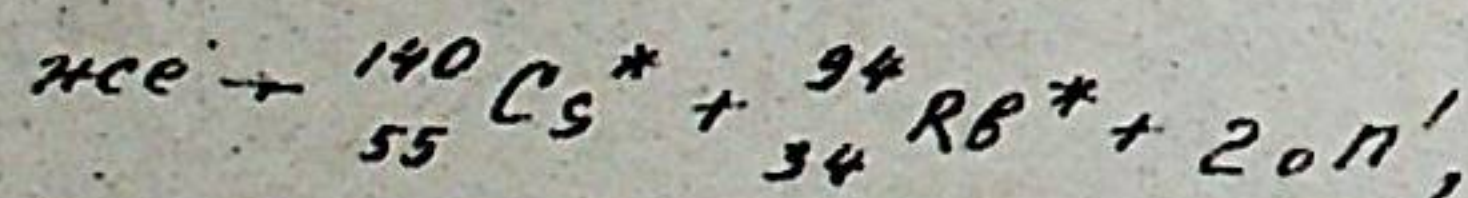
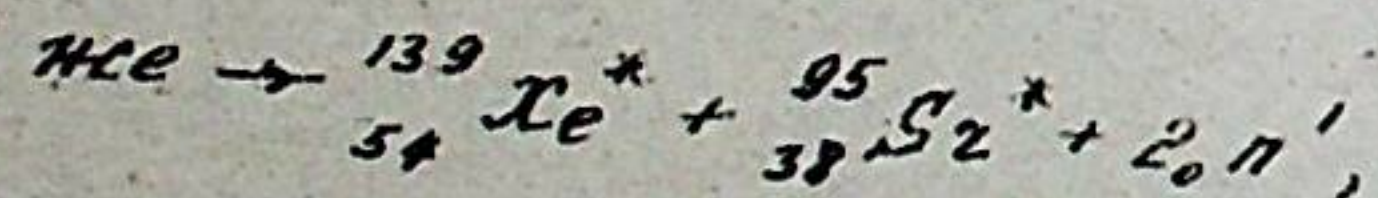
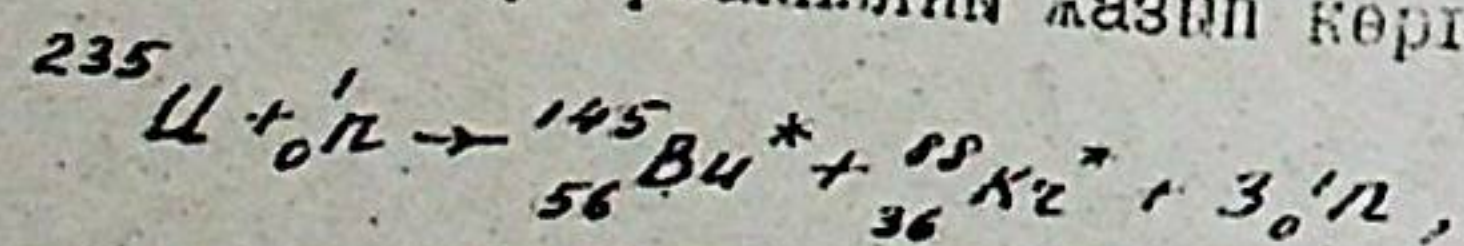


болор үчүн орундайт. Бөлүнүү көрсөткүчү кырк тогуздан ашкандан кийин  $Z^2/A > 49$  ядролордо спонтандик бөлүнүүнүн мүмкүнчүлүгү пайла болот.

Табигый уран  $^{238}\text{U}$  - дин, торий жана протактиний ядролорунун бөлүнүшү үчүн I МэВ-тон чоң энергия жумшалат. Азыркы кездеги нейтрондун жардамы менен атом ядросунун бөлүнүшү келечектүү реакция деп эсептелинет.

Ядролук уланма реакция - нейтрондун жардамы менен атом ядросунун бөлүнүшүнүн натыйжасында бир-эки же андан көп нейтрондор бөлүнүп чыгат. Бул бөлүкчөлөрдүн жардамы менен реакция өзүнөн-өзү уланма кете берет. Азыркы күндө белгилүү болгон уланма реакцияларда урандын жана кээ бир трансурандик элементтердин (мис.  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ) бөлүнүшү кирет.

Нейтрондордун жардамы менен уран - 235 дин ядросунун бөлүнүү мүмкүндүгү 1938-жылы биринчилерден болуп немец окумуштуулары О. Хан жана Ф. Штрассман тарабынан ачылган. Урандын бөлүнүшүндөгү биринчи ядролук уланма реакция италиялык физик Э. Фермилик жетекчилиги менен 1942-жылы иш жүзүнө ашырылган. Атом ядросунун бөлүнүшүнүн ачылышынын негизинде окумуштуулар Э. Ферми, У. Зинн, Л. Силард (АКШ) жана Г. Н. Флеров (СССР) ядронун спонтандик бөлүнөөрүн жана анын учурун бирден көп нейтрон учуп чыгарып аныкташкан. Мисалы урандын  $^{235}\text{U}$  изотобунан ядросу нейтрондун таасири астында массалары болжол менен бирдей эки бөлүккө бөлүнүп, андан тышкары эки, үч нейтрон бөлүнүп чыгат. Мындай бөлүнүүгө торийдин ж. б. зор элементтердин ядролору да жөндөмдүү. Бөлүнүү процессинде ядродон учур чыккан нейтрондордун кайсылыны болбосун өз кезегинде жанындагы ядро до бөлүнүүнү пайда кылат. Бул ядро дагы бөлүнүүнү пайда кылууга жөндөмдүү болгон нейтрондорду бөлүп чыгарат. Натыйжада бөлүнүүчү ядролордун саны тез өсүп, уланма реакция пайда болот. Бул реакцияны жазып көргөзөлү:



Мында реакциянын натыйжасында бөлүнүп чыккан "сыныктар" (осколка) (мис.  $^{145}\text{Ba}^*$ ,  $^{89}\text{Kr}^*$ ,  $^{139}\text{Xe}^*$  ж. б.) радиоактивдүү экенине көңүл бурунузлар. Бул "сыныктар" мезгилдүү системанын ортоңку бөлүгүндөгү элементтерге туура келет. Сыныктардын салыштырмалуу байланыш энергиялары алгачкы уран ядросунун салыштырмалуу байланыш энергиясына караганда болжол менен I МэВ-ко чоң болгондуктан реакциянын натыйжасында энергиянын бөлүнүп чыгышы түшүнүктүү болот. Уланма реакция кезинде ар бир бөлүнүүдө 200 МэВ-ко жакын энергия бөлүнүп чыгат. I кг уран - 235 бөлүнгөндө  $9 \cdot 10^{13}$  Дж же  $25 \cdot 10^6$  кВт-саат энергия бөлүнүп чыгат. Ал болсо 2500 т көмүр күйгөндө алынуучу энергияга барабар. Бөлүнүп чыккан энергиянын көпчүлүк бөлүгү ( $\sim 170$  МэВ) сыныктарды учуп чыгуучу кинетикалык энергияларына таандык.

Жаратылышта уран негизинен эки изотоптон турат:

$^{238}\text{U}$  (99,29%) жана  $^{235}\text{U}$  (0,71%), бирок уланма реакцияны пайда кылуу үчүн (нейтрондордун таасири астында бөлүнүүчү) каалаган эле ядрону пайдаланууга болбойт. Бир катар себептерге байланыштуу жаратылышта кездешүүчү уран ядролорунун ичинен массалык саны 235, б. а.  $^{235}\text{U}$  болгон урандын изотобунун ядросу гана жарактуу.

$^{238}\text{U}$  - дин ядролору энергиясы I МэВ-тон чоң болгон гана нейтрондордун таасири менен бөлүнсө, ал эми  $^{235}\text{U}$  - дин ядролору энергиясы ар түрдүү болгон, тез же жай кыймылдагы нейтрондордун жардамы менен бөлүнө берет. Чоң энергияга ээ болгон нейтрондордун бир нечеси уран ядролору менен кагылышканда энергиясын жоготуп, ал эми дагы бир канчасы бөлүнүүнү пайда кылбастан изотоп аркылуу кармалып калат. Башкача айтканда, тез нейтрондор пайда кылган бөлүнүүнүн мүмкүндүгү аз болгондуктан табигый уран - 238 уланма ядролук реакцияга дуушар болбойт. Реакцияны жүргүзүү үчүн жок дегенде 15% тен кем эмес  $^{235}\text{U}$  изотобу менен байытылган аралашма керек.

Нейтрондордун энергиясына байланыштуу АЭСтер тез нейтрондор жана жай нейтрондор менен иштөөчү реактордуу болуп бөлүнөт. Советтер Союзунда биринчи ядролук реактор 1946-жылы И. В. Курчатовдун жетекчилиги менен ишке киргизилген.

Уланма реакция жүрүш үчүн бир нече шарт аткарылуу керек. Биринчиден, ядролук затта нейтрондорду бөлүнүүсүз кармап калуучу аралашма болбош керек. Экинчиден нейтрондордун көбөйүү коэффициенти (К) деп,



кандайдыр бир фактыдагы болунуп чыккан нейтрондордун санын андан мурдагы актыдагы нейтрондордун санына болгон катышы аталат.

Уланма реакция  $K \geq 1$  болгондо жүрөт. Ал болсо бөлүнүүчү заттын массасы критикалык массасынан ашык болгон шартта гана болот. Критикалык масса деп бөлүнүүчү заттын уланма ядролук реакцияны пайда кыла турган эң эле кичине массасы аталат. Башкача айтканда бөлүнүүчү заттын массасы жетишерлик эмес болсо нейтрондор өз ара аракетсиз сыртка учуп чыгып кетиши мүмкүн. Үчүнчүдөн, нейтрондордун ылдамдыгы бөлүнүү реакциясы өндүрүүгө жетишээрлик болуш керек.

Уланма реакциянын стационардуу өтүшү үчүн нейтрондордун көбөйүү коэффициенти бирге барабар болушу керек ( $K=1$ ). Ядролук реакторлор башкарылуучу уланма реакцияны иш жүзүнө ашырууга мүмкүнчүлүк берет жана зор өлчөмдөгү энергияны пайда кылат. Реакциянын ылдамдыгын жөнгө салып туруу үчүн реакторлордун жумушчу чөйрөсүнө стержендер (кадмий менен бор нейтрондору жакшы жутуучу заттар болушат) киргизилет. Ал стержендер аркылуу нейтрондордун көбөйүү коэффициентин өзгөртүүгө болот. Ошондой эле графит жана оор суу жакшы акырындаткыч болуп эсептелет.

Ядронун бөлүнүүчүн башкарылбоочу реакциясы атомдук бомбаларда колдонулат. Уланма реакция ядролук энергияны өндүрүп чыгаруунун бирден-бир жолу.

### § 50. Жеңил ядролордун кошулуу реакциялары. Термоядролук реакциялар.

Жеңил ядролор кошулганда өтө көп сандагы энергия бөлүнүп чыгат. Бирок бул сыяктуу кошулуу реакциялары эң эле жогорку температурада өтөт. Ошондуктан алар термоядролук реакциялар деп аталат.

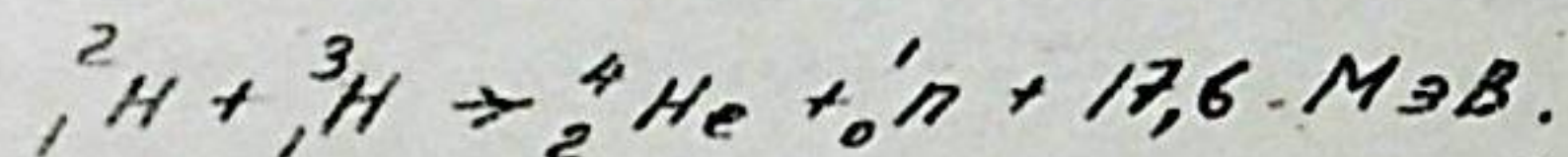
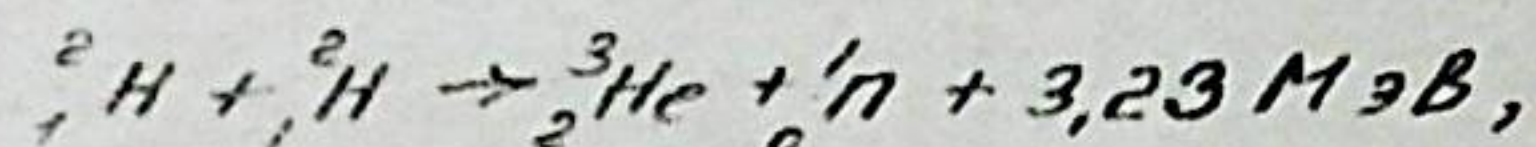
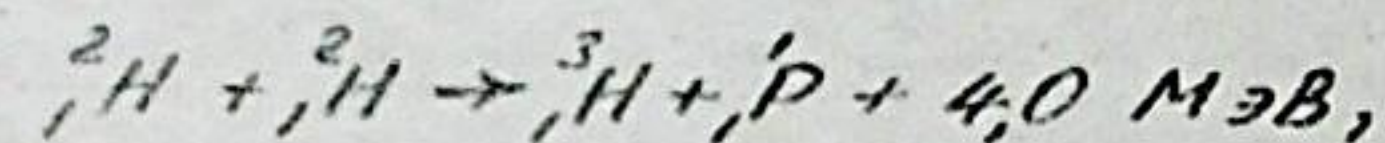
Термоядролук реакциялар - бул эң эле жогорку температурадагы жеңил ядролордун кошулуу реакциялары. Эмне үчүн жеңил ядролор дейбиз? Анткени, ядролор кошулуш үчүн  $\sim 10^{-14}$  м аралыкка чейин жакындатылышы керек. Мындай жакындашууга ядролордун кулондук түртүшүүлөрү каршылык кылат, башкача айтканда ядролорду айтылган аралыкка жакындатыш үчүн төмөнкүдөй формула менен аныкталган потенциал тосмосун жеңүү керек:

$$U = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{r_2}$$

Мында  $Z_1, Z_2$  - кошулуучу ядролордун катар номери,  $r_2$  - ядролук күчтөр таасир этүүчү аралык. Бул формулада көрсөтүлгөндөй ядролордун катар номери канчалык жогору болсо, потенциал тосмосун жеңүү ошончолук оор болот. Мисалы, катар номери бирге барабар болгон оор суутек,  $H^2$  - дейтерий ( $Z_1 = 1$ ), суутектин өтө эле оор изотобу,  $H^3$  - тритий менен кошулганда ар бир нуклонго 3,5 МэВ чамасындагы энергия бөлүнөт. Бул энергия  $2 \cdot 10^9$  К температурага барабар.

Андыктан, энергияны чыгымдоодо жана экономикалык жагынан жеңил ядролордун кошулуу реакциялары пайдалуу деп эсептелинет. Термоядролук реакциялардын отуну катары суутектин, гелий жана литийдин изотоптору кызмат кылат.

Ааламдын эволюциясында термоядролук реакциялардын мааниси абдан зор. Күн жана жылдыздардын энергиялары термоядролук жаратылыш менен түшүндүрүлөт: азыркы кездеги түшүнүк боюнча алгачкы эл бында жылдыздар негизинен суутектен турган. Башкарылуучу термоядролук реакциялардын ишке ашырылышы, адам баласын жаңы, иш жүзүндө түгөнбөс энергия булагын алууга үмүттөндүрөт. Суутектин изотопторунун кошулуу реакциялары бир кыйла келечеги бар реакциялардан болуп эсептелет:



Бул реакцияларда 17,6 МэВ чейин энергия бөлүнүп чыгышы мүмкүн. Мындай энергияга (температурага) түзүлүш кандай заттан жасалса да анын капталдары чыдабайт. Ошондуктан башкарылуучу термоядролук реакциянын ишке ашырылышы абдан чоң тоскоолдукка дуушар болот. Жогорку температурадагы плазманы белгилүү көлөмдө кармоонун бирден-бир мүмкүн болгон жолу күчтүү магнит талаасынын жардамы менен кармоо эсептелет. Бул методго бир катар тажрыйбалык "Токамак" - түзүлүштөрү негизделген. Ушул кезде дүйнөдөгү окумуштуулардын бир тобунун аракети термоядролук реакторлорду курууга багытталган. Азырынча суутектүү же термоядролук бомбада жарылуу тибиндеги башкарыбаган кошулуу реакциясын гана иш жүзүнө ашырууга мүмкүн болду.



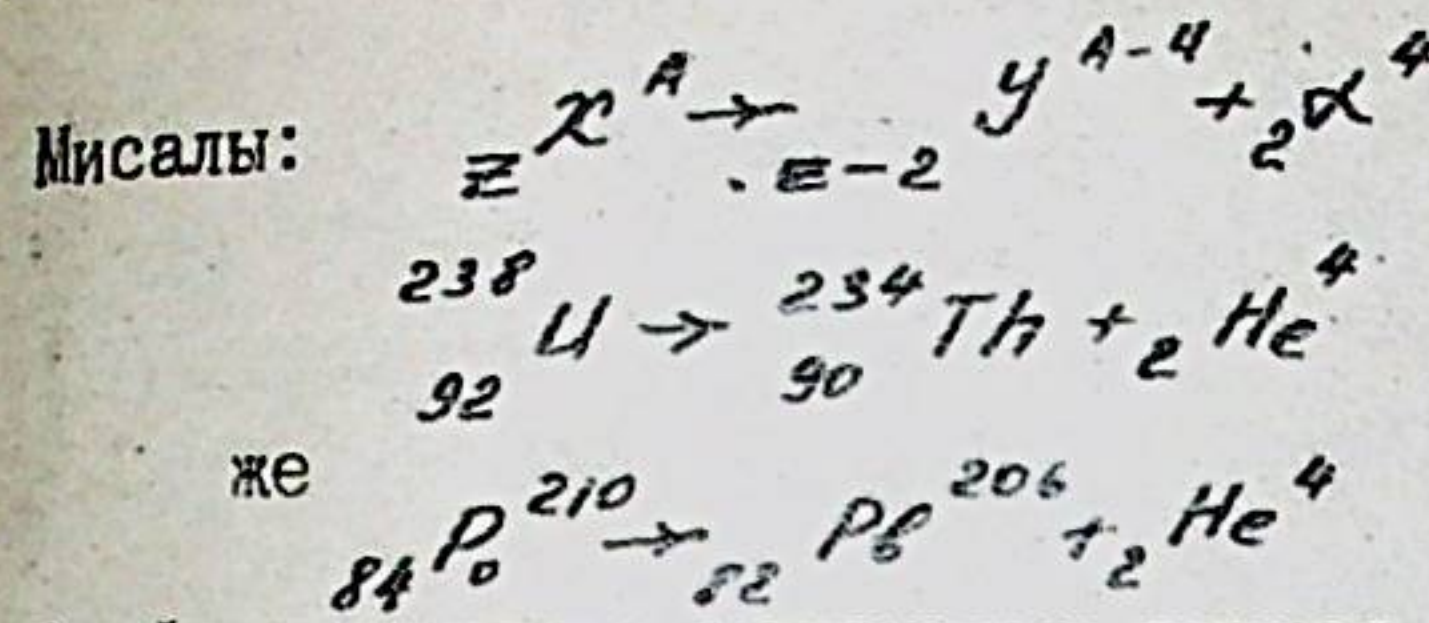
§ 51. Радиоактивдүүлүк. Альфа, -бета - жана - гамма - нурланууларынын законченемдүүлүктөрү.

1896-жылы Беккерель күтүлбөгөн жерден уран тузу тышкы факторлордун таасирисиз эле өз алдынча кандайдыр бир нурду бөлүп чыгыраарын ачкан. Бул кубулуштун интенсивдүү изилдөөсү башталган. Урандан башка химиялык элементтер да өз алдынча нурдантуу жөндөмдүүлүгүнө ээ экендиги байкалган. 1898-жылы Францияда Мария Склодовская=Кюри жана башка окумуштуулар торийдин нурланышы байкашкан. Мария Кюри күйөөсү Пьер Кюри менен бирдикте жаңы радиоактивдүү элементтерди полоний жана радийди ачып, алардын касиеттерин изилдеген. Радий эң интенсивдүү нурданууга ээ экендиги аныкталган, ал эми өз алдынча нурлануу кубулушу Кюрилер тарабынан радиоактивдүүлүк деп аталган.

Кийинчерээк катар номери 83-жогору болгон бардык химиялык элементтер радиоактивдүү болушары аныкталган.

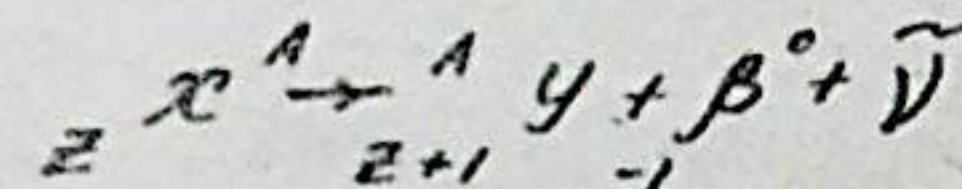
Демек, радиоактивдүүлүк - ар кандай бөлүкчөлөрдү чыгаруу менен бирге, бир ядронун башка ядрого өз эркинче өтүшү болуп эсептелет. Ядронун радиоактивдүү ажыроосу анын ички касиеттерине жараша болуп, сырткы шарттардан көз каранды эмес. Радиоактивдүү нурдануулар нерселердин химиялык өзгөрүшүнө (фотопластинканын карайышы) нерселерди иондоштурууга, ошондой эле катуу жана суюк заттардын люминесценциялануусуна алып келет. Радиоактивдүүлүк табийгый жана жасалма болуп айырмаланат. Табийгый радиоактивдүүлүк табийгый шартта болот. Радиоактивдүү заттардын нурдануусунун үч түрүнүн:  $\alpha$ ,  $\beta$  жана  $\gamma$  - нурларынын булагы болот. Физикалык табияты, сөзсүз ар башка.

I. Альфа - нурдануу. Бул  $\alpha$  бөлүкчөлөрүнүн агымы.  $\alpha$  - бөлүкчөсү - бул гелийдин атомунун ядросу ( ${}^4_2\text{He}$ ), жана оң зарядка ээ болгондуктан, алардын тобу электр жана магнит талаалары менен кыйшайшат.  $\alpha$ -бөлүкчөсү ядро күчү менен өз ара бекем байланышкан эки протондон жана эки нейтрондон турат. Ядродон бөлүнүп чыккан учурундагы  $\alpha$ -бөлүкчөсүнүн ылдамдыгы  $10^7$  м/с чамасында болот.  $\alpha$ -ажыроо көбүнчөсү атомдук массасы 200 ден көп болгон оор ядролордо байкалат ( $A > 200$ ,  $Z > 82$ ). Ядро өзүнөн альфа бөлүкчөлөрдү бөлүп чыгарганда атомдук номери экиге, массалык саны төрткө аз болгон башка ядрого айланат.  $\alpha$  - ажыроо төмөнкү схема менен жүрөт:

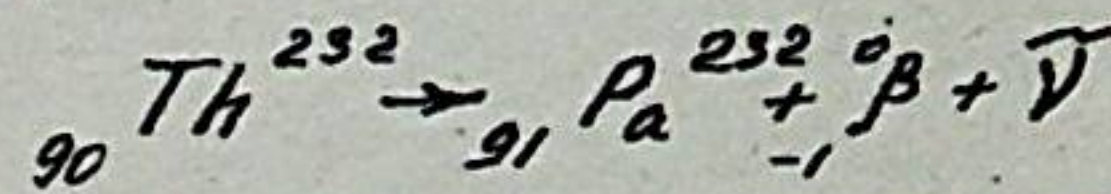


Альфа ажыроонун механизми туннел эффектисине негизделген жана  $\alpha$ -бөлүкчөнүн потенциал тосмосун тешип өтүү кубулушу менен түшүндүрүлөт.  $\alpha$ -нурлары эң аз өтүмдүүлүккө ээ. Абадагы  $\alpha$ -бөлүкчөнүн эркин өтүү жолу 2 ден 10 см - ге чейин болушу мүмкүн. Бул нурлар калыңдыгы 0,1 мм болгон кагаздан өтүп кете албайт. Пайда болгон  $Y^{A-4}$  дүүлүккөн ядро, негизги абалга өткөн учурда  $\gamma$  - фотонду нурдантат.  $\alpha$  - нурдануу - дискреттүү (үзгүлтүктүү) спектрге ээ.

2.  $\beta$  - ажыроо. Бул ажыроонун үч түрү бар. Биринчисинде ажыроочу ядро электронду, экинчисинде позитронду нурдантат, үчүнчүсүндө ядро ага жакын турган K - катмарынан электронду тартып алат  $\beta$  - ажыроо төмөнкү схема менен жүрөт:



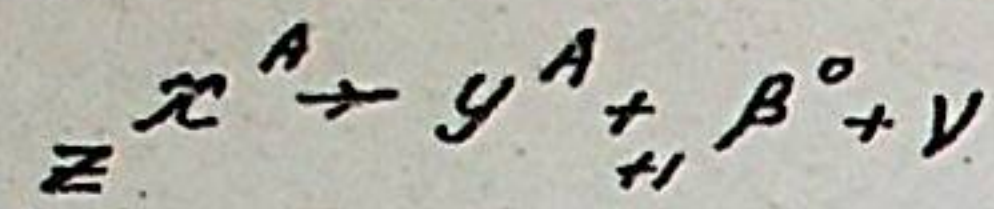
Бул схемада жаңыдан пайда болгон ядронун атомдук номери бирге жогорулагандыгы, ал эми анын массалык саны дээрлик өзгөрбөгөндүгү көрүнүп турат. Мындай ажыроодо ядронун заряды бирге чоңойгондуктан, жана пайда болгон элемент мезгилдүү системадан оң жакка бир клетка жылышып орун алат.  $\beta$  - нурлануу - бул чоң ылдамдыктагы электрондордун агымы.  $\beta$  - ажыроонун өзгөчөлүгү (ядродо электрон өзүнөн-өзү протонго айланып, электронду жана дагы бир антинейтрино деген бөлүкчөнү бөлүп чыгарат:  ${}^1_1\text{p} \rightarrow {}^1_0\text{n} + \beta^- + \bar{\nu}$ , б.а.  $\beta$  - бөлүкчөсү бөлүнүп чыгат.  $\beta$  - нурданууда да  $\alpha$  - ажыроодогудай эле пайда болгон ядро ошондой эле дүүлүккөн түрдө болот.  $\beta$ -ажыроонун мисалы катары, торий  $\text{Th}^{232}$  антинейтрино жана электронду нурдантып, протактинийге  $\text{Pa}^{232}$  айлангандыгын келтирсе болот:



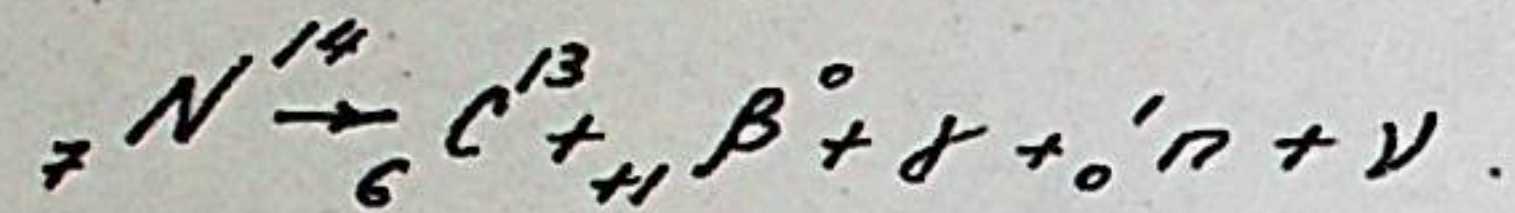
Ар бир тобу өзүнчө белгилүү энергияга ээ болушкан  $\alpha$  - ажыроодон айырмасы,  $\beta$  электрондор нөлден баштап максималдуу энергияга  $E_{\text{макс}}$  чейинки ар түрдүү энергияга ээ боло алышат.

$\beta$  - ажыроонун экинчи түрү ( ${}^0_{-1}\beta^-$  ажыроо) төмөнкүдөй схема менен жүрөт:





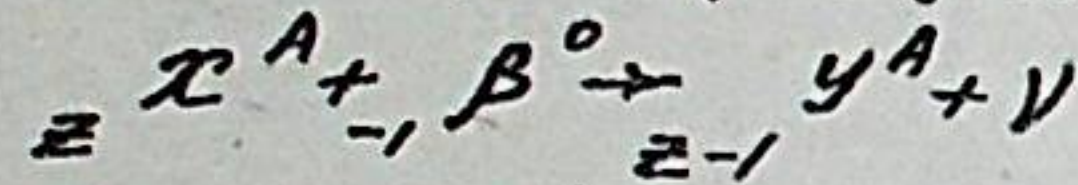
Мисал катары азоттун  $^{14}N$  углеродго  $C^{13}$  айланышын карап көрөлү:



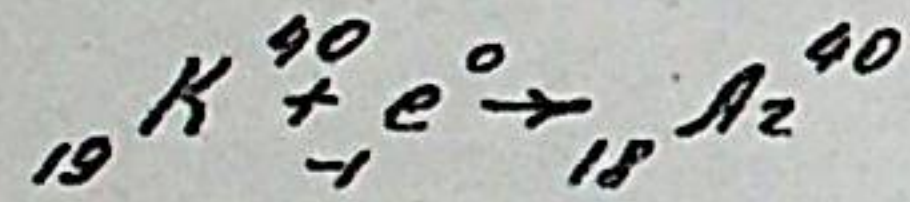
Жогорудагы схемадан пайда болгон ядронун атомдук номери ажыроочу ядронукунан бирге кем болот. Бул процесс позитрон, нейтрон жана  $\delta$ -нурунун бөлүнүп чыгуусу менен бирге өтүшү мүмкүн. Позитрон электрондун терс бөлүкчөсү, ал эми нейтрино болсо антинейтринонун терс бөлүкчөсү болуп саналат.

Ядродогу протон, өзүнөн өзү нейтронго айланып, позитрон менен нейтринону нурдантканы кандай өтсө  $\beta$ -ажыроо процесси дал ошондой өтөт.

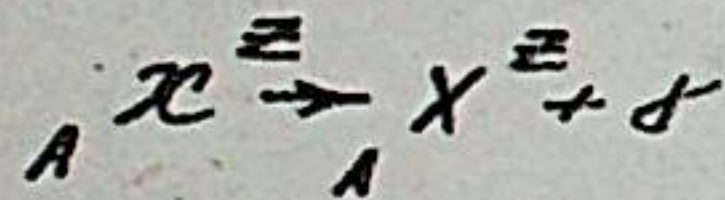
$\beta$ -ажыроонун үчүнчү түрү (К - кармоо). Ядро өзүнүн атомунун К катмарынан бир электронду тартып алат, натыйжада протондордун бири нейтронго айланып, нейтринону бөлүп чыгарат:



Пайда болгон дүүлүккөн ядро дүүлүкпөгөн абалга өтүп, фотондорун нурдантат. Бул процесстин мисалы болуп калийдин  $K^{40}$  аргонго  $Ar^{40}$  айланышы эсептелет.



3.  $\delta$ -нурдануу. - нурдануунун толкун узундугу  $10^{-12}$  м - дей, ал эми жыштыгы болжол менен  $10^{25}$  Гц барабар электромагниттик нурлануу.  $\delta$ -ажыроонун схемасын төмөнкүдөй жазууга болот



$\delta$ -нурлары өтө көп өтүмдүүлүккө ээ.  $\delta$ -нурларынын интенсивдүүлүгү заттын калыңдыгына көз каранды:  $I = I_0 e^{-\mu x}$ . Бирок калыңдыгы 1 см келген коргошун катмары  $\delta$ -нурлары үчүн тоскоолдук кыла албайт.

### § 52. Радиоактивдүү ажыроо закону. Жарым ажыроо мезгили.

Радиоактивдүү заттардын айланышын тажрыйбада изилдеп Резерфорд алардын активдүүлүгү убакыттын өтүшү менен азайып барып баратканын аныктаган.

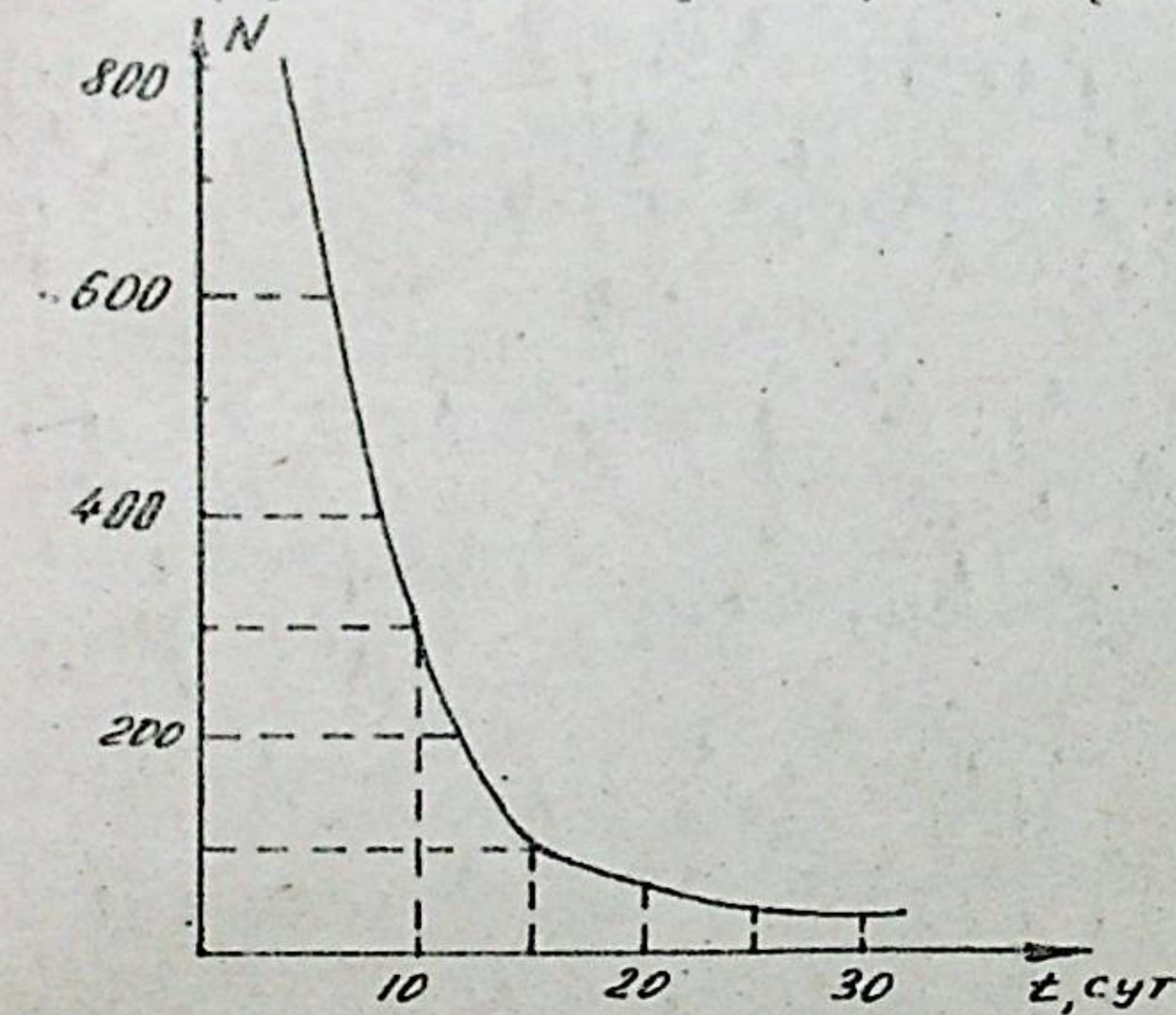
ган. Уран, торий жана радий өңдүү элементтердин активдүүлүгү убакыттын өтүшү менен төмөндөйт, бирок бул төмөндөө өтө эле жай жүрөт. Убакыттын белгилүү аралыгында ар бир радиоактивдүү заттардын активдүүлүгү эки эсеге кемийт. Убакыттын бул аралыгы жарым ажыроо мезгили деп аталат. Жарым ажыроо мезгили T - бул берилген сандагы радиоактивдүү атомдордун жарымынын ажыроого кеткен убактысы. Препаратты жөнөкөй эле тең экиге бөлүү менен анын активдүүлүгүн эки эсе азайтууга болот.

Активдүүлүктүн төмөндөшү, б.а. радиоактивдүү заттардын биринин убакыттан көз каранды болгон бир секундадагы ажыроосунун саны 56-сүрөттө көрсөтүлгөн. Бул заттын жарым ажыроо мезгили 5 суткага барабар.

Эми радиоактивдүү ажыроо законунун математикалык формуласын жазып көрсөтөлү:

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{T}}$$

Мында  $N_0$  - убакыттын баштапкы моментинде ( $t = 0$ ) радиоактивдүү атомдордун саны;  $t$  - убакыт; T - жарым ажыроо мезгили.



56-сүрөт

Бул радиоактивдүү ажыроонун негизги закону болуп эсептелет. Формула боюнча ажырабаган атомдордун санын каалаган убакыттын табууга болот.

Жарым ажыроо мезгили - радиоактивдүү ажыроонун ылдамдыгын аныктоочу негизги чоңдук. Жарым ажыроонун мезгили канча кичине болсо, атомдор ошончө аз убакытка жашашат, ажыроо да ошончө тез жүрөт. Ар кандай заттар үчүн жарым ажыроо мезгили өтө чоң айырмаланган мааниге ээ болот. Маселен, урандын  $^{238}U$  жарым ажыроо мезгили 4,5 млрд. жылга барабар. Мына ошондуктан урандын активдүүлүгү бир нече

Маселен, урандын  $^{238}U$  жарым ажыроо мезгили 4,5 млрд. жылга барабар. Мына ошондуктан урандын активдүүлүгү бир нече



жылдар бою белгилүү өлчөмдө өзгөрбөйт. Радийдин жарым ажыроо мезгили бир топ кичине – ал 1600 жылга барабар. Ошондуктан радийдин активдүүлүгү урандын активдүүлүгүнөн бир канча чоң. Жарым ажыроо мезгили секунданын миллиондон бир үлүшүнө барабар келген радиоактивдүү элементтер да бар. Бул законго ылайык, убакыттын ар кандай аралыгында бардык болгон атомдордун бирдей эле үлүшү (жарым ажыроо мезгили ичинде атомдордун жарымы) ажырай алат. Демек, убакыттын өтүшү менен ажыроо ылдамдыгы эч өзгөрбөйт. Алсак, радийдин ажыроосунан пайда болгон радондун атомдору, өздөрү пайда болгондон 10 минута өткөндөн кийин эле алардын радиоактивдүү ажыроо мүмкүнчүлүктөрү бирдей болот. Ар кандай атом ядросунун ажырашы бул анын "карылыктан өлүүсү" эмес, анын жашоосундагы "кокустук учур" деп айтса болот. Радиоактивдүү атомдор (тагыраак айтканда, ядролор) үчүн жашоо курагы деген түшүнүк болбойт. Орточо жашоо убактысы  $Z$  ну гана аныктоого болот. Айрым атомдордун жашоо убактысы секунданын үлүштөрүнөн миллиард жылдарга созулат. Урандын атомдору жерде миллиард жылдар бою жөн гана жата берип, күтүлбөгөн жерден бир учурда жарылып кетиши мүмкүн. Ошол эле убакытта анын айланасындагы атомдор мурдакыдай абалын улантышып кала беришет. Орточо жашоо убактысы  $Z$  – бул көп сандагы атомдордун жашоо убактыларынын жөн гана арифметикалык орточо көрсөтүүчү. Ал жарым ажыроо мезгилине түз пропорциялуу.

$$Z \approx 1,4T$$

Берилген атомдун ажырашы качан болуп өтөрүн алдын ала айтуу мүмкүн эмес. Атомдордун эң чоң жыйындысынын орточо мүнөзү жөнүндөгү ырастоо гана белгилүү мааниге ээ болот. Радиоактивдүү ажыроо законунан убакыттын белгилүү интервалы ичинде ажыроочу атомдордун орточо санын аныктайт.

Бирок ажыроого туш келген атомдордун саны орточо мааниден дайыма айырмаланып турат. Препараттагы атомдордун саны канчалык аз болсо, бул айырмачылык ошончолук чоң болот. Радиоактивдүү ажыроо закону статистикалык закон болуп эсептелет. Бул закон көп сандагы бөлүкчөлөр үчүн өзгөчө мааниге ээ.

### § 53. Элементардык бөлүкчөлөр

Элементардык бөлүкчөлөрдүн физикасы физиканын азыркы кезде-

ги эң эле жаңы бөлүгү болуп эсептелет. Физиканын бул бөлүгүндө бөлүкчөлөрдүн түзүлүшү, өз ара аракеттеништери жана бири-бирине айлануу процесстери изилденет. Элементардык бөлүкчөлөр деген түшүнүк биринчиден, материяны түзүүчү бөлүкчөлөрдүн жөнөкөйлүгүн; экинчиден, андан ары бөлүнбөй, бардык нерселердин негизин түзгөндүгүн билдирет. Элементардык бөлүкчөлөр өтө эле көп. Эгерде 30-чу жылдарда электрон (e), протон (p), нейтрон (n) жана  $\gamma$  квант бөлүкчөлөрү белгилүү болсо, ал эми азыр антибөлүкчөлөрдү кошкондо 300 жакын элементардык бөлүкчөлөр белгилүү. Азыркы кезде субатомдук атомду түзүүчү бөлүкчөлөрдү элементардык бөлүкчөлөр деп аташат. Бардык элементардык бөлүкчөлөр бири-бирине айланышат жана бул өз ара айлануулар алардын жашоосунун негизги шарты да, негизги касиети да болот. Бөлүкчөлөрдүн бири да туруктуу эмес. Алардын көпчүлүгү сырткы таасир жок болсо деле кыска мезгилге башка бөлүкчөгө айланат, башкача айтканда жашоо убактысы абдан аз. Бири-бирине айлануу учурунда келип чыккан бөлүкчөлөр кагышуу же ажыроо процессинде пайда болот. Алар алгачкы бөлүкчөлөрдүн составына кирбейт. Мисалы фотон бөлүкчөсү атом кандайдыр бир энергиялык деңгээлден башка энергиялык деңгээлге өткөн учурда пайда болот. Бирок фотон атомдун составына кирбейт.

Элементардык бөлүкчөлөр көп болгондуктан аларды классификациялап, топторго бөлүү зарылдыгы келип чыккан. Элементардык бөлүкчөлөрдү топторго бөлгөндө жалпы мүнөздөмөлөрү – алардын массасы (m), жашоо убактысы (Z), спини (S), электр заряды (Q) жана алардын ортосундагы өз ара аракеттешүүлөрүнүн тиби эске алынат.

Элементардык бөлүкчөлөрдүн ортосундагы өз ара аракеттешүүнүн төрт түрү: күчтүү, электромагниттик, начар жана гравитациялык өз ара аракеттешүүлөр белгилүү.

Өз ара күчтүү аракеттешүү – элементардык бөлүкчөлөрдүн ортосундагы негизги жана эң күчтүү аракеттешүүлөрдүн бири. Ал ядронун ичиндеги протон жана нейтрондордун ортосундагы аракеттенишүүнү аныктайт. Өз ара күчтүү аракеттешүү радиусу  $10^{-15}$  м-дей. Электромагниттик өз ара аракеттешүүдөн болжол менен 100 эсе көп.

Электр-магниттик өз ара аракеттешүү – бул электр зарядына ээ болгон бөлүкчөлөрдүн ортосундагы өз ара аракеттешүүнү мүнөздөйт. Электромагниттик өз ара аракеттешүү бул күчтүү жана начар аракеттешүүлөрдүн ортоңку абалын ээлейт жана аракеттешүү радиусу абдан алыс болушу мүмкүн.



Өз ара начар аракеттешүү - бул элементардык бөлүкчөлөрдүн арасындагы негизги өз ара аракеттешүүнүн бири. Ал күчтү жана электромагниттик аракеттешүүдөн бир кыйла начар, бирок гравитациялык өз ара аракеттешүүлөрдөн бир топ күчтүү.

Гравитациялык өз ара аракеттешүү - материянын массага ээ болгон бардык түрүнө тиешелүү болгон универсалдуу өз ара аракеттешүү. Сан жагынан бөлүкчөлөрдүн ортосундагы өз ара аракеттешүүлөрдүн ичинен өтө начары болуп эсептелет.

Жашоо убактысы боюнча элементардык бөлүкчөлөр туруктуу жана туруксуз резонанстуу болуп бөлүнүшөт.

Туруктууларга протон, (анын жашоо убактысы  $10^{32}$  жыл), электрон ( $\tau \approx 10^{21}$  жыл) жана фотон менен нейтрино кирет. Квазистабилдүү (квазитуруктуу) бөлүкчөлөр деп электромагниттик жана начар өз ара аракеттешүүлөрүнүн таасири астында бөлүнүп, жашоо убактысы  $\tau \approx 10^{-20}$  с болгондорду айтышат.

Туруктуу эмес резонанстуу бөлүкчөлөрдүн жашоо убактысы  $10^{-23} - 10^{-24}$  с дан да аз болот. Азыркы учурдагы (стабилдүү) жана салыштырмалуу туруктуу болуп эсептелинет. Булардын жашоо убактысы  $10^{-20}$  с аз эмес болот. Спидердин чоңдугуна карай бардык бөлүкчөлөр фермионго жана бозонго бөлүнөт. Бөлүкчөнүн электр зарядына жараша оң, нейтралдуу, терс заряддалган болуп бөлүнөт. Мезондор массасы боюнча лептондор менен бариондордун ортосунан орун алышат. Фотон - өзүнчө топко кирет, анткени анын өздүк массасы (тынч абалындагы) нөлгө барабар  $m_0 = 0$ .

Мына ошентип, 39-туруктуу жана салыштырмалуу туруктуу элементардык бөлүкчөлөр төрт топко бөлүнөт.

I. Фотон - жалгыз өзү биринчи топту түзөт. Фотон - бул жарык кванты деп аталат. Фотондун энергиясы  $h\nu$ -га барабар болгондуктан, анын массасы мындай аныкталат.

$$m = \frac{h\nu}{c^2}$$

Фотон тынч абалда массага ээ эмес  $m_0 = 0$ , башкача айтканда тынч абалында жашай албайт.

Фотондун энергиясы E жана импульсу P төмөнкүдөй формула менен байланышкан:

$$E = \sqrt{(pc)^2 + (m_0 c^2)^2}$$

2. Лептондор ("лептонс" - грек сөздөрүнөн "жеңил" деп которулат) тобуна он эки бөлүкчө (антибөлүкчөлөрдү кошкондо) кирет: электрон, позитрон: мезондор ( $\mu, \mu^+$ ), нейтринонун үч түрү антибөлүкчөлөрү менен,  $\mu$  - мезон жана  $\tau$  - мезон.

3. Мезондор тобу. Бул топ да сегиз бөлүкчөдөн турат. (таблица-ны кара).

Мезондордун өздүк массасы боюнча лептондор менен бариондордун ортосунан орун алган бөлүкчөлөр:

Стабилдүү жана салыштырма стабилдүү элементардык бөлүкчөлөрдүн таблицасы

Таблица 3

Бөлүкчөлөрдүн аталышы	Белгилениши		Салышт. массасы (МэВ)	Спин	Гипер заряд	Орт. жашоо убактысы (с)
	Бөлүкчө	Антибөлүкчө				
Фотон	$\gamma$	$\gamma$	0	1	0	стабилдүү
Л е п т о н д о р						
Электрондук нейтрино	$\nu_e$	$\bar{\nu}_e$	0		0	стабилдүү
Электрон	$e^-$	$e^+$	0		0	стабилдүү
Мюондук нейтрино	$\nu_\mu$	$\bar{\nu}_\mu$	206,8		0	$2,2 \cdot 10^{-12}$
Мюон	$\mu^-$	$\mu^+$				
М е з о н д о р						
Пион	$\pi^0$	$\pi^0$	263,9	0	0	$0,9 \cdot 10^{-16}$
	$\pi^+$	$\pi^-$	273,2	0	0	$2,5 \cdot 10^{-8}$
Каон	$K^0$	$\bar{K}^0$	274,1	0	+1	$8,8 \cdot 10^{-11}$
	$K^+$	$K^-$	966,4	0	+1	$50/5,8 \cdot 10^{-8}$
Б а р и о н д о р						
Нуклондор	P	P	1836,10		+1	стабилдүү
Протон	n	$\bar{n}$	1838,62		+1	$1,6 \cdot 10^3$
Нейтрон	$\lambda$	$\lambda$	2183		0	$2,6 \cdot 10^{-10}$
Гиперондор	$\Sigma^0$	$\bar{\Sigma}^0$	2334		0	$1,0 \cdot 10^{-14}$
Дямла-гиперон	$\Sigma^+$	$\bar{\Sigma}^+$	2328		0	$8,0 \cdot 10^{-11}$
Сигма-гиперон	$\Sigma^-$	$\bar{\Sigma}^-$	2343		0	$1,6 \cdot 10^{-18}$



Кси=гиперон	$\Sigma^0$	$\Sigma^0$	2573	-1	$3,0 \cdot 10^{-10}$
Омега=гиперон	$\Sigma^-$	$\Sigma^-$	2586	-1	$1,7 \cdot 10^{-10}$
	$\Sigma^-$	$\Sigma^-$	2373	-2	$1,0 \cdot 10^{-10}$

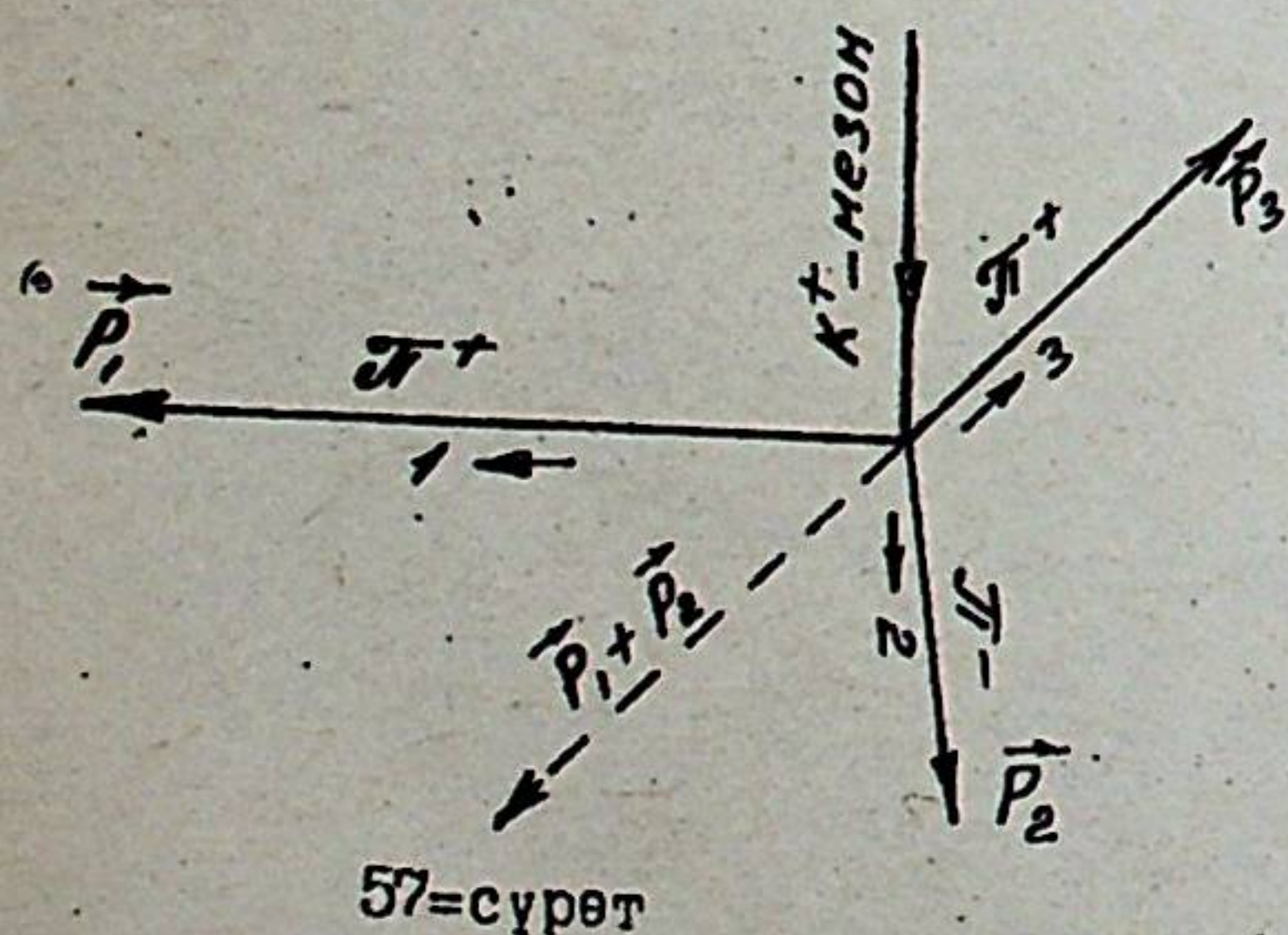
4. Бариондордун тобу сан жагынан эң чоң топ болуп эсептелет. Бул топко 39 бөлүкчөнүн 18-и кирет. Бариондордун арасынан эң жеңили нуклондор - протондор менен нейтрондор болуп эсептелишет. Андан кийин гиперондор турат. Таблицаны (1964-ж.)  $\Sigma^-$  (омегаминус) бөлүкчө аяктайт. Анын массасы электрондун массасынан 3273 эсе чоң.

Аталган төрт өз ара аракеттешүүлөр үчүн универсалдуу сакталуу закондор аткарылат. Сакталуу закондордун ичинен негизгиси болуп энергиянын, импульстун, массанын, заряддын ж.б. сакталуу закондору эсептелет.

Импульстун сакталуу закону - изоляцияланган системаны түзгөн нерселердин импульстарынын вектордук суммасы өзгөрбөйт. Бул закон ар кандай системалар жана ар кандай процесстер үчүн туура болуп эсептелет. Мисалы, бөлүнүүчү бөлүкчөнүн импульсу андан бөлүнүп чыккан бөлүкчөлөрдүн импульстарынын суммасына барабар, сүрөттү алсак  $K^+$  - мезон (ажыроочу бөлүкчө) заряддалган үч ( $\pi^+$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^+$ ) ионго бөлүнөт. Ал үч иондун импульстарын  $P_1, P_2$  жана  $P_3$  деп белгилесек, анда импульстун сакталуу законуна ылайык төмөнкү катнашты жазууга болот:

$$\vec{P}_K + \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3 = 0$$

Эгерде  $K^+$  - мезонду "жай" кыймылдаган, башкача айтканда "токтоп" турган бөлүкчө деп эсептесек, анда  $\vec{P}_K = 0$ , ал эми



$$\vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3 = 0$$

Энергиянын сакталуу законунун талабына ылайык ядролук өз ара аракеттенишке катышкан бөлүкчөлөрдүн толук энергиясы өз ара аракеттеништин натыйжасында пайда болгон бөлүкчөлөрдүн толук энергиясына барабар.

Толук энергия  $E$  бөлүкчөнүн тынч абалындагы энергиясы  $E_0$  менен анын кинетикалык энергиясынын  $E_K$  суммасына барабар:

$$E = E_0 + E_K$$

Мисалга кош бөлүнүүчү ажыроону алсак, анда энергиянын сакталуу законун төмөнкүдөй жазууга болот:

$$\sqrt{(Mc^2)^2 + (Pc)^2} = \sqrt{(m_1c^2)^2 + (P_1c)^2} + \sqrt{(m_2c^2)^2 + (P_2c)^2}$$

Мында  $M$  - бөлүнүүчү бөлүкчөнүн массасы,  $P$  - анын импульсу,  $m_1, m_2$  - ажыроодон пайда болгон бөлүкчөлөрдүн массалары, ал эми  $P_1, P_2$  - алардын импульстары. Массаны энергия бирдиги менен туюнтсак, анда өйдөнкү формуланы мындай жазса болот

$$\sqrt{M^2 + P^2} = \sqrt{m_1^2 + P_1^2} + \sqrt{m_2^2 + P_2^2}$$

Бул формулада масса жана импульс электронвольт бирдиги менен берилген. Энергиянын сакталуу закону боюнча  $\sqrt{M^2 + P^2}$  деген туюнтма ажыроодон кийинки келип чыккан бөлүкчөлөрдүн толук энергиясына барабар, башкача айтканда ажыроодон пайда болгон бөлүкчөлөрдүн кинетикалык жана тынч абалындагы энергияларынын суммаларына барабар:

$$\sqrt{M^2 + P^2} = \sum_{k=1}^{k=n} (E_k)^2$$

Мындан бөлүкчөлөрдүн массасы аныкталат:

$$m_K = E_{K1} + E_{K2} + E_{K3} + 3m_0, \quad \sum \vec{P}_K = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3$$

Элементардык бөлүкчөлөрдүн өзгөчө топту "кызыктуу" ("укмуштуу") (странный) деп аталган бөлүкчөлөр: гиперондор жана  $K$  - мезондор түзөт. Биздин оюубузда укмуштуу дегендин ордуна "кызык" десек туура болчудай. Бирок эмне үчүн бул бөлүкчөлөрдү "укмуштуу" деп атаого туура келди? Себеби алардын пайда болуу процесси ( $\Sigma^+ \rightarrow K^+ \pi^+$ ) бөлүкчөлөрдүн өз ара күчтүү аракеттенишинин параметрлерине туура келет (аракеттениш радиусу  $z \sim 10^{-15}$  м кыска мөөнөттө бөлүнөт, ал эми ажыроо процесси  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $\lambda \rightarrow p \pi^-$  "узак" убакытта өтөт. Кыскача айтканда "укмуштуу" бөлүкчөлөрдүн өзгөчөлүгү бул пайда болуу жана ажыроо процесстеринин өтүүчү ылдамдыктарынын



өтө чоң айырмачылыгында. Дагы бир өзгөчөлүгү – алардын түгөйлүү пайда болушу. Пайда болуу процессинде жалгыз бөлүкчө эч качан пайда болбойт.

"Укмуштуу" бөлүкчөлөрдүн ортосундагы айлануу процесстерин туура түшүндүрүүгө жаңы  $S$  – укмуштуулук деген кванттык сан киргизилген. Болжол менен укмуштуулук квант санынын сакталуу закону бир гана күчтүү аракеттенүү учурунда гана аткарылыш керек. Нуклон  $(p, n)$  жана пиондордун  $(\pi^+, \pi^0, \pi^-)$  укмуштуулук квант саны  $S = 0$ ; ал эми гиперондордуку  $S = -1$ ,  $S = -1$ ;  $K$  – мезондордун  $S = \pm 1$ . Ар бир айлануу процессинде  $\Delta S$  бирден чоң бирдикке өзгөрбөйт.

70-жылдарда массалары  $K$  – мезон менен гиперондорго караганда жогору болгон "таң каларлык" очарованный бөлүкчөлөрдүн чоң тобу ачылган. Андан тышкары эки жүздөн ашык кыска убакытка жашоочу бөлүкчөлөр – резонанстар табылды. Бардык бөлүкчөлөр антибөлүкчөлөргө ээ. Мисалы, позитрон  $(e^+)$  электрондун антибөлүкчөсү болуп эсептелет. Бөлүкчө менен антибөлүкчө бирдей массага ээ, ал эми алардын заряддары белгиси боюнча карама-каршы. Бөлүкчө антибөлүкчө менен кагылышканда алар башка бөлүкчөгө айланып жок болушат. Бул процесс – аннигиляция деп аталат. Мисалы, электрон менен позитрон кошулуп эки же үч гамма-квантты пайда кылышат. Ушуга байланыштуу 1963-ж. М.Гелл-Манн жана Дж.Цвейг тарабынан төмөнкүдөй пикир айтылган: көпчүлүк элементардык бөлүкчөлөр өзгөчө фундаменталдуу бөлүкчөлөр – кварктардан түзүлгөн. Бул ой тажрыйбанын негизинде далилденген жана протондор менен нейтрондордун ичинен нуклондорлор чоң энергиялуу электрондор менен нейтринолордун чачыросун байкоо учурунда табылган. Бирок кварктар бош абалда табыла элек. Кварктар бөлчөктүү электр заряддарына ээ болушат. Алар  $u, d, s$  тамгалары менен белгиленилет  $u$  – кварк  $+\frac{2}{3}e$  зарядына ээ, ал эми  $d$  жана  $s$  кварктары  $-\frac{1}{3}e$  заряддарына ээ (мында  $e$  – электрондун зарядынын модулу).

Протон эки кварктан жана бир  $d$  – кварктан турат ж.б. Кварктардын ортосундагы күч аралыктын өсүшү менен азайбайт, тескерисинче көбөйөт. Андыктан, нуклондорду жана башка бөлүкчөлөрдү кварктарга ажыратууга эч качан болбойт деген божомолдор бар.

Көптөгөн изилденүүлөрдүн негизинде физиктер кварктардын алты түрү бар экендиги жөнүндө айтышкан. Булар:  $u$  (жогорку),  $d$  (төмөнкү),  $s$  (укмуштуу, кызык),  $c$  (таң калаарлык),  $b$  (эң жогор

горку) жана  $\nu$  (татынакай, сонун) деген аттуу кварктар. Азыркы кезде, кварктардан бешөө ачылган жана алтынчы кварктын болушу жөнүндө божомол бар.

Заряд менен спинден тышкары кварктар ар түрдүү түс менен мүнөздөлөт (кызыл, сары жана көк кварктар). Кварктар бири-бири менен глюон алмашуу негизинде өз ара аракеттенишет жана кварктан глюон бөлүнүп чыккан учурда анын түсү да өзгөрүлөт.

Кварктардын чыныгы бар экендиги жөнүндө көптөгөн теория жана тажрыйбалык маалыматтап аркылуу далилденген. Мына ошентип, азыркы кезде бардык заттар кварктардан, глюондордон жана электрондордон түзүлөт десек жаңылышпайбыз. Элементардык бөлүкчөлөрдүн кварк моделинин негизинде микродүйнөдөгү абдан көп кубулуштарды түшүндүрүүгө болот.

Кварктардын ортосундагы күчтүн сандык теориясын түзүү алигиче аягына чыга элек. Ошондой болсо да, акыркы жылдары элементардык бөлүкчөлөрдүн физикасында зор ийгиликтер болуп жаткандыгын белгилей кетүү керек. Бир катар жаңы бөлүкчөлөр табылды, күчтүү аз ара аракеттешүүчү бөлүкчөлөрдүн кварктуу түзүлүшү такталды. Азыркы учурда окумуштуулардын аракети – бүткүл күчтөрдүн бирдиктүү теориясын түзүүгө багытталганы абдан маанилүү. Бирдиктүү теориянын түзүлүшүнүн максаты жаратылыштагы бардык күчтөрдү, бардык типтеги өз ара аракеттенүүлөрдү жалпы системага келтирип, бирдиктүү теория аркылуу макро жана микродүйнөдөгү кубулуштарды түшүндүрүү.

#### ПАЙДАЛАНЫЛГАН АДАБИЯТТАР

1. Артыкбаева З.К., Гудимова А.Н. ж.б. Студенттердин билимин жана билгичтиктерин текшерүүнү өркүндөтүүнүн жолдору. Эл агартуу, 1982, № 4.
2. Артыкбаева З.К., Гудимова А.Н., Мамбетакунов Э.М.; Токтомышев С.Ж. и др. Методическое руководство по физике для поступающих в ФПИ. – Фрунзе, 1982.
3. Гудимова А.Н., Токтомышев С.Ж. Совершенствование методики преподавания курса общей физики. Методические рекомендации под ред. М.В. Муравлева. Фрунзе, ФПИ, 1981.
4. Муравлев В.М., Токтомышев С.Ж., Мамбетакунов Э.М., Гудимова А.Н. Түшүнүктөрдү жана окуу ыкмаларын калыптандыруу физиканы окутууну оптималдаштыруунун каражаты. Фрунзе, "Мектеп", 1988-ж.
5. Кыргыз совет энциклопедиясы. Фрунзе, 1980.



6. Мякишев Г.Я., Буховцев Б.Б. Физика - 10. Фрунзе, "Мектеп", 1989, 1990=ж.

7. Савельев И.В. Курс физики т.1, 2, 3. - М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1989 г.

## М А З М У Н У

### БАШ СӨЗ

#### ТОЛКУН ОПТИКАСЫ

§ 1. Жарыктын интерференциясы.....	4
§ 2. Когеренттүү жарык булактарынын толкундарынын интерференциясы .....	7
§ 3. Жука пленкадагы интерференция .....	10
§ 4. Жарыктын дифракциясы. Гюйгенс=Френельдин принциби .....	14
§ 5. Жарыктын түз сызык боюнча таралышы .....	16
§ 6. Жарыктын көзөнөктөгү дифракциясы.....	17
§ 7. Жарыктын жылчыктагы дифракциясы .....	18
§ 8. Дифракция торчосу .....	21
§ 9. Рентген нурларынын дифракциясы .....	23
§ 10. Жарыктын поляризациясы. Табигый жана поляризацияланган жарык .....	24
§ 11. Жарыктын чагылуудагы поляризациясы .....	26
§ 12. Нурдун кош сынуусу .....	27

#### НУРДАНУУНУН КВАНТТЫК ТАБИЯТЫ

§ 13. Жылуулук нурдануусу .....	31
§ 14. Абсолюттук кара нерселер. Жылуулук нурдануу закондору .....	33
§ 15. Планктын кванттык гипотезасы .....	35
§ 16. Фотоэлектрлик эффекти .....	38
§ 17. Фотондор .....	39
§ 18. Эйнштейндин теңдемеси .....	40
§ 19. Жарыктын басымы .....	41
§ 20. Комптон эффектиси .....	42

#### АТОМДУК ФИЗИКА ЖАНА КВАНТ МЕХАНИКАНЫН ЭЛЕМЕНТТЕРИ

§ 21. Де=Бройльдун гипотезасы. Заттардын корпускулалык=толкундук касиеттерин далилдөөчү тажрыйбалар .....	45
§ 22. Гейзенбергдин аныкталбастыктарды салыштыруу принциби .....	47
§ 23. Толкун функциясы жана анын статистикалык мааниси .....	50
§ 24. Шредингердин жалпы теңдемеси .....	51
§ 25. Шредингердин стационардык теңдемеси .....	54
§ 26. Шредингердин стационардык абал үчүн теңдемесинин колдонулушу .....	55
§ 27. "Потенциал чуңкурундагы" бөлүкчө. Энергияны жана импульсту кванттоо .....	56
§ 28. Сызыктуу гармоникалык осциллятор .....	59
§ 29. Атомдун электрондук алкагы. Суутектин атому .....	31
§ 30. Кванттык сандар .....	63
§ 31. Атомдордун жутуусу жана өз алдынча нурдануусу .....	66
§ 32. Штерн жана Герлахтын тажрыйбалары. Спин квант саны.....	68
§ 33. Паулинин принциби .....	70
§ 34. Аргасыз нурлануу. Лазерлер .....	72

#### КВАНТ СТАТИСТИКАСЫНЫН ЭЛЕМЕНТТЕРИ ЖАНА КАТУУ ЗАТТАРДЫН ФИЗИКАСЫ

§ 35. Ферми=Дирак статистикасы .....	76
§ 36. Бозе=Эйнштейн статистикасы .....	79
§ 37. Фонондук газ. Кристалл торчосунун жылуулук сыйымдуулугу .....	80
§ 38. Металлдагы электрондук газдын жылуулук сыйымдуулугу жана ички энергиясы .....	83
§ 39. Металлдын электрооткөрүмдүүлүгү. Ашкере өткөрүмдүүлүк .....	87
§ 40. Катуу заттардын зоналык теориясы. Кристаллдардын энергиялык зоналары .....	92
§ 41. Металлдар, диэлектриктер жана жарым өткөргүчтөр .....	95
§ 42. Жарым өткөргүчтөрдүн өздүк өткөрүмдүүлүгү .....	97
§ 43. Жарым өткөргүчтөрдүн кошулмалуу электр өткөрүмдүүлүгү .....	99



- § 44. Электрондук - көңдөйчөлүү өтүү. P жана N -  
тибиндеги жарым өткөргүчтөрдүн контактысындагы кубулуштар ..... 102

АТОМ ЯДРОСУНУН ФИЗИКАСЫНЫН ЭЛЕМЕНТТЕРИ ЖАНА  
ЭЛЕМЕНТАРДЫК БӨЛҮКЧӨЛӨР

- § 45. Атом ядросу ..... 107  
§ 46. Массанын дефекти жана ядронун байланыш энергиясы... 109  
§ 47. Ядролук күчтүн касиеттери жана нуклондордун өз ара аракеттенүүлөрү .....  
§ 48. Ядролук реакциялар ..... III  
§ 49. Атом ядросунун бөлүнүшү. Уланма реакция ..... 113  
§ 50. Жеңил ядролордун кошулуу реакциялары. Термоядролук реакциялар ..... 117  
§ 51. Радиоактивдүүлүк. Альфа, -бета, -жана гамма - нурланууларынын законченемдүүлүктөрү ..... 119  
§ 52. Радиоактивдүү ажыроо закону. Жарым ажыроо мезгили ..... 121  
§ 53. Элементардык бөлүкчөлөр ..... 123  
Пайдаланылган адабияттар ..... 130

АРТЫКБАЕВА ЗИНАИДА КАКИШЕВНА

Оптиканын, атомдук жана ядролук физиканын негизги түшүнүктөрү

Основные понятия оптики, атомной и ядерной физики

(на кыргызском языке)

Редактор С.С.Сулейманов

Технический редактор Л.К.Шишкина

Подписано в печать 18.07.91 Формат 60x84 1/16. Бумага типографская  
Печать офсетная. Физ. печ. л. 8,5 Усл. печ. л. 7,90 Уч.-изд.  
6,8 Тираж 1000 экз. Заказ 617. Цена 1

Бишкекский политехнический институт. Типография Бишкекского политехнического института. Адрес института и типографии: 720044, Бишкек, пр. Мира, 66