Коммерциялық емес акционерлік қоғам

ҒҰМАРБЕК ДӘУКЕЕВ АТЫНДАҒЫ АЛМАТЫ ЭНЕРГЕТИКА ЖӘНЕ БАЙЛАНЫС УНИВЕРСИТЕТІ

Ғарыштық инженерия кафедрасы

ТЕРЕҢДЕТІЛГЕН ФИЗИКА

6В07109 - «Аспап жасау» білім беру бағдарламасы бойынша оқитын студенттерге арналған дәрістер жинағы

Алматы, 2022

ҚҰРАСТЫРУШЫЛАР: Сыздықова Р.Н., Саурова К.С., Азилкияшева М.М. «ТЕРЕҢДЕТІЛГЕН ФИЗИКА» 6В07109 - «Аспап жасау» білім беру бағдарламасы бойынша оқитын студенттерге арналған дәрістер жинағы. - Алматы: АЭжБУ, 2022.- 61б.

Студенттерге арналған дәрістер жиынтығында «ТЕРЕҢДЕТІЛГЕН ФИЗИКА» пәні бойынша дәрістердің қысқаша мазмұны берілген.

«ТЕРЕҢДЕТІЛГЕН ФИЗИКА» пәні дәрістер жиынтығы оқу үдерісін әдістемелік қамтамасыз ету жүйесінің бір элементі болып табылады және дәрістік сабақтарда, сондай-ақ студенттердің өзіндік жұмыстарында, сонымен бірге теориялық мәліметтермен жұмыс істеуде, машықтандыру, зертханалық сабақтарына және емтиханға дайындық кезінде таратпа материал ретінде қолдануға болады. «Аспап жасау» мамандығы студенттері мен жас оқытушыларға ұсынылады.

«Тереңдетілген физика» пәні дәрістер жиынтығы 6В07109 - «Аспап жасау» білім беру бағдарламасы бойынша оқитын студенттерге арналған дәрістер жинағы.

Сур. 26 , кесте 4, әдеб. көр. - 14 атау.

Пікір беруші:ТКИТ кафедрасының доценті, проф. Ермекбаев М.М.

«Ғұмарбек Дәукеев атындағы Алматы энергетика және байланыс университеті» коммерциалық емес акционерлік қоғамының 2022ж. баспа жоспары бойынша басылады.

© «Ғұмарбек Дәукеев атындағы Алматы энергетика және байланыс университеті» КЕАҚ, 2022 ж.

КІРІСПЕ

«Тереңдетілген физика» пәні дәрістер жиынтығы 6В07109 - «Аспап жасау» мамандығы бойынша барлық оқу түрлерінің студенттеріне арналған. «Тереңдетілген физика» дәрістер жиынтығында осы пән бойынша дәрістердің қысқа мазмұны берілген.

Әр дәрісте тақырыптың негізгі сұрақтары мен олардың логикалық байланысы және құрылымдық тұтастығы көрсетіледі. Сондықтан оқу-әдістемелік құрал студенттің дәрістік сабақтар, аудиториядан тыс өзіндік жұмыстар сияқты оқу іс-әрекеті үшін бағыттаушы құрал болып табылады. Сонымен бірге, әр дәрістің мақсатының нақты берілуі, оқу материалының мазмұндалу формасы оның мазмұнына сай келеді, ол «Тереңдетілген физика» курсын меңгеруде ЕСЖ-тарды жүйелеуге, жақсы көмек береді.

«Тереңдетілген физика» пәні дәрістер жиынтығы техникалық жоғары оқу орындарындағы болашақ маманға негізгі базалық білім береді. Студенттердің инженерлі-техникалық ойлау қабілеті мен әлемнің заманауи жаратылыс-ғылыми бейнесі жөнінде жалпы түсінігін қалыптастырады және дамытады.

«Тереңдетілген физика» пәні табиғаттың ортақ заңдарын және оның материя түрлерінің кейбір құрылымдық деңгейлерінде қолдануын зерттейді. Сонымен бірге, түрлі құбылыстардың себептерін, байланысын, механизмін талдайтын пән. Мұнда нақты физикалық заңдар негізінде кейбір негізгі физикалық заңдар мен принциптерден тереңірек қарастырылған.

1 Дәріс №1. Электромагнитті индукция құбылыстары. Магнит өрісінің энергиясы. Энергия тығыздығы

Дәрістің мазмұны: дәрісте электромагниттік индукция құбылысы мен заңы, электромагниттік өріс үшін Максвелл теориясының негізі келтірілген.

Дәрістің мақсаты: электромагниттік индукция құбылысын оқып үйрену.

1.1 Электромагнитті индукция заңдары. Ленц ережесі

Магнит өрістерінің әсерінен электр қозғаушы күштерінің пайда болуы э*лектромагниттік индукция* құбылысы деп аталады.

Электромагниттік индукция құбылысын 1831 ж. М.Фарадей ашты.

Фарадей тәжерибелер нәтижесінде бірінші текті құбылыстар үшін электромагниттік индукция заңы (немесе Фарадей заңы) алынды: *Тұйық контурда пайда болатын электромагниттік индукцияның Электр қозғаушы күші (ЭҚК) сан жағынан осы контурмен шектелген бет арқылы өтетін магнит ағынының уақытқа байланысты өзгеру жылдамдығына тең және таңбасы бойынша қарама-қарсы*:

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \qquad (1.1)$$

Индукциялық токтың бағыты Ленц ережесі бойынша анықталады: индукциялық ток әрқашан өзін тудырған себепке қарама-қарсы әсер ететіндей болып бағытталады.

Егер тұйық контур бір-біріне тізбектеліп жалғанған N орамнан (катушка немесе соленоид) тұрса, онда ЭҚК әрбір орамның ЭҚК-ң қосындысына тең,

$$\varepsilon_i = -N\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d\Psi}{dt}, \qquad (1.2)$$

мұндағы $d\Psi = N\,d\Phi$ - *ағын ілінісуі*, яғни N орамнан өтетін толық магнит ағыны.

1.1.1 Өздік және өзара индукция құбылыстары. Индуктивтілік

Электромагниттік индукция контур арқылы магнит ағыны өзгергенде ғана пайда болады, бұл кезде ағынның өзгеру себептері маңызды емес.

Егер электр тізбегінде уақыт бойынша өзгеретін ток жүрсе, онда осы токтың магнит өрісі де өзгереді, олай болса, магнит ағынының өзгерісі индукцияның ЭҚК-н тудырады. Бұл құбылыс *өздік индукция* деп

аталады. Өздік индукцияның ЭҚК-і (1.1) Фарадей заңынан анықталады (ферромагнетиктер жоқ кезде, егер $L = const$ жағдайда) ε_o:

$$\varepsilon_o = -L\frac{d\,I}{d\,t}. \qquad (1.3)$$

Минус таңбасы ε_o әрқашан ток күшінің өзгерісіне кедергі жасайтындай етіп бағытталады (Ленц ережесіне сәйкес), L - *контурдың индуктивтілігі деп аталатын коэффициент,* Халықаралық бірліктер жүйесіндегі өлшем бірлігі - Генри (Гн). *Контурдың индуктивтілігі* контурдың пішіні мен өлшемдеріне, сондай-ақ қоршаған ортаның магниттік қасиеттеріне тәуелді, ол ток күшінің өзгерісіне қатысты контурдың *инерттілік мөлшері* болып табылады.

Ұзын соленоидтың индуктивтілігінің формуласы

$$L = \mu_0 \mu\, n^2 V = \mu_0 \mu \frac{N^2}{\ell} S, \qquad (1.4)$$

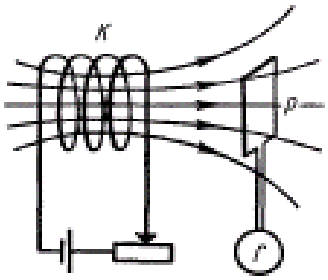
мұндағы $n = \frac{N}{\ell}$ - орамдардың сызықтық тығыздығы; $V = \ell S$ - соленоидтың көлемі.

Ферромагнетик болмаған кезде контур арқылы өтетін магнит ағыны I ток күшіне пропорционал

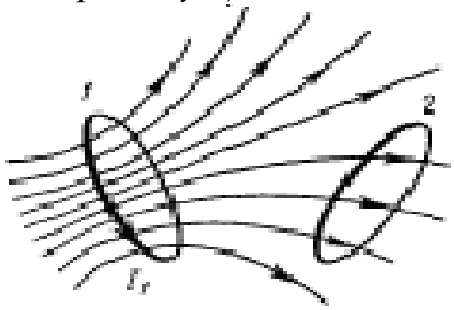
$$\Psi = L\,I\,, \qquad (1.5)$$

ферромагниттік орта бұл сызықтық (1.5) қатынас бұзылады.

Әрбір контурдағы ЭҚК осы контурдағы токтың тудыратын магнит ағынының өзгеруі салдарынан ғана емес, басқа контурдағы токтың тудыратын магнит ағынының өзгерісі есебінен де пайда болады. Мәселен, 1.1-суреттегідей K катушка арқылы өтетін ток тудыратын магнит өрісінің ағыны p рамкада индукциялық ток тудырады. Бұл *өзара индукция* деп аталады.



1.1 сурет



1.2 сурет

Бір-біріне жақын орналасқан екі қозғалмайтын контурларды қарастырайық (1.2 сурет). Егер 1 контурда I_1 ток жүрсе, екінші контурда, осы сияқты екінші контурда I_2 ток жүрсе, бірінші контурда пайда болатын ЭҚК-тері электромагниттік индукция заңына сәйкес

$$\varepsilon_1 = -L_{12}\frac{d\,I_2}{d\,t},\ \varepsilon_2 = -L_{21}\frac{d\,I_1}{d\,t}. \qquad (1.6)$$

Мұндай контурлар магниттік байланысқан, ал L_{12} және L_{21} коэффициенттері – бірінші контурдың екінші контурға қатысты және сәйкесінше екінші контурдың бірінші контурға қатысты *өзара индуктивтілігі* деп аталады. Сызықты орталарда, мысалы ферромагнетиктер жоқ кезде, $L_{12} = L_{21}$.

Өзара индуктивтілік магниттік байланысқан контурлардың геометриялық өлшемдеріне, олардың орналасуына және ортаның магниттік қасиеттеріне тәуелді.

1.1.2 Магнит өрісінің энергиясы. Электр және магнит өрісінің энергиясының көлемдік тығыздығы

Егер индуктивтілігі L контурда I ток жүрсе, онда тізбекті ажырату мезетінде жойылып кететін магнит өрісінің энергиясы есебінен $dA = \varepsilon_o I dt$ жұмыс атқаратын индукциялық ток пайда болады. (1.5)-ны қолданып,

$dA = -LIdI$

өрнегін аламыз.

Магнит өрісінің энергиясының кемуі токтың жұмысына тең, сондықтан

$$W_м = \int dA = -L\int_I^0 IdI = \frac{LI^2}{2}. \qquad (1.7)$$

Сонымен магнит өріс энергисы

$$W_м = \frac{1}{2}L\,I^2 = \frac{1}{2}I\Psi = \frac{\Psi^2}{2\,I} \text{ немесе } W_м = \frac{B^2}{2\mu_0\mu}V = \frac{\vec{B}\vec{H}}{2}V = \frac{\mu_0\mu\,H^2}{2}V$$

түрінде жазылады. Магниттік энергия магнит өрісі бар кеңістікте жинақталады және осы көлемде көлемдік тығыздықпен таралады:

$$w = \frac{dW_м}{dV} = \frac{B^2}{2\mu_0\mu} = \frac{\mu_0\mu\,H^2}{2} = \frac{\vec{B}\vec{H}}{2\mu_0\mu}, \qquad (1.8)$$

мұндағы dV - энергияның көлемдік тығыздығы барлық жерде бірдей деп есептелген шектегі магнит өрісінің аз аймағының көлемі.

V көлемдегі магнит өрісінің энергиясы

$$W_м = \int_{(V)} \frac{\vec{B}\vec{H}}{2} dV = \int_{(V)} \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} dV = \int_{(V)} \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} dV .$$

2 Дәріс №2. Электромагнитті өріс. Ығысу тогы. Интеграл және дифференциал формадағы Максвелл теңдеулері

Дәрістің мазмұны: Максвелл теңдеулерінің электродинамикадағы маңызы ашып көрсетіледі
Дәрістің мақсаты: Максвелл теңдеулерінің оқып үйрену

2.1 Ығысу тогы

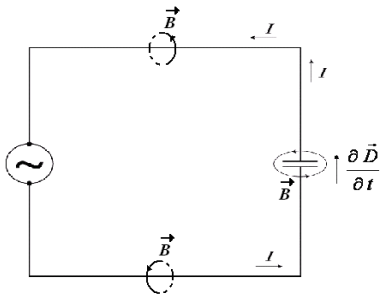
Айнымалы ток тізбегінде (2.1 сурет) конденсатор астарлары арасында өткізгіштік токты тұйықтайтын қандай да бір процесс өтеді, бұл – *ығысу тогы* болып табылады, ол токтың тығыздығы

$$\vec{j}_{ыг} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \qquad (2.1)$$

мұндағы $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$-конденсатор астарлары арасындағы $\vec{D}$ электр ығысуының өзгеру жылдамдығы. Осыны ескеріп, *Максвелдің екінші теңдеуін* мына түрде жазуға болады:

$$\oint_L \vec{H}\, d\,\vec{\ell} = \int_S \left(\vec{j}_{пр} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\,\vec{S}, \qquad (2.2)$$

мұндағы $\vec{j} = \vec{j}_{пр} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ - толық ток тығыздығы.



2.1 сурет

(2.2) теңдеу электромагниттік өріске ойша енгізілген кез келген қозғалмайтын тұйық контур бойынша алынған $\vec{H}$ магнит өрісінің кернеулік векторының циркуляциясы S беттен өтетін өткізгіштік және ығысу токтарының алгебралық қосындысына тең болатынын көрсетеді.

2.2 Максвелл теңдеулер жүйесі

Электромагниттік индукция құбылысын оқып үйрену кезінде айнымалы магнит өрісінде тыныштықта тұрған контурда индукциялық ток пайда болатыны байқалған. Магнит өрісі уақыт бойынша өзгергенде қозғалмайтын контурда индукцияның ЭҚК-ң пайда болуы Максвелл теориясы бойынша *құйынды электр* өрісінің пайда болуымен түсіндіріледі. Оның электростатикалық өрістен ерекшелігі осы өрісте бірлік оң зарядты тұйық контур бойымен орын ауыстырғанда атқарылған жұмыс нөлге тең емес, ол индукцияның ЭҚК-не тең

$$\oint_L \vec{E}_B d\vec{\ell} = \varepsilon , \qquad (2.3)$$

мұндағы $\vec{E}_B$ - айнымалы магнит өрісімен индукцияланған электр өрісінің кернеулігі.

Электромагниттік (1.1) индукция заңынан

$$\oint \vec{E}_B d\,\vec{\ell} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad \text{немесе} \quad \oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = -\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} \qquad (2.4)$$

өрнектерін алуға болады.

Соңғы өрнек Максвелдің бірінші теңдеуі. Электромагниттік өріске ойша енгізілген кез келген қозғалмайтын тұйық контур бойынша алынған

$\oint_L \vec{E} d\vec{\ell}$ - $\vec{E}$ векторының циркуляциясы теріс таңбамен алынған S беттен өтетін $\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}$ - магнит ағынының өзгеру жылдамдығына тең. Бұдан Максвелл теориясының бірінші тұжырымы: *магнит өрісінің кез - келген өзгерісі құйынды электр өрісін тудырады.* Максвелл теңдеулерінің жүйесі 2.1-кестеде көрсетілген.

2.1 кесте - Максвелл теңдеулерінің жүйесі

Интегралдық түрі	**Дифференциалдық түрі**
1. $\oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = -\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}$	$rot\,\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
2. $\oint_L \vec{H}\, d\,\vec{\ell} = \int_S \left(\vec{j}_{пр} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\,\vec{S}$	$rot\,\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$
3. $\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$	$di\upsilon\,\vec{B} = 0$
4. $\oint_S \vec{D}\, d\,\vec{S} = \int_V \rho\, d\,V$	$di\upsilon\,\vec{D} = \rho$
5. $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon\, \vec{E}$ 6. $\vec{B} = \mu_0 \mu\, \vec{H}$ 7. $\vec{j} = \gamma\, \vec{E}$	

Алғашқы екі теңдеуден маңызды қорытынды шығады: *айнымалы электр және магнит өрістері біртұтас электромагниттік өріс жасап, бір-бірімен тығыз байланысқан.*

Үшінші және төртінші теңдеулер *электр өрісінің көздері – электр зарядтары, ал магниттік зарядтардың болмайтынын* көрсетеді. Сондықтан Максвелл теңдеулері электр және магнит өрістеріне қатысты симметриялы емес. 2.1-кестеде (5,6,7) қатынастары *материялық теңдеулер* деп аталады, себебі олар ортаның жеке қасиеттерін көрсетеді.

Максвелл теориясы сол кездегі белгілі барлық тәжірибелік фактілерді түсіндірді және бірқатар жаңа құбылыстарды болжады. Оның теориясының негізгі салдары жарық жылдамдығымен таралатын электромагниттік толқындардың болуы жөнінде қорытынды болды, ол кейіннен жарықтың электромагниттік теориясын құруға алып келді.

3 Дәріс №3. Зарядтың сақталу заңы. Электромагниттік өріс энергиясы. Умов-Пойтинг векторы

Дәрістің мазмұны: дәрісте зарядтың сақталу заңы электромагниттік толқынға шолу жасалады.

Дәрістің мақсаты: электромагнитті толқындардың сипаттамаларын тербеліс оқып үйрену.

3.1 Зарядтың сақталу заңы

Максвелл теңдеулер жүйесінен зарядтың сақталу заңын алуға болады. Максвелдің 2 теңдеунің екі жағынан дивергенция алатын болсақ

$$\mathrm{divrot}\,\vec{H} = \mathrm{div}\,\vec{j} + \mathrm{div}\,\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \qquad (3.1)$$

математикадан белгілі

$$\mathrm{divrot}\,\vec{H} = 0.$$

Дивергенцияны есептеу операциясы кеңістіктің координаттар бойынша туынды алуға негізделгендіктен уақыт бойынша алынған туындыны есептеу ретін дивергенцияны есептеу ретімен алмастыруға болады. Олай болса (3.1) өрнекті былай жазуға болады

$$0 = \mathrm{div}\,\vec{j} + \frac{\partial div\vec{D}}{\partial t}. \qquad (3.2)$$

Әрі қарай Максвелдің $\mathrm{div}\,\vec{D} = \rho$ және *электр зарядының сақталу заңының дифференциал түрін аламыз*

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -div\vec{j}. \qquad (3.3)$$

Енді (3.3) өрнегінен көлем бойынша интегралдап, $\vec{j}$ ток тығыздығы үшін $\oint \vec{j}d\vec{S} = \int div\vec{j}dV$ Остраградский - Гаусс теоремасын қолдансақ

$$\frac{\partial}{\partial t}\int \rho dV = -\oint \vec{j}d\vec{S} \qquad (3.4)$$

Бұл өрнекті әдеттегідей формаға келтірсек, *интеграл түрдегі зарядтың сақталу заңын аламыз*

$$\frac{dQ}{dt} = -I \qquad (3.5)$$

Алынған интеграл түрдегі өрнектің физикалық мағынасы: *алынған көлемдегі Q электр заряды осы көлеммен шектелген аудан арқылы өтетін I ток арқылы ғана өзгере алады.*

3.2 Электрмагниттік энергия ағынының тығыздығы. Умов-Пойнтинг векторы

Энергия тасымалы электрмагниттік толқынмен байланысты. Изотропты ортада электрмагниттік өріс энергиясының тығыздығы электр және магнит өрістерінің энергия тығыздықтарының сомасына тең:

$$w = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}.$$

$\vec{E}$ және $\vec{H}$ векторларының байланысын ескерсек, электромагниттік толқынның энергиясының көлемдік тығыздығы

$$w = \varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu} EH = \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{c} EH = \frac{EH}{\upsilon}, \qquad (3.6)$$

мұндағы υ - толқынның жылдамдығы .

(3.6) өрнекті υ жылдамдыққа көбейтсек, энергия ағыны тығыздығын шығады

$$S = w\upsilon = EH\ . \qquad (3.7)$$

$\vec{E}$ мен $\vec{H}$ векторлары өзара перпендикуляр және бағыттары оң бұрандалы жүйенің таралу бағытына сәйкес (3.7) теңдеуі мына түрде жазылады

$$\vec{S} = \left[\vec{E}\vec{H}\right]. \qquad (3.8)$$

$\vec{S}$ векторы *Пойнтинг векторы* деп аталады. Ол электромагниттік толқынның таралу бағытымен бағыттас, ал модулі электромагниттік толқынның таралу бағытына перпендикуляр бірлік аудан арқылы бірлік уақытта электромагниттік толқын тасымалдайтын энергияға тең.

4 Дәріс №4. Толқындық теңдеу. Толқындық теңдеуді шешу. Электромагнитті толқындардың қарқындылығы

Дәрістің мазмұны: дәрісте электромагниттік толқындардың қарқындылығы, дифференциалдық теңдеуі берілген.

Дәрістің мақсаты: электромагниттік толқындарды оқып үйрену.

4.1 Толқындық теңдеу. Электрмагниттік толқынның таралу жылдамдығы

Электромагнитті ұйытқудың таралу жылдамдығы Максвелл теориясы бойынша (2.4), айнымалы магнит өрісі айнымалы электр өрісін тудырады, және керісінше. Егер, кеңістіктің белгілі бір нүктесінде құйынды электр өрісін қоздырсақ, онда қоршаған ортада электр және магнит өрістерінің өзара айналымы пайда болады, яғни уақыт пен кеңістік бойынша таралатын айнымалы магнит өрісі пайда болады. Бұл процесс периодты және *электромагниттік толқын* деп аталады.

Максвелл теориясына сәйкес, еркін электр зарядтарынан $(\rho = 0)$ және макроскопиялық $(j = 0)$ токтардан қашықта орналасқан электромагниттік толқындар үшін (2.1-кестедегі 1-4) теңдеулер мына түрде жазылады

$$rot\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t},\ rot\vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t},$$

$$div\vec{D} = 0,\ div\vec{B} = 0.$$

$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$ және $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ байланысын ескеріп, жазатын болсақ

$$rot\vec{E} = -\mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t},\ rot\vec{H} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t},\ div\vec{E} = 0,\ div\vec{H} = 0, \qquad (4.1)$$

мұндағы μ және ε - ортаның тұрақты өтімділіктері.

Жазық толқын x осі бойымен таралса, $\vec{E}$ мен $\vec{H}$ векторлары y және z осьтеріне тәуелді болмайды. Бұл жағдайда (4.1) теңдеуінен екі тәуелсіз теңдеулер тобын аламыз:

$$\partial E_y = -\mu_0 \mu \frac{\partial H_z}{\partial t},\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t}. \qquad (4.2)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu_0 \mu \frac{\partial H_y}{\partial t},\ \frac{\partial H_y}{\partial x} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \qquad (4.3)$$

және

$$\mu_0 \mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = 0,\ \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} = 0. \qquad (4.4)$$

(4.2) өрнекті ескерсек

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \text{ және } \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}. \qquad (4.5)$$

(4.5) теңдеулері электромагниттік толқынның толқындық теңдеулері болып табылады.

Бұл теңдеулердің шешімдері

$$E_y = E_m \cos(\omega t - kx + \varphi_1) \text{ және } H_z = H_m \cos(\omega t - kx + \varphi_2). \qquad (4.6)$$

(4.2) - (4.6) теңдеулерінен электрмагниттік толқынның негізгі қасиеттері шығады.

4.1.1 бөлімдегі (4.4) теңдеуден E_x пен H_x кеңістік пен уақытқа тәуелді емес екені шығады. Сондықтан жазық толқынның айнымалы өрісі үшін $E_x = H_x = 0$ және $\vec{E}$ мен $\vec{H}$ векторлары толқынның таралу бағытына перпендикуляр, яғни электромагниттік толқындар *көлденең толқындар* болып табылады.

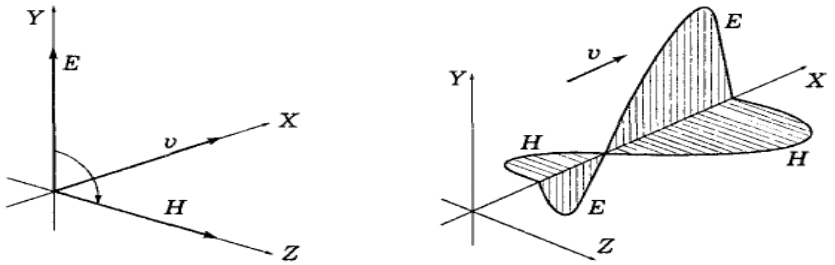
4.1.2 бөлімдегі электромагниттік толқындардың *фазалық жылдамдығы* ортаның қасиеттеріне тәуелді

$$\upsilon = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu}}. \qquad (4.7)$$

Электрмагниттік толқындардың вакуумдегі жылдамдығы $(\varepsilon = \mu = 1)$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \, м/с.$$

4.1.3 бөлімдегі (4.5) теңдеуінен шығатыны: $\vec{E}$ және $\vec{H}$ векторлары өзара перпендикуляр, $\vec{\upsilon}$, $\vec{E}$, $\vec{H}$ векторлары оң бұрандалы жүйені құрайды (4.1 сурет).



а) б)

4.1 сурет

4.1.4 бөлімдегі (4.6) теңдеудегі бастапқы фазалары тең $\varphi_1 = \varphi_2$ және $\varepsilon_0 \varepsilon E_m^2 = \mu_0 \mu H_m^2$

Сондықтан, $\vec{E}$ және $\vec{H}$ векторларының тербелісі (4.1(а) сурет) синфазалы (бірдей фазалы) және олардың лездік мәндері өзара байланысты:

$$\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H \,. \qquad (4.8)$$

Біртекті изотропты ортада таралатын жазық толқын теңдеуі векторлық түрде былай жазылады:

$$\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - kx + \varphi), \quad \vec{H} = \vec{H}_m \cos(\omega t - kx + \varphi).$$

4.1.5 бөлімдегі электромагниттік өрістің әрбір нүктесінде $\vec{E}$ және $\vec{H}$ векторлары бірдей жиілікпен гармоникалық тербеледі. Сондықтан электр магниттік толқын *монохроматты* болып табылады.

4.2 Электромагнитті толқын қарқындылығы

Гармоникалық электромагниттік қума толқын үшін (3.7) энергия ағынының тығыздығы

$$S = \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 / \mu_0 \mu} E_m^2 \cos^2(\omega t - kx).$$

Толқын I қарқындылығы энергия ағынының тығыздығының орташа мәніне тең:

$$I = \left| \left\langle \vec{S} \right\rangle \right| = (\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 / \mu_0 \mu}) / E_m^2 / 2, \qquad (4.9)$$

өйткені косинустың квадратының орташа мәні ½-ге тең.

5 Дәріс №5. Толқындық және геометриялық оптика. Геометриялық оптиканың төрт заңы

Дәрістің мазмұны: дәрісте сәулелік оптиканың негізгі түсініктері мен заңдары келтірілген.

Дәрістің мақсаты: сәулелік оптиканың негізгі ұғымдарын ұқтыру.

5.1 Жарық толқынының негізгі сипаттамалары мен негізгі заңдары

Электрмагниттік толқынның вакуумдегі жылдамдығы

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \approx 3 \cdot 10^8 \, м/с.$$

Бұл жарық жылдамдығымен дәл келеді. Осыны негізге ала отырып, жарық электромагниттік толқын деген қорытынды жасаймыз. Электромагниттік толқынның барлық қасиеттері жарыққа да сәйкес келеді.

$$\sqrt{\varepsilon\mu} = n \qquad (5.1)$$

n шамасы *абсалют сыну көрсеткіші* деп аталады. Ортадағы электромагниттік толқын жылдамдығы

$$\upsilon = \frac{c}{n}. \qquad (5.2)$$

Мөлдір заттар үшін $\mu \approx 1$, сондықтан

$$n = \sqrt{\varepsilon}. \qquad (5.3)$$

Жарықтың ортадағы толқын ұзындығы

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n},$$

мұндағы λ_0 - вакуумдегі толқын ұзындығы.

Жарықтың I интенсивтілігі Пойтинг $\vec{S}$ (4.11) векторымен анықталады, сондықтан

$$I \sim nE_m^2 = nA^2, \qquad (5.4)$$

яғни жарықтың I интенсивтілігі ортаның сыну көрсеткішіне және жарық толқыны амплитудасының квадратына тура пропорционал.

Жарықты сипаттау үшін электр өрісінің кернеулік векторы қолданылады, себебі жарық физиологиялық, химиялық, фотохимиялық әсері электр өрісінің кернеулік векторының тербелісінен туындайды.

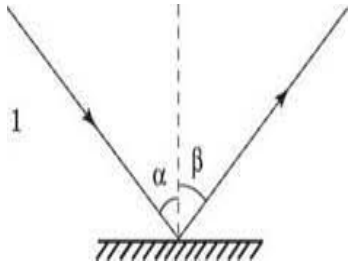
Жарықтың түзу сызық бойымен таралу заңы:оптикалық біртекті ортада жарық түзу сызық бойымен таралады.

Бірінші ортадан екінші ортаға өткенде жарық сәулелерінің таралу бағытының өзгеруін *жарықтың сыну құбылысы* айтады. Әртүрлі ортада жарықтың таралу жылдамдығы әртүрлі болғандықтан жарықтың сыну құбылысы байқалады.

Жарықтың шағылу заңдары*:*

Түскен сәуле, шағылған сәуле және екі орта шекарасындағы түсу

нүктесіне жүргізілген перпендикуляр бір жазықтықта жатады (5.1 сурет);



5.1 сурет

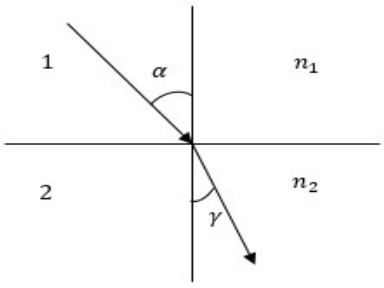
Түсу бұрышы мен шағылу бұрышы тең.

$$\alpha = \beta \qquad (5.5)$$

Жарықтың сыну заңдары:

Түскен сәуле, сынған сәуле және екі орта шекарасындағы түсу нүктесіне

жүргізілген перпендикуляр бір жазықтықта жатады (5.2 сурет);



5.2 сурет

Түсу бұрышының синусының сыну бұрышының синусына қатынасы екі орта үшін тұрақты.

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\gamma} = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = const = n_{1,2}, \qquad (5.6)$$

мұндағы $n_{1,2}$- *салыстырмалы сыну көрсеткіші* - берілген екі ортаның сипаттамасы болатын физикалық шама, ол жарық жылдамдығының бір ортадан екінші ортаға өткенде неше есе өзгеретінін көрсетеді

$$n_{1,2} = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}. \qquad (5.7)$$

Жарықтың оптикалық тығыз ортадан оптикалық тығыздығы аз ортаға өтуін қарастырсақ, сәуленің түсу бұрышы сыну бұрышынан кіші болады. Түсу бұрышы өскен сайын сыну бұрышы артады.

Белгілі бір мезетте $\alpha_{шек}$ түсу бұрышына сәйкес сыну бұрышы 90^0-қа тең болады. Яғни, жарық сәулесі екі ортаның шекарасы бойымен кетеді. Мұндай құбылыс *толық ішкі шағылу* деп аталады.

$$\sin \alpha_{шек} = \frac{n_1}{n_2}. \qquad (5.8)$$

$n_2 < n_1$болғанда Егер $\beta = 90^0 => \alpha_{шек}$ шектік бұрыш $\alpha > \alpha_{шек}$түсу бұрышында толық ішкі шағылу болады. Егер жарық (n_1=n) белгілі бір ортадан ауаға өтсе, n_2=1 онда

$$\sin \alpha_{шек} = \frac{1}{n}. \qquad (5.9)$$

Айта кететін жағдай, геометриялық оптиканың бірінші және төртінші заңы *Ферма принципінен* шығаруға болады: *жарық сәулесінің таралу траекториясы таралудың ең аз уақытына сәйкес келеді.*

6 Дәріс №6. Жарық интерференциясы. Когоренттілік. Жұқа мөлдір қабықшадағы интерференция

Дәрістің мазмұны: дәрісте жарық интерференциясының негізгі түсініктері келтірілген.

Дәрістің мақсаты: жарық интерференциясының негізгі ұғымдарын енгізу.

Жарықтың интерференциясы дегеніміз – жарық толқындары қабаттасқанда кеңістіктің белгілі бір нүктесінде толқын қарқындылығының күшеюі және келесі бір нүктелерінде оның әлсіреу құбылысы.

Интерференция құбылысын бақылау үшін толқындардың когерентті болуы шарт.

Когоренттілік дегеніміз – бірнеше тербелмелі немесе толқындық процестердің кеңістік пен уақыт бойынша үйлесімді өтуі.

Бұл шартты монохроматты толқын қанағаттандырады. Монохроматты толқындар белгілі бір жиіліктегі және амплитудасы тұрақты толқындар. Реалды жарық көзінен монохроматты жарық алу мүмкін емес, себебі жеке атомдардың сәуле шығаруы бір-біріне тәуелсіз және олардың фазаларының айырымы кездейсоқ шама.

Кеңістіктің берілген нүктесінде екі тербелістің фазалар айырымы уақыт өтуімен өзгермесе, *уақыт бойынша когоренттілік* деп аталады. Бастапқы фаза кездейсоқ өзгерістер әсерінен бастапқы мәнінен π шамасына өзгеше мән қабылдайтын уақыт *когоренттілік уақыты* деп аталады. Екі тербелістің фазалар айырымы толқын бетінің әртүрлі нүктесінде тұрақты болатын

үйлесімділік *кеңістік бойынша когеренттілік* деп аталады. Фазалар айырымының мәні π шамасына жететін арақашықтық *когеренттілік ұзындығы* деп аталады.

Сонымен, толқындардың интерференциясының байқалу шарты төмендегідей: жиіліктері бірдей; фаза айырымы уақыт бойынша тұрақты.

Реалды жарық көзінен когерентті толқындарды алудың бір ғана жолы бар. Ол үшін бір жарық толқынын оптикалық жүйе арқылы екі бөлікке бөлеміз, сонда олардың оптикалық жолы әртүрлі болады, осыдан кейін екеуін қайтадан қосамыз.

Жарық толқындары қабаттасқанда *суперпозиция принципі* орындалады, яғни кеңістіктің әрбір нүктесіндегі қорытқы кернеулік $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$. Егер $\vec{E}_1$ мен $\vec{E}_2$ векторлары бір бағытта тербелсе, векторлық диаграмма әдісін қолданып, екі векторды қосамыз. Қабаттасқан толқындардың қорытқы толқынының қарқындылығы

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\varphi_2 - \varphi_1). \qquad (6.1)$$

Осыдан кеңістіктің $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) \rangle 0$ болатын нүктелерінде, қарқындылығы $I \rangle I_1 + I_2$, ал $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) \langle 0$ болатын нүктелерінде, қарқындылығы $I \langle I_1 + I_2$ болады.

Интерференциялық көріністі бақылау нүктесінде тербелістің фазалар айырымы

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \omega\left(\frac{S_2}{\upsilon_2} - \frac{S_1}{\upsilon_1}\right) = \frac{2\pi}{\lambda_0}(S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0}(L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta,$$

мұндағы S_1, S_2 - екі когерентті толқынның жарық көзінен интерференциялық көріністі бақылау нүктесіне дейінгі жүретін жолы;

υ_1 мен υ_2 - сыну көрсеткіштері n_1 мен n_2 болатын орталардағы толқындардың фазалық жылдамдықтары;

λ_0 - вакуумдегі толқын ұзындығы.

Жарық толқыны жолының S геометриялық ұзындығының ортаның сыну көрсеткішіне көбейтіндісі жолдың L оптикалық ұзындығы, ал $\Delta = L_2 - L_2$ оптикалық жолдар айырмасы деп аталады.

Фазалар айырымы мен оптикалық жолдар айырмасы өзара байланысты

$$\Delta = \frac{\lambda_0}{2\pi}\Delta\varphi. \qquad (6.2)$$

(6.1) өрнегінен қорытқы тербеліс қарқындылығының максимум және минимум шарттары шығады:

I_{max} егер $\Delta\varphi = 2k\pi$, мұндағы $k = 0,1,2,...$ және $\Delta = 2k\frac{\lambda_0}{2} = k\lambda_0$. (6.3)

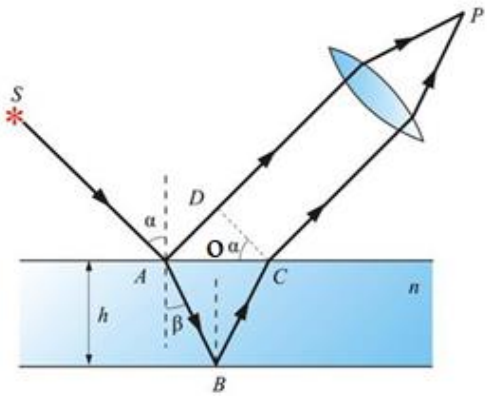
I_{min} егер $\Delta\varphi = (2k+1)\pi$, мұндағы $k = 0,1,2,...$ және $\Delta = (2k+1)\frac{\lambda_0}{2}$. (6.4)

Жарық толқындары қабаттасқанда, оптикалық жолдар айырмасы жарты толқын ұзындығының жұп сандарына тең болатын нүктелерде олар бірін-бірі күшейтеді (6.3), ал тақ сандарына тең болатын нүктелерде әлсіретеді (6.4).

6.2 Жұқа мөлдір қабықшадағы интерференция

Ағылшын ғалымы Томас Юнг тұңғыш рет, біреуі жұқа қабықшаның сыртқы бетінен, екіншісі ішкі бетінен шағылған 1 мен 2 толқындарды қосу арқылы, онын түстерін түсіндіру мүмкіндігі жөніндегі интерференция құбылысын ашқан. Қабықшаға түскен жарық оның жоғарғы және төменгі беттерінен шағыла отырып, бір-бірімен қабаттасып интерференцияланады.

Қалыңдығы h, сыну көрсеткіші *n* болатын жазық параллель пластинаны қарастырамыз (6.1 сурет). Пластинаға ауадан ($n_a = 1 < n$) α бұрышпен толқын ұзындығы λ болатын жазық монохрамат толқын түседі деп қарастырайық. Шағылған екі сәуленің оптикалық жол айырымын табамыз. Осы екі сәуле жолына жинағыш линза қоятын болсақ, олар түйіскен *P* нүктеде интерференциялық көрініс пайда болады. Ескеретін жағдай *A* нүктесінде оптикалық тығыздау ортадан шашырағанда толқынның фазасы $\frac{\lambda}{2}$ ге (қарама қарсы) өзгереді, ал оптикалық тығыздығы аздау ортадан *B* нүктесінен шағылғанда толқын фазасы өзгермейді.



6.1 сурет

Сонымен шағылған екі сәуленің оптикалық жол айырымы

$$\Delta = (AB + BC)n - AD - \frac{\lambda}{2} \quad (6.5)$$

ΔABD үшбұрышынан шығатыны

$$AB = OB/\cos\beta = l/\cos\beta \quad (6.6)$$

$$AO = OBtg\beta = ltg\beta \qquad (6.7)$$

ΔACD үшбұрышынан және (5.6) сыну заңын ескерсек

$$\mathrm{AD} = \mathrm{AC}\sin\alpha = 2\mathrm{AO}\sin\alpha = 2\mathrm{ltg}\,\beta\sin\alpha = 2\mathrm{ltg}\,\beta\mathrm{n}\sin\beta = 2\mathrm{l}\sin^2\beta/\cos\beta. \qquad (6.8)$$

Сонда оптикалық жолдар айырымы

$$\Delta = 2\mathrm{l}/\cos\beta - 2\mathrm{l}\sin^2\beta/\cos\beta - \frac{\lambda}{2} = 2l\cos\beta - \frac{\lambda}{2}. \qquad (6.9)$$

Егер сыну заңындағы сыну бұрышын түсу бұрышы арқылы жазатын болсақ, бұл формулаға анализ жасаған ыңғайлы

$$\Delta = \frac{2\ln\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}}{n} - \frac{\lambda}{2} = 2l\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2}. \qquad (6.10)$$

Максимум шартын (6.3) $\Delta = 2k\frac{\lambda}{2} = k\lambda$ ескерсек

$$2l\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2} = (2k+1)\frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, \pm1, \pm2, ...). \qquad (6.11)$$

Сондай-ақ минимум шартын (6.4) да $\Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ ескеретін болсақ

$$2l\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} = k\lambda \quad (k = 0, \pm1, \pm2, ...). \qquad (6.12)$$

Осы алынған өрнектерге сәйкес монохрамат жарықтың түсу бұрышына байланысты шағылған жарықта пластинка қараңғы және жарық болып көрінуі мүмкін. Егер пластинканы ақ жарықпен жарықтандырғанда, максимум және минимум шарттары жеке толқын ұзындықтарында ғана орындалады да, пластина түрлі түске боялғандай көрінеді. Мұндай құбылысты біз сабын көпіршіктерінің немесе асфальттағы шалшық бетіне тамған майда түрлі-түсті болып құбылып тұратын дақ түрінде, шыбын шіркейдің қанаттарында байқаймыз.

Интерференциялық бейне тек уақыттық және кеңістіктік когеренттік шарттарын сақтағанда ғана байқалатындығы табиғи нәрсе. Бұл жағдайда пластина қалыңдығы мына шартты қанағаттандыруы керек

$$\ell \approx \frac{\ell_k}{2} = \frac{\lambda_0^2}{2 \cdot \Delta\lambda_0}, \qquad (6.13)$$

мұндағы λ_0=0,5 мкм, $\Delta\lambda_0$=0,2·10^{-2} мкм – адам көзінің екі толқынды бір нәрсе ретінде қабылдау кезіндегі минимал интервал. Есептеулер *l*-дің мәні үшін $\ell \cong$ 0,06мм-ді береді, сонымен, жұқа пластинкадан шағылған жарық

сәулесі кезіндегі интерференцияның байқалуы былай болады: *l* пластинка қалыңдығының артуына байланысты max және min жақындайды, сөйтіп интерференциялық бейне жойылады. n мен λ (монохроматтық жарық) -ның берілген мәндері кезінде, қалыңдығы *l* тұрақты пластинкаға α түсу бұрышының әрбір мәніне өзінің интерференциялық жолағы (яғни max және min) сәйкес келеді. Бұл интерференциялық бейне *бірдей көлбеуліктегі жолақ деп аталады.* Егер пленканы ақ жарық жарықтандырса, онда әрбір толқын ұзындығына өзінің интерференциялық жолақ жүйесі сәйкес келеді, мысалы, су бетінің май (бензин) қабатындағы күнделікті бақыланатын түстерді келтіруге болады.

7 Дәріс №7. Жарық дифракциясы. Бір саңылаудағы параллель сәулелердің дифракциясы. Дифракциялық тор. Дисперсия және тордың ажырату қабілеті

Дәрістің мазмұны: дәрісте жарық дифракциясының негізгі түсініктері келтірілген.

Дәрістің мақсаты: жарық дифракциясының негізгі ұғымдарын енгізу.

Толқындардың, оның жолында кездесетін *тосқауылдарды айналып өтуі* немесе неғұрлым кең мағынасында - толқындардың таралуының тосқауылдарға жакындағанда *геометриялық оптика заңдарының кез келген ауытқуы дифракция* деп аталады. Дифракциялар арқасында толқындар геометриялық көлеңкелер аймағына түсіп, тосқауылдарды жеңіп, экрандағы шағын тесіктер арқылы өтіп кете алады. Мысалы, дыбыс үйдің бұрышында жақсы естіледі, яғни дыбыс толқыны оны айналады.

Дифракциялар құбылысы бүкіл толқындық процестерге ортақ жарық үшін ерекшіліктерге ие, мұнда негізінен λ толқындар ұзындығы тосқауылдардың (немесе тесіктердің) d өлшемдерінен көп кішірек болады. Сондықтан дифракцияны тосқауылдардан $L >> \lambda$ аса үлкен қашықтарда ғана байқауға болады.

Жарық дифракциясы - бұл жарықтың мөлдір емес денелер шекараларына жақын шағын тесік арқылы таралуы кезінде байқалатын және жарықтың толқындық табиғатымен байланысты құбылыстардың жиынтығы. Геометриялық оптикамен сипатталатын жарықтың таралу заңдарынан ауытқуы, әдетте жарық дифракциясы болып түсіндіріледі.

Гюйгенс принципінің көмегімен дифракцияны түсіндіруге болады, осыған сәйкес толқындық шебі жағдайын береді.

Жазық толқын мөлдір емес экрандағы тесікке тік түседі деп алайық. Гюйгенске сәйкес толқындық шеп учаскесінің тесігімен бөлінетін әрбір нүкте екінші реттік толқындар көзі болып табылады біртекті изотроптық ортада олар сфералық болады). Уақыттың кейбір мезеті үшін айналатын толқындар тұрғызып, толқындар шебі геометриялық көлеңкелер аймағына кіретінін көреміз, яғни толқын тесіктің шеттерін айналады.

Дифракция құбылысы толқындық процестер үшін тән болып саналады.

Сондықтан, егер жарық толқындық процесс болып саналса, онда ол үшін дифракция байқалуы тиіс, яғни қандай да мөлдір емес дененің шекарасына түсетін жарық сәулесі оны айналуы тиіс (геометриялық көлеңкелер аймағына өтуі тиіс). Тәжиірбеден белгілі, нүктелік көзден баратын жарықпен жарықтандырылатын заттар айқын көлеңке береді, демек сәулелер түзу сызықты таралуынан ауытқымайды. Егер жарық толқындық табиғатқа ие болса, онда айқын көлеңке неге пайда болады дейтін болсақ, өкінішке қарай, Гюйгенс теориясында бұл сұраққа жауап берілмейді.

Гюйгенс принципі толқындық шептің таралу бағыты туралы міндетті ғана шешеді, бірақ амплитуда туралы, демек, әртүрлі бағыттар бойынша таралатын толқындардың қарқындылығы туралы мәселені қозғамайды. Френель, оның идеясын екінші реттік толқындар интерференциясымен толықтырып, Гюйгенс принципіне физикалық мағына берді.

Гюйгенс - Френель принципіне сәйкес кандай да бір *S* көзімен қоздырылатын жарық толқыны жалған көздерден «сәуле шығаратын» когаренттік екінші толқындардың суперпозицияларының нәтижесі ретінде көрінуі мүмкін. *S* көзін қамтитын кез келген тұйық беттің шексіз шағын элементтері осындай көздер болуы мүмкін. Әдетте, толқындық беттердің бірі осы бет ретінде таңдалынады, сондықтан бүкіл когерентті екінші реттік толқындар интерференциялардың нәтижесі болып саналады.

Френель кері екінші реттік толқындардың пайда болуы мүмкіндігін жоққа шығарады және егер көзбен бақылау нүктесі арасында тесігі бар мөлдір емес экран болатын болса, онда экран бетіндегі екінші реттік толқындар амплитудасы нөлге тең екенін, ал тесік –экран жоқ кезіндегідей болатынын ұсынады.

Дифракцияның екі түрі бар: Фраунгофер және Френель. Бірінші жағдайда тосқауылға параллель сәулелер (жазық толқын–бір жазықтықта толқын бетінің әр нүктесінде тербелістері бірдей), ал екіншісінде сфералық толқындар (бір сфера бетінің әр нүктесінде тербелістер фазасы бірдей) келіп түседі.

Егер жарық дифракцияланатын бөгет жарық көзі мен бақылау нүктесіне жақын болса, онда байқалатын жарық дифракциясы Френель дифракциясы немесе тоғысатын сәулелер дифракциясы деп аталады.

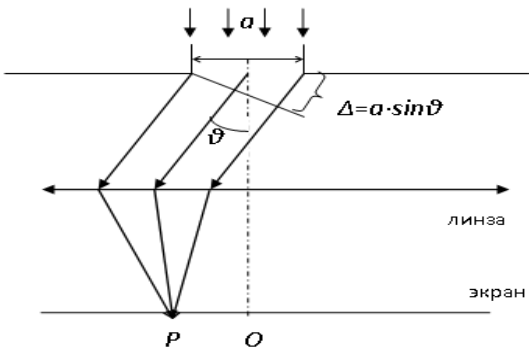
Фраунгофер дифракциясы (немесе параллель сәулелердің дифракция) жарық көзі мен бақылау нүктесі дифракция туғызатын *тосқауылдан шексіз алыстаған кезде* байқалады. Дифракциялардың осы типін жүзеге асыру үшін жарықтың нүктелік көзін жинағыш линзалар фокусына орналастыру жеткілікті болып саналады, ал дифракциялық суретті тосқауылдан кейін орнатылған екінші жинаушы линзалардың фокальдық жазықтығында зерттеу керек.

7.1 Бір саңылаудағы дифракция

Шексіз ұзын саңылаулардан болған Фраунгофер дифракциясын (бұл үшін саңылаулардың ұзындығы оның енінен елеулі түрде үлкен болуы жеткілікті) қарастырамыз. Жазық монохроматтық жарық толқыны, ені *a* тар саңылау жазықтығына қалыпты түседі (7.1 сурет). Саңылау арқылы өткен шеткі сәулелердің оптикалық жолдар айырымы

$$\Delta = a \sin \vartheta, \qquad (7.1)$$

мұндағы ϑ - сәулелердің бастапқы бағыттан ауытқу бұрышы.



7.1 сурет

Гюйгенс-Френель принципіне сәйкес саңылаудың әрбір нүктесі екінші реттік толқындар көзі болып саналады. *MN* саңылауының жазықтығындағы толқындық беттің ашық бөлігін М саңылаудың бүйіріне параллель жолақтар түріне ие Френель аумақтарына бөледі. Әрбір аумақты ені осы аумақтардың шеттерінен жүрістің айырымы $\frac{\lambda}{2}$ -ге тең болатындай етіп таңдалынады, яғни $\frac{\Delta}{\lambda 2}$ аймақтары бар болғаны саңылаудың еніне сыйып кетеді. Өйткені жарық саңылауға қалыпты түседі, сондықтан саңылау жазықтығы толқындық шеппен сәйкес келеді; демек, саңылау жазықтығындағы толқындық шептің бүкіл нүктелері бірдей фазада тербелетін болады. Саңылаулардың жазықтықтарындағы екінші реттік толқындардың амплитудалары тең болады, өйткені Френельдің таңдап алынған аймақтары аудандары бірдей және бақылау бағытына бірдей көлбеу.

7.2 Дифракциялық тор

Бір өлшемді дифракциялық тор– бір жазықтықта жатқан және ені бойынша мөлдір емес аралықтарымен теңдей бөлінген, ендері тең параллель саңыраулар жүйесі арқылы жарықтың өтуі кезінде байқалатын дифракцияның үлкен тәжиірбелік маңызы бар. Саңылаулардағы Фраунгофер дифракциясын

қарастыра отырып, біздің көргеніміздей экрандағы қарқындылықтың үлестірілуі дирракцияланған сәулелердің бағытымен анықталады. Бұл саңылаулардың параллель өздігінен солға немесе оңға орын ауыстыруы дифракциялық суреттерді өзгертпейтінін білдіреді. Демек, егер бір саңылаудан көп саңылауларға (дифракциялық торға) ауысатын болсақ, онда әрбір саңылаудағы дифракциялық суреттер бірдей болады.

Тордағы дифракциялық сурет бүкіл саңылаулардан келетін толқындардың өзара интерференцияларының нәтижесі ретінде анықталады, яғни дифракциялық торда бүкіл саңылаулардан келетін жарықтың когерентті дифракцияланған шоқтарының көпсәулелі интерференциясымен жүзеге асырылады.

Дифракциялық торды қарастырамыз. Егер әрбір саңылаулардың ені *a*-ға тең болса, ал саңыраулар арасындағы мөлдір емес учаскелер ені *b* болса, онда $d = a + b$ шама дифракциялық торлар тұрақтысы деп аталады. Жазық монохроматтық толқындар тор жазықтығына тік түседі. Өйткені саңылаулардан келетін сәулелер жүрісінің айырымдары аталған бағыт үшін бүкіл дифракциялық торлар шеңберінде бірдей болады:

$$\Delta = (a + b)\sin\varphi + d\sin\varphi \quad (7.2)$$

Саңылаулардың бірде-бірі жарық таратпайтын бағыттарда ол таралмайтын болады және екі саңылау кезінде, яғни қарқындылықтың бұрынғы (басты) минимумдары анықталатын бағыттарда байқалатын болады:

$$d\sin\varphi = \pm m\lambda (m = 1,2,3...). \quad (7.3)$$

Осыдан өзге екі саңылаудан келетін жарық сәулелерінің өзара интерференциялары салдарынан кейбір бағыттарда олар бір-бірін өшіретін болады, яғни қосымша минимумдар пайда болады. Осы қосымша минимумдар екі саңылаулардың шеткі нүктелеріне келетін $\frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2}, \ldots$ сәулелер жүрісінің айырымы сәйкес келетін бағыттарда байқалатыны ақиқат. Осылайша, *қосымша минимумдар шарты:*

$$d\sin\varphi = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2} (m = 0,1,2,3...). \quad (7.4)$$

Керісінше, бір саңылаудың әрекеті екінші саңылаудың әрекетін күшейтетін болады, егер

$$d\sin\varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2} = m\lambda;$$

$$(m = 0,1,2...),$$

(7.5)

яғни (7.5) формуласы *басты максимумдар шартын* береді.

7.3 Дисперся және тордың ажырату қабілеті

Дифракциялық тордың сапасы оптикалық приборлар сияқты оның *бұрыштық және ажыратушылық қабілетімен* анықталады. *Бұрыштық дисперсия* спектрдің бұрыштық енін және толқын ұзындығының бірлік интервалына қандай бұрыштар интервалы сәйкес келетінін көрсетеді

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi}. \qquad (7.6)$$

Бұдан m максимум ретінің өсуімен тор периодының d азаюы нәтижесінде дисперсия артады. Дифракциялық тормен жұмыс жасағанда негізінен аз бұрыш қолданылады яғни, $\cos\varphi \approx 1$. Сонда бұрыштық дисперсия неғұрлым артқан сайын спектр реті артады және тор периоды кемиді

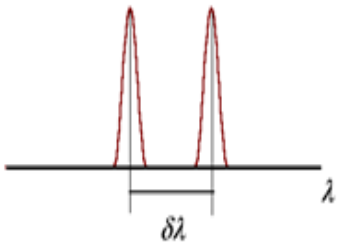
$$\mathrm{D} = \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{d}} \qquad (7.7)$$

Жақын спектрлік сызықтарды ажырату мүмкіндігі сызықтардың центрлерінің арақашықтығына ғана емес, сызықтар еніне де байланысты. Сондықтан оптикада қолданылатын тағы бір сипаттама оптикалық приборлардың *ажыратушылық қабілеті*.

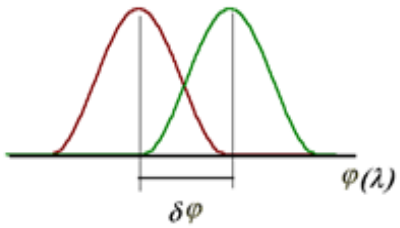
Дифракциялық тор үшін *ажыратушылық қабілеті* толқын ұзындығының жақын екі толқын ұзындығының (7.2 сурет) айырмасының қатынасына тең:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \qquad (7.8)$$

Үлкен санды бұрыштық дисперсия толқын ұзындығы жақын спектрлік сызықтарды ажыратуға, оларды жеке сызықтар ретінде байқау мүмкіндіктерін береді.



7.2 сурет



7.3 сурет

Спектрде толқын ұзындықтары жақын λ_1 мен λ_2, жұп екі сызығы берілген, осы толқын ұзындықтарының айырмасы $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ болатын екі сызық болсын. Кез келген сызық «табиғи» ұзындыққа ие болады $\delta\lambda_1 \approx \delta\lambda_2 <$

$\delta\lambda$. Әрбір сызық ені нөлге тең болғанда да, дифракция торынан кейін оған жолақ сәйкес келеді (7.3 сурет).

Ол тор қасиетімен анықталып, толқын ұзындықтары жақын болатын сызықтар үшін $D\delta\lambda=\delta\varphi$ -ден аз, не оған тең болуы қажет.

Дәріс №8. Жарықтың кванттық табиғаты. Фотондар. Жарық қысымы. Фотоэффект. Комптон эффект

Дәрістің мазмұны: дәрісте сәулеленудің кванттық табиғаты қысқаша баяндалады

Дәрістің мақсаты: сыртқы фотоэффект, Комптон эффектісі құбылыстарын оқып үйрену; кванттық механиканың негізгі ұстанымдарын меңгеру.

8.1 Жарық кванттарының энергиясы және импульсі

Кванттық гипотеза электромагниттік сәулеленудің затпен әсерін зерттегенде, яғни фотоэлектрлік құбылыстарды, Комптон эффектісін, электрон-позитрон жұптарынының туу құбылыстарын зерттегенде жалғасын тапты және эксперимент жүзінде расталды.

М.Планктың идеясын дамыта отырып, А.Эйнштейн жарық кванттық түрде *шығарылады, жұтылады және таралады* деп тұжырымдады, яғни жарық дискретті, ол бөлшектерден тұрады. Жарық кванты - фотон деп аталады. Эйнштейн гипотезасына сәйкес фотон энергиясы

$$W = \hbar\omega, \tag{8.1}$$

мұндағы ω – жарық толқынының циклдік жиілігі.

Фотон $c = 3\cdot10^8$ м/с жылдамдықпен қозғалады. Фотонның импульсі

$$P = \hbar\frac{\omega}{c} = \hbar k, \tag{8.2}$$

мұндағы $k = \omega / c = 2\pi / \lambda$ - $\vec{k}$ - толқындық вектор модулі, ол жарық толқындарының таралу жылдамдығы векторының бойымен бағытталған. Бұл формуланы векторлық түрде жазуға болады

$$\vec{P} = \hbar\vec{k}. \tag{8.3}$$

Фотон энергиясы мен импульсы арасындағы байланыс

$$W = cp. \tag{8.4}$$

Фотонның массасы

$$m_{ф} = \frac{W}{c^2} = \frac{\hbar\omega}{c^2}. \qquad (8.5)$$

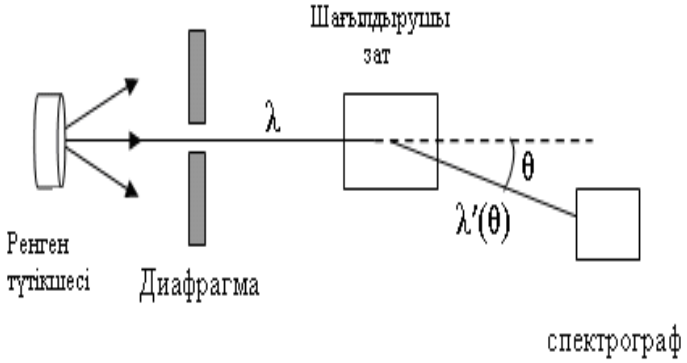
Фотонның басқа бөлшектерден айырмашылығы, оның тыныштықтағы массасы болмайды $m_0 = 0$.

Сонымен, *фотон* – электромагниттік сәуле шығару кванты. Басқа бөлшектер сияқты оның энергиясы, импульсы, массасы бар. Фотонның осы корпускулалық сипаттамалары толқындық сипаттамаларымен – жиілікпен және толқындық вектормен байланысқан.

8.2 Кванттық теорияның негізгі идеяларын эксперименттік негіздеу. Комптон эффекті

Электромагнитті сәуле шығарудың корпускулалақ қасиеттері бірнеше физикалық эксперименттермен дәлелденген. Олардың бірі фотоэффект (СӨЖ) және Комптон эффект. Соңғысын толығырақ қарастырамыз.

1922 жылы А.Комптон эксперимент жүзінде рентген сәулелерін еркін электрондар арқылы шашыратқанда олардың жиіліктері екі бөлшектің (фотон мен электронның) серпімді соқтығысу заңына сәйкес өзгеретінін көрсетті. Комптон тәжірибе жасаған құрылғының сұлбасы 8.1-суретте көрсетілген.



8.1 сурет

Комптон эффектісінің негізгі ерекшелігі: толқын ұзындығы өзгерісі $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ түскен сәуленің толқын ұзындығына да, шашырататын затқа да тәуелді емес, шашырау бұрышымен θ ғана анықталады.

$$\Delta\lambda = \lambda'(\theta) - \lambda = \lambda_c(1 - \cos\theta), \qquad (8.6)$$

мұндағы λ_c – тұрақты сан, электронның комптондық толқын ұзындығы деп аталады, $\lambda_c = 2{,}43 \cdot 10^{-12}\,м$.

Комптон эффектісін түсіндіру үшін рентген фотоны мен тыныштықтағы еркін электронның серпімді соқтығысуын қарастырамыз. Атомдағы

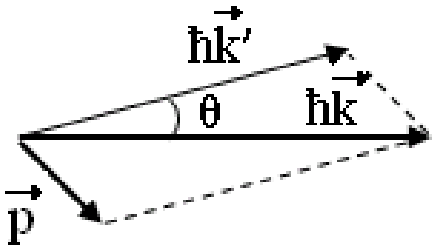
электронның байланыс энергиясы фотонның электронға беретін энергиясынан (әлдеқайда) біршама кіші.

Бұл жерде энергиямен импульстың сақталу заңдары мына түрде жазылады

$$\hbar\omega + m_0c^2 = \hbar\omega' + c\sqrt{p^2 + m_0c^2} \qquad (8.7)$$

$$\hbar\vec{k} = \vec{p} + \hbar\vec{k}' \qquad (8.8)$$

мұндағы $\hbar\omega$ және $\hbar\omega'$ – рентген фотонының соқтығысуға дейінгі және одан кейінгі энергиялары; m_0c^2 – электронның соқтығысуға дейінгі энергиясы; $c\sqrt{p^2 + m_0c^2}$ - электронның соқтығысудан кейінгі энергиясы; $\vec{p}$ – соқтығысудан кейінгі электрон импульсі; $\hbar\vec{k}$ және $\hbar\vec{k}'$ - соқтығысудан кейінгі және одан кейінгі фотон импульсі. (8.8) теңдеу 8.2-суретте векторлық диаграмма түрінде көрсетілген. Осы диаграмманы және (8.7) өрнегін қолданып, (8.6) теңдеуін аламыз.



8.2 сурет

Бұл формула Комптон тәжірибелерінің нәтижелерімен сәйкес келеді. Бұл электрмагниттік сәуле шығарудың корпускулалық қасиеті туралы түсініктің дұрыс екенін көрсетеді.

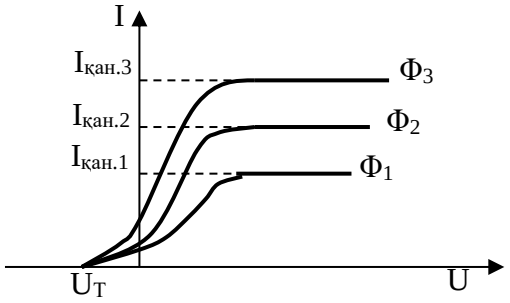
8.3 Сыртқы фотоэффект құбылысы

Фотоэффект дегеніміз – электромагниттік сәуле шығару әсерінен электрондардың заттан вакуумге ұшып шығу құбылысы (сыртқы фотоэффект) немесе заттың ішіндегі байланысқан күйдегі электрондардың еркін электрондарға айналу құбылысы (ішкі фотоэффект). Сыртқы фотоэффект қатты денелер мен сұйық заттарда (металл, жартылай өткізгіш, диэлектриктерде) бақыланады. Ал газдарда болатын фотоэффект құбылысы *фотоионизация* деп аталады, бұл газдың жекелеген молекулалары мен атомдарынан электрондардың ұшып шығу құбылысы.

Сыртқы фотоэффек құбылысын бірінші рет Г.Герц ашты. Ал А.Столетов 1888 – 1889 жылдар аралығында эксперимент жүзінде жан-жақты зерттеген. Эксперименттен алынған нәтижелер 8.3-суретте көрсетілген, бұл суретте фотоэлементтің вольт-амперлік сипаттамалары келтірілген (бірдей жиілікте ω

= const, әртүрлі жарық ағыны үшін фототоктың катод пен анод арасына түсірілген кернеуге тәуелділігі).

Сызбадан байқайтынымыз $U = 0$ болған кезде катодтан шыққан электрондардың бір бөлігі анодқа жетеді. Егер теріс таңбалы тежеуіш кернеу беретін болсақ U_T, фототок нөлге айналады.



8.3 сурет

Тежеуіш кернеу жарық ағынына тәуелсіз, ол жарық жиілігімен ғана анықталады; кернеудің $U \rangle 0$ болатын бір мәнінде фототок қанығу мәніне жетеді $I_{қан}$. Қанығу тогы неғұрлым үлкен болса, Ф жарық ағыны соғұрлым үлкен болады (яғни уақыт бірлігінде көбірек электрондар ұшып шығады); мысалы, катодқа жиілігі әртүрлі жарық түсірейік.

Егер жарық жиілігі ω катодтың материалына тән ω_0 жиіліктен аз болса, жарық ағынының кез келген мәнінде фотоэффект байқалмайды. ω_0 жиілік пен оған сәйкес келетін толқын ұзындығы $, \lambda_k = \hbar c / \omega_0 -$ фотоэффектінің қызыл шекарасы деп аталады.

Заттан электрондардың ұшып шығуы жарықтың толқындық табиғатына қайшы келмейді, бірақ ол фотоэффект заңдылықтарын түсіндіре алмайды.

Ал 1905ж. А.Эйнштейн фотоэффект заңдарын алғаш рет түсіндірді. Фотон металл бетіне түскенде өзінің барлық энергиясын электронға береді (яғни электрон фотонды резонанссыз жұтады). Егер бұл энергия үлкен болса, электрон металдың ішінде ұстап тұрған күшті жеңіп, металдан сыртқа ұшып шыға алады. Бұл процесте энергияның сақталу заңы орындалады:

$$\hbar\omega = A + \frac{m\upsilon_m^2}{2}, \qquad (8.10)$$

мұндағы – υ_m – металл бетінен ұшып шыққан электронның максималды жылдамдығы; A – электронның металдан шығу жұмысы; m –электронның массасы. (8.10) өрнегі *фотоэффект үшін Эйнштейн заңы* деп аталады. Бұл формула фотоэффектінің барлық заңдылықтарын түсіндіреді:

- егер сәулелену интенсивтілігі өте жоғары болмаса, онда әрбір фотоэлектрон бір фотонның энергиясын қабылдайды. Бұл кезде электронның максималды жылдамдығы фотонның энергиясына ғана тәуелді;

- белгілі жиіліктегі сәулелену интенсивтілігі фотондардың ағыны тығыздығына ғана тәуелді. Фотондардың ағыны тығыздығы фотондардың электрондармен соқтығысу санына байланысты өзгереді. Сондықтан қанығу тогы сәулелену интенсивтілігіне тура пропорционал;

- $\hbar\omega < A$ кезінде Эйнштейн теңдеуінің мағынасы жоқ, (электронның кинетикалық энергиясы теріс сан болуы мүмкін емес), бұл фотоэффектінің қызыл шекарасы бар екенін көрсетеді.

Физикалық объект бір мезгілде корпускулалық және толқындық қасиеттерге ие болса, онда мұны *корпускулалық-толқындық дуализмі* деп атайды.

9 Дәріс №9. Жылулық сәуле шығару. Кирхгоф, Стефан -Больцман, Вин заңдары. Рэлей-Джинс, Планк формуласы

Дәрістің мазмұны: дәрісте жылулық сәулеленудің табиғаты қысқаша баяндалады

Дәрістің мақсаты: абсолют қара дененің негізгі заңдарын оқып үйрену

9.1 Жылулық сәуле шығару заңдары

Жылулық сәуле шығару дегеніміз заттың ішкі энергиясы (атомдар мен молекулалардың жылулық қозғалысының энергиясы) өзгергенде шығарылатын электромагниттік сәуле шығару.

Температурасы абсолюттік нөлден жоғары кез келген агрегаттық күйдегі барлық денелер жылулық сәуле шығарады. Жылулық сәуле шығару қарқындылығы мен оның спектрлік құрамы сәуле шығаратын дененің оптикалық қасиеттері мен температурасына тәуелді. Жылулық сәуле шығару үшін жарық сәулелерінің таралу, шағылу, сыну заңдары орындалады.

Жылулық сәуле шығару – затпен термодинамикалық тепе теңдікте бола алатын жалғыз сәуле шығару түрі.

Жылулық сәуле шығарудың спектрі кейбір жиіліктегі интенсивтілігі максимум болатын тұтас спектр.

Кез келген дененің жылулық сәуле шығаруы төмендегі шамалармен сипатталады. Энергетикалық жарқырау R_T – сәуле шығаратын дененің бірлік бетінен бірлік уақытта барлық бағытта (2π бұрыш шамасына) шығарылатын толық энергия ағынына тең шама

$$R_T = \frac{d\Phi}{dS}. \qquad (9.1)$$

Дененің бірлік беті арқылы бірлік уақытта $d\omega$ жиілік интервалында шығарылатын энергия ағынының бөлігі дененің сәуле шығару қабілеті $r_{\omega,T}$ деп аталады

$$dR_{\omega,T} = r_{\omega,T} d\omega . \qquad (9.2)$$

Сәуле шығару қабілеті сәуле шығарудың энергиясының жиілікке тәуелді таралу функциясы болып табылады. Энергетикалық жарқырау мен сәуле шығару қабілеті бір-бірімен байланысы

$$R_T = \int_0^\infty r_{\omega,T} d\omega . \qquad (9.3)$$

Шағылған энергияны өлшемсіз $b_{\omega,T}$ шағылдыру қабілеті, ал жұтылған энергияны дененің $a_{\omega,T}$ жұтқыштың қабілеті деп аталатын шамалармен сипаттайды. Олай болса

$$a_{\omega,T} + в_{\omega,T} = 1. \qquad (9.4)$$

Егер дене түскен сәулелік энергияны толығымен жұтатын болса, мұндай дене *абсолют қара дене* деп аталады. Барлық жиілікте абсолют қара дене үшін: $a_{\omega,T} = 1$, $b_{\omega,T} = 0$. Абсолюттік қара дененің мысалы – кішкене тесігі бар үлкен қуыс дене. Осындай қуыс ішіне енген сәуле оның қабырғасының ішкі бетінен сан рет шағылып, сәуле ең соңында толығымен жұтылады.

Мөлдір емес дененің сәуле шығарғыштың және жұтқыштың қабілеттері арасында мынадай байланыс бар

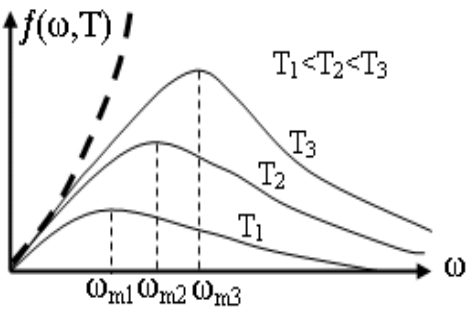
$$\left(\frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}}\right)_2 = \ldots = f(\omega,T). \qquad (9.5)$$

Бұл заңды 1859 жылы Г.Кирхгофф тағайындады. Сондықтан Кирхгофф заңы деп аталады.

Денелердің энергетикалық жарқырауының спектрлік тығыздығының оның жұтқыштық қабілетіне тәуелділігі дене материалына тәуелсіз және барлық денелер үшін бірдей, ол температура мен жиіліктің функциясы болып табылды.

$f(\omega,T)$функциясы Кирхгофф функциясы деп аталады. (7.5) формуладан көріп тұрғанымыздай, бірдей температурада кез келген дененің сәуле шығарғыштық қабілеті абсолют қара дененің сәуле шығарғыштық қабілетінен үлкен болмайды.

Абсолют қара дененің жылулық сәуле шығаруын эксперимент жүзінде зерттегенде $f(\omega,T)$ тәуелділігінің температураға тәуелді екені анықталды.



9.1 сурет

9.1 - суреттен көрініп тұрғандай, абсолют дененің сәуле шығарғыштық қабілеті температура жоғарылаған сайын күшейе түседі. Температура өскенде сәуле шығару қабілетінің максимумы жоғары жиіліктер аймағына қарай ығысады: $\omega_{m\,1}<\omega_{m\,2}<\omega_{m\,3}$. Эксперименттен төмендегідей заңдылықтар ашылды

$$R_T = \sigma T^4, \tag{9.6}$$

$$\omega_m = bT, \tag{9.7}$$

мұндағы σ – Стефан-Больцман тұрақтысы $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \dfrac{Вт}{м^2 K^4}$;

b –Вин тұрақтысы $b = 2{,}9 \cdot 10^{-3}\, м \cdot K$.

(9.6) қатынасы Стефан-Больцман заңы деп аталады, ал (9.8) қатынасы Виннің ығысу заңы деп аталады. Бұл екі заң жылулық сәуле шығару теориясының дамуы кезінде үлкен рөл атқарды.

9.2 Абсолют қара дененің сәуле шығару мәселелері

Жылулық сәуле шығару заңдылықтарын Релей мен Джинс теориялық түрде түсіндірмек болды. Олар энергияның еркіндік дәреже бойынша таралу туралы классикалық статистика теоремасын қолданды. Тұйық қуыстағы тепе-тең жылулық сәуле шығару қарастырылды. Релей-Джинс заңы

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT \tag{9.8}$$

Релей-Джинс теориясындағы абсолют қара дененің энергетикалық жарқырауы $R_T \to \infty$ болады, мұның физикалық мәні жоқ.

Барлық фактлерді қарастыра келе, мынадай қорытындыға келеміз.

Классикалық физика жылулық сәуле шығаруды жоғары жиіліктер аймағында түсіндіре алмайды. Сәуле шығару теориясындағы бұл жағдай физика тарихында «ультракүлгін апаты» деген атпен белгілі. Осының салдарынан физиканың негізгі теорияларын қайта қарастыруға тура келді.

9.3 Планктың кванттық гипотезасы және формуласы

Неміс физигі М.Планк бірінші рет Кирхгоф функциясын дұрыс өрнектеді және абсолют қара дененің сәуле шығаруының спектрлік заңдылығының теориясын жасады.

Ол үшін Планк ω жиілікпен тербелетін гармоникалық осциллятордың (атомның) энергиясын дискретті мән ғана қабылдайды деген гипотеза ұсынды. Энергияның бұл дискретті мәні энергияның элементар (бөлігі) порциялары, яғни энергия кванттарының бүтін санына тең

$$W = n\hbar\omega, \qquad (9.9)$$

мұндағы $\hbar = h/2\pi$ – универсал тұрақты деп аталады; $h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ *Дж* $\cdot$ *с* – Планк тұрақтысы; $n = 1,2,3,\ldots$бүтін сандар.

Планктың гипотезасын негізге ала отырып абсолют қара дененің сәуле шығарғыштық қабілеті үшін төмендегі өрнекті жазуға болады:

$$f(\omega,T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2}\frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT)-1} \qquad (9.10)$$

Планк формуласы $(0,\infty)$ жиілік интервалдағы барлық эксперименттік нәтижелерді қанағаттандырады. Планк формуласы негізінде Стефан-Болцман және Вин заңдарындағы тұрақтылар есептелініп шығарылды. Планк формуласынан аз жиіліктер аймағында Релей-Джинс формуласын алуға болады.

Сонымен, электромагниттік сәуле шығару корпускуляторлық сипаты туралы Планк гипотезасы дұрыс деген қорытындыға келдік. Планктың дәл осы идеясы *кванттық физиканың* дамуына түрткі болды.

10 Дәріс №10. Атом планетарлық моделі және спектрі. Резерфорд тәжірибесі. Бор постулаттары және оның салдары

Дәрістің мазмұны: дәрісте атомның планетарлық моделі және сутегі атомы үшін Бор теориясы қысқаша баяндалады.

Дәрістің мақсаты: атомның құрылымын, сипаттамалары мен қасиеттерін оқып үйрену

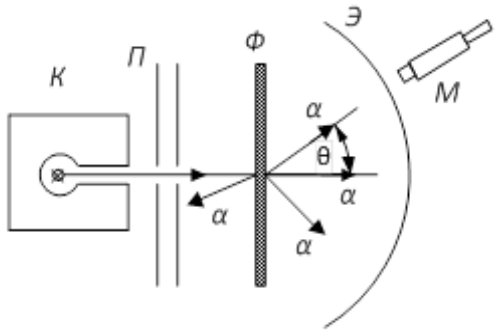
10.1 Атомның ядролық моделі

20 ғ. бас кезінде атомның шын бар екендігі ешқандай күмәнсіз жалпылай мойындалды. Атомдар реттік шамасы 10^{-10} м (10.1 сурет) болатын электрлік жүйе құрайтындығы тағайындалды. Енді күн тәртібіне атом құрылымы қандай деген мәселе қойылды. Атом құрылысы туралы бірқатар пікірлер айтылды; атомның модельдері ұсынылды.

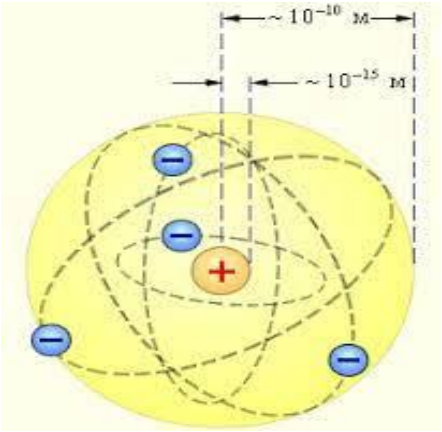
Томсон моделы. Осы модельге сәйкес атомның оң заряды сфера тәрізді атомды біркелкі толтырып тұруға тиіс, ал оның ішінде нүктелік теріс зарядтар электрондар атом бүтіндей бейтарап болатындай мөлшерде сфераның әр жерінде орналасқан болады.

Томсон моделіндегі қайшылықтарды атом қойнауын әйтеуір бір амалмен тікелей барлап қарау арқылы шешуге болатын еді. Міне осындай тәжірибені ағылшын физигі Э.Резерфорд (1871-1937) және оның шәкірттері Г.Гейгер, Э.Марсден жүргізді (1909-1910 ж.ж.). Тәжірибелер Томсон моделін келісімсіздігін көрсетті.

Осы тәжірибелер нәтижелеріне сүйеніп Э.Резерфорд атомның жаңа ядролық моделін ұсынды (1911). Атомның бұл моделінің шығуы α-бөлшектері көмегімен жүргізілген мынандай тәжірибелерге негізделген болатын. Резерфорд тәжірибесінде α-бөлшектермен жұқа алтын фольганы атқылағанда α-бөлшектердің басым көпшілігі фольгадан негізінен бос кеңістіктен өткендей түзу сызықты жолынан ауытқымай өтетіндігі байқалған (10.1 сурет). Мәселен, қалыңдығы $4\cdot10^{-7}$м алтын фольгадан өткенде α-бөлшектердің көпшілігі түзу сызықты жолдан 1° – 2° -тан аспайтын θ бұрыштарғы ауытқыған. Бастапқы қозғалыс бағытынан аутқыған α-бөлшектерге келсек, өте үлкен бұрыштарға кейде 180°-қа дейінгі бұрышқа аздаған ғана α-бөлшектер шашырайды.



10.1 сурет



10.2 сурет

Көптеген α-бөлшектің біреуі 180°-қа бұрылып, кері серпілген. Резерфордтың пікірі бойынша бұл оң зарядталған α-бөлшектер кеңістіктің өте кішкентай аймағында шоғырланған ауыр оң зарядтың тебуіне душар болған жағдайда ғана мүмкін болады. *Резерфорд былай ұйғарды:* атом өте кішкентай бірақ ауыр оң зарядталған ядродан (мұнда атом массасының 99,9 % шоғырланған) және оны қайсыбір қашықтықта қоршаған электрондардан тұрады (10.2 сурет). Электрондар ядроны айналып қозғалуы тиіс болды (күнді айналатын планеталар сияқты). Резерфордтың бағалауы бойынша ядро мөлшерінің реттік шамасы 10^{-14} – 10^{-15} м болуы тиіс. Атом құрылысының осындай моделі *планетарлық* немесе *ядролық модель* деп аталады. Классикалық электродинамика заңдарына сәйкес, үдемелі қозғалған

зарядталған бөлшек электромагнитті сәуле шығарып, энергиясы азайып электрлік кулондық тарту әсерінен ядроға құлаған болар еді. Яғни атомның тұрақтылығы атомның ішкі процестері классикалық теорияға бағынбайтынын көрсетеді.

10.2 Бор постулаттары және оның салдары

Атомның ядорлық (планетарлық) моделі классикалық физика заңдары тұрғысынан орнықсыз. Өйткені классикалық электродинамика заңдарына сәйкес:

1) Үдемелі қозғалатын зарядталған бөлшек (электрон) электромагниттік энергияны (жарық) үздіксіз шығаруға тиіс.

2) Осы жарықтың жиілігі электронның ядроны айналу жиілігіне тең болуы керек.

Демек, осы модельге сәйкес атомның толық энергиясы үздіксіз кеми беруге, ал айналу жиілігі үздіксіз арта береуге тиіс. Осы жағдайда өте аз уақыт ($\sim 10^{-8}$е) ішінде электрон ядроға құлап, атом өзінің өмір сүруін тоқтататындығын есептеп, көз жеткізуге болады. Ал бұл барлық атомдардың өте қысқа уақыт ішінді қиратандығын көрсетеді. Бұған қоса, егер берілген модель дұрыс болса, онда сутегінің оптикалық спектрі (басқа элементтердің спектрі де) үздіксіз, тұтас болу керек. Осы екі қорытынды да тәжірбие деректеріне толығынан қарама-қайшы келеді. Шындығында атом өте орнықты жүйе болып табылады және қозбаған күйде жарық шығармайды, атом сызықтық оптикалық спектр береді. Сонымен, атомның ядорлық (планетарлық) моделі (классикалық механика және электродинамикамен қосылып) атомның орнықтылығын да атомдық спектрдің сызықтық сипатта болатынын да түсіндіре алмады.

Осы тұйыққа тірелуден шығу жолын 1913 ж Дания физигі Нильс Бор (1885-1962) тапты. Ол үшін оған классикалық физика түсініктеріне қайшы келетін жоромалдар енгізуге тура келді. Бор өзінің жорамалдарын екі постулат түрінде ұсынды:

1. Классикалық механика тұрғысынан атомда мүмкін болатын шексіз көп электрон орбиталары ішінен, шындығында импульс моменті белгілі *кванттық шарттарды* қанағаттандыратын тек кейбір дискретті орбиталар іске асады.

$$m\upsilon r = n\hbar \ (n = 1,2,3...) \qquad (10.1)$$

Электрон осы станционарлық орбиталардың энергиясының дискретті мәндері ($E_1, E_2, E_3,...$) болады.

2. Электрон бір стационарлық күйден екінші стационарлық күйге көшкенде ғана жарық энергиясы $h\nu$ кванттары түрінде шығарылады немесе жұтылады. Жарық квантының шамасы араларында электрон кванттық көшу жасайтын стационарлық күйлер энергияларының айырмасына тең:

$$h\nu = E_n - E_m \qquad (10.2)$$

мұндағы E_n, E_m - атомның стационар күйлерінің энергиялары.

Осы теңдік *Бордың жиіліктер ережесі* деп аталады. Сонымен атом стационарлық бір күйден басқа екінші күйге секірмелі түрде ауысады. Бұлар *кванттык көшулер* деп аталады. Жұтылу спектірінің пайда болу механизмі осындай.

Классикалық Бор теориясы бойынша сутегі атомында электрон ядроны дөңгелек орбита бойынша айнала қозғалады деп қарастырады. Электрон массасы сутегі ядросының массасынан 1836 есе кіші болғандықтан, электронмен салыстырғанда ядро шексіз ауыр, демек ол қозғалмай тыныштықта тұрады деп санауға болады. Атом ядросы мен электроны kZe^2/r^2 кулондық күшпен әсерлеседі, радиусы *r* шеңбер бойымен қозғалғандықтан ол $\frac{\upsilon^2}{r}$ - центрге тартқыш үдеумен қозғалады:

$$\frac{m\upsilon^2}{r} = k\frac{Ze^2}{r^2}, \qquad (10.3)$$

осыдан *n* -ші стационар орбитадағы электронның қозғалысы үшін:

$$\frac{m\upsilon_n^{\ 2}}{r_n} = k\frac{Ze^2}{r_n^{\ 2}} \ . \qquad (10.4)$$

Жоғарыдағы (10.2) және (10.4) өрнектерінен қолдана отырып, стационар орбитаның r_n радиусын анықтауға болады

$$r_n = \frac{n^2\hbar^2}{km_eZe^2} = \frac{4\pi\varepsilon_0 n^2\hbar^2}{m_eZe^2} \qquad (10.5)$$

Атомның бірінші орбитасының радиусы (*n=1, Z=1*) *бірінші Бор радиусы* немесе *Бор радиусы* деп аталады:

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{km_ee^2} = 0.0529\,нм \ .$$

(10.6)

Электронның E толық энергиясы оның $T = \frac{m_e\upsilon^2}{2}$ - кинетикалық энергиясы мен теріс $U = -\frac{kZe^2}{r}$-потенциалды энергияларының қосындысына тең

$$E = \frac{m_e \upsilon^2}{2} - \frac{kZe^2}{r} \qquad (10.7)$$

(10.3) өрнектен электронның кинетикалық энергиясы оның потенциалды энергиясының модулынан екі есе аз екені көрінеді. Сонда (10.7) өрнегі бойынша *сутегі тектес атомдардың толық энергиясы*

$$E = -\frac{kZe^2}{2r} \ . \qquad (10.8)$$

Осы теңдеуге (10.5) r_n радиусының мәнін қойып *сутегі тектес атомдар үшін стационар күйдің толық энергиясының n кванттық санға тәуелді теңдеуін* аламыз:

$$E_n = -\frac{k^2 Z^2 m_e e^4}{2\hbar^2 n^2}. \qquad (10.9)$$

Демек, атомның дискретті энергия мәндері бар күйлері ғана болуы мүмкін. Мұндағы «минус» таңбасы жүйенің байланысқан екендігін көрсетеді. Бас кванттық санының *n=1* мәніне сәйкес келетін атом күйі *атомның негізгі күйі, n>1* болатын күйді *қозған күй* деп атайды. Мысал ретінде атомның негізгі күйдегі энергиясын есептейік

$$E_1 = -\frac{k^2 m_e e^4}{2\hbar^2} = -2.18 \cdot 10^{18} Дж = -13{,}6 эВ.$$

(10.10)

Бұл энергия сутегі атомының *ионизациялау энергиясы* деп аталады, яғни атомнан электронды жұлып алып үлкен қашықтыққа ажыратуға кететін энергия:

$$E_и = -E_1 = \frac{k^2 m_e e^4}{2\hbar^2} = 2.18 \cdot 10^{18} Дж = 13{,}6 эВ. \qquad (10.11)$$

Жалпы түрде сутегі атомы үшін:

$$E_n = -13{,}6 / n^2 эВ, \qquad (10.12)$$

сутегі тектес атомдар үшін:

$$E_n = -13{,}6 Z^2 / n^2 эВ. \qquad (10.13)$$

10.3. Сутегі атомының спектрі

Сутегі атомы E_n күйден E_m күйге көшетін болсын. Бордың (10.2) екінші постулатын пайдаланып, жарық квантының энергиясы үшін мына өрнекті жазамыз

$$\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h} = \frac{m_e Z^2 e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right). \qquad (10.14)$$

Осы формула сутегі атомының спектрлік сериясы үшін алынған Ридбергтің эмпирикалық формуласымен сәйкес келеді:

$$\nu_{nm} = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right). \qquad (10.15)$$

Мұндағы $R = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3}$ – *Ридберг тұрақтысы* деп аталады.

Сонымен Бор теориясы сутегі және сутегі тектес иондар үшін экспериментпен жақсы сәйкес келеді.

Энергетикалық күйдің дискреттілігі 1913 жылы Д. Франк пен Г. Герцтің сынап атомын электрондармен соқтығысуын зерттеу тәжірибесінде көз жеткізілді.

Бордың кванттық теориясы атом құрылысы жайындағы ілімнің даму жолындағы едәуір жетістік болып табылады. Ол атом ішінде өтетін құбылыстарды бейнелеу үшін классикалық физиканың жарамсыздығын, микродүниеде кванттық заңдардың үстем болатынын айқын көрсетіп берді. Микродүние құбылыстарын зерттеген кезде физика кездескен жаңа кванттық заңдылықтарды ұғынуда ірі қадам болды. Бірақ *Бор теориясының елеулі кемшіліктері* де басынан бастап білінді. Ең алдымен бұл теория бір ізді классикалық та, кванттық та болмады, жартылай классикалық, жартылай кванттық теория болды. Бор теориясының жетімсіздігі оны сутегі атомына қолданғанда-ақ білінді, спектрлік сызықтар жиілігінің дұрыс мәндері алынғанымен, бұлардың интенсивтілігін анықтау мүмкін болмады. Бор теориясы сілтілік металл атомдары спектрінің дублеттік сипатын түсіндіре алмады. Бор теориясы шеңберінде сутегі атомынан кейінгі қарапайым атом – гелий атомы теориясын құруға жасалған әрекеттер сәтсіз болды.

Сонымен Бор теориясы кейбір деректерді дұрыс түсіндіргенімен, бірқатар басқаларын түсіндіруге жарамады. Зат бөлшектерінің толқындық қасиеттері ашылғаннан кейін, классикалық механикаға сүйенген. Бор теориясы, атомдық құбылыстардың бір ізді теориясының жасалу жолындағы өтпелі кезең ғана алатындығы түсінікті болды.

11 Дәріс №11. Де Бройл толқыны және толқындық функция. Гейзенбергтің анықталмағандық қатынасы

Дәрістің мазмұны: дәрісте кванттық механика элементтері баяндалған.
Дәрістің мақсаты: заттардың толқындық қасиеттерін оқып үйрену.

Классикалық физикада бөлшек пен толқынның табиғатын әртүрлі деп қарастырады. Бөлшек дискретті, кеңістікте өте аз көлем алады, ал толқын

болса кеңістікте өте үлкен орын алады. Толқын бір ортадан екінші ортаға өткенде жартылай сынып, екінші ортада таралады, ал жартысы шағылып, интерференцияланады. Бөлшек болса біртұтас, ол интерференцияланбайды.

Бірақ XIX ғ. 20-жылдарында физикада табиғаттың фундаментальды заңы ашылды, ол *заттың корпускулалық-толқындық дуализмі* деп аталады, мұнда бөлшек пен толқын туралы түсініктер біріктірілді.

11.1 Де Бройль гипотезасы. Электрондар дифракциясы

Бөлшек пен толқын дуализмін бірінші рет француз ғалымы Луи де Бройль 1924 жылы тұжырымдады. Де Бройль идеясы бойынша, дуализм тек оптикалық құбылыстарға ғана тән емес, оның универсалды мәні бар, яғни корпускулалық-толқындық қасиеттер тек қана фотонмен бірге, барлық бөлшектерде болады: мысалы, электронда да болады.

Сонымен Де Бройль теориясы бойынша кез келген микрообъектінің корпускулалық (энергия w, импульс p) сипаттамаларымен қатар, толқындық сипаттамалары (жиілік ω, толқын ұзындығы λ) да болады. Кез келген бөлшектің корпускулалық-толқындық сипаттамалары дәл фотонның сипаттамалары сияқты байланысқан

$$\omega = \frac{W}{\hbar},\ \lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}. \qquad (11.1)$$

Еркін қозғалатын бөлшек ретінде қарастырылатын толқын *де Бройль толқыны* деп аталады.

Кез келген бөлшектің W энергиясы оның импульсіне p тәуелді $W(p)$. Бұл тәуелділік әр бөлшек үшін әртүрлі, (себебі әр бөлшектің табиғаты әртүрлі, мысалы релятивистік емес бөлшек үшін $W = p^2/2m$). Кез келген толқынның жиілігі $\omega(k)$ оның толқындық векторына тәуелді; Бұл тәуелділік $\omega(k)$ дисперсия заңы деп аталады. Бұл заң әрбір толқын үшін әртүрлі жазылады.

Сонымен, энергиясы өте жоғары емес $(\upsilon << c)$ қозғалыстағы электронға немесе кез-келген бөлшекке толқын ұзындығы сәйкес келеді.

$$\lambda = \frac{h}{m\upsilon}, \qquad (11.2)$$

мұндағы m және υ – бөлшектің массасы мен жылдамдығы.

Механикадағы макроскопиялық денелердің толқындық қасиеттері байқалмайды. Мысалы, массасы 1 г дене 10 м/с жылдамдықпен қозғалса, оған сәйкес де Бройльдық толқын ұзындығы $\lambda \approx 10^{-31} м$. Қазіргі уақытта элементар бөлшектер физикасында 10^{-18}м-ге дейінгі арақашықтықта эксперимент жасауға болады, одан аз қашықтықты бақылай алмаймыз. Сондықтан макроскопиялық дененің толқындық қасиетін ескермейміз. Микроскопиялық бөлшектер үшін,

мысалы, энергиясы 10 эВ-тан 10^4 эВ-қа дейінгі электрон үшін Бройль толқынының ұзындығы $\approx (0{,}1-10)\cdot 10^{-10}$ м, бұл рентген сәулелерінің толқын ұзындығының диапозоны болып табылады. Сондықтан мұндай электрондардың толқындық қасиеттері рентген сәулелерінің дифракциясы байқалатын кристалдармен шашыратқанда көрінеді.

Де Бройль гипотезасын америка ғалымдары К.Девиссон мен Л.Джемер эксперимент жүзінде электрондар ағынының интерференциясын зерттегенде дәлелдеді. П.С. Тартаковский және Г.П. Томсон бір-біріне тәуелсіз электрондардың металл фольгадан өткен кездегі дифракциясын бақылады. Л.М. Биберман, Н.Г. Сушкин и В.А. Фабрикант (1949 ж.) тәжірибелерінде толқындық қасиеттер микробөлшектер ағынына емес, жекелеген микробөлшектерге тән екені дәлелденді.

11.2 Микробөлшектердің толқындық қасиеттері және Гейзенбергтің анықталмағандық қатынасы

Классикалық механикада кез келген бөлшек белгілі бір траекториямен қозғалатын болса, онда кез келген уақыт мезетінде оның координатасы мен импульсін анықтауға болады. Классикалық бөлшектен айырмашылығы микробөлшектердің толқындық қасиеттері бар екенінде. Негізгі айырмашылығы микробөлшектердің траекториясы хаостық (ретсіз), ал оның координатасы мен импульсінің дәл мәнін анықтау мүмкін емес.

Бұл корпускулалық-толқындық дуализмнен шығады. Мысалы, бір нүктедегі толқын ұзындығы деп айтуға болмайды, оның физикалық мағынасы жоқ, ал импульс толқын ұзындығына тәуелді шама, осыдан, микробөлшектің импульсі белгілі болса, координатасы белгісіз және керісінше, микробөлшектерінің координатасының дәл мәні белгілі болса, онда оның импульсі белгісіз болады.

Мысалы, электрон үшін координата x пен импульс компонентінің p_x дәл мәнін анықтау мүмкін емес. Δx пен Δp_x анықталмағандықтары төмендегі қатынасты қанағаттандырады

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar \quad . \qquad (11.3)$$

Аналогиялық түрде (11.3) қатынасын y пен p_y, z пен p_z үшін де және энергия мен уақыт үшін де жазуға болады

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq \hbar . \qquad (11.4)$$

(11.3) және (11.4) қатынастары *анықталмағандық қатынастары* деп аталады. Анықталмағандақ қатынастарын бірінші рет 1927 ж. В.Гейзенберг орнатты.

Бұл қатынастардың физикалық мағынасы төмендегідей: микроәлем объектісі координаталары мен импульс проекцияларының дәл мәні анықталатын күйде бола алмайды.

(11.4) формулаға сәйкес энергияны ΔW дәлдікпен өлшеу үшін $\Delta t \approx \hbar / \Delta W$ уақыт қажет. Мысал ретінде сутегітектес атомдардың энергетикалық деңгейлерінің (негізгі деңгейден басқа деңгейлер) дәл мәнінің болмауын келтіруге болады. Бұл спектрлік сызықтардың кеңеюіне әкеліп соғады және оны барлық қозған күйдегі өмір сүру 10^{-8}с уақытымен түсіндіруге болады. Сонымен бірге, егер жүйе тұрақты болмаса (радиоактивті ядро), онда өмір сүру уақытының шекті болуына байланысты оның энергиясы ΔW -дан аз емес статистикалық дәлдікпен анықталады

$$\Delta W \approx \hbar / \tau , \qquad (11.5)$$

мұндағы τ – жүйенің өмір сүру уақыты.

Мұндай сипаттама классикалық механикадағы бөлшек қозғалысының сипатттамаларынан өзгеше болады, себебі классикалық механикада бөлшек белгілі траекториямен қозғалады және әрбір нүктедегі координатасы мен импульсі белгілі. Екі түйіндес айнымалының анықталмағандық мәндерінің көбейтіндісі Планк ħ тұрақтысынан аз болмайды деген тұжырым *Гейзенбергтің анықталмағандық принципі* деп аталады.

Гейзенбергтің анықталмағандық принципі кванттық механикадағы фундаменталды қағидаларының бірі болып табылады және корпускулалық-толқындық дуализммен байланысты.

12 Дәріс №12. Толқындық функция және оның статистикалық мағынасы. Шредингердің уақыттық және стационар теңдеуі. Қарапайым кванттық жүйе үшін Шредингер теңдеуінің шешімі

Дәрістің мазмұны: дәрісте әртүрлі квант-механикалық есептер үшін Шредингер теңдеуін қолдану, Бордың сәйкестік принципі жайлы айтылады.

Дәрістің мақсаты: дәрісте әртүрлі квант-механикалық есептер үшін Шредингер теңдеуін қолдануды меңгеру.

12.1 Толқындық функция

Кез келген фундаменталды физикалық теорияның құрылымында *күй түсінігі* және *күй динамикасын түсіндіретін теңдеулер* маңызды элементтер болып табылады.

Классикалық механикада бөлшектер күйі берілген уақыт мезетінде *x, y, z* координаттармен p_x, p_y, p_z импульстермен беріледі, ал динамиканың негізгі теңдеу - Ньютонның екінші заңы. Микродүние физикасында бөлшектер күйінің мұндай анықтамасы және күй функциясы болып табылатын күштер түсінігі мүлдем мағынасын жоғалтады.

Бөлшектердің толқындық қасиеттерінің болуы микробөлшектердің күйін, толқындық қасиеті бар қандай да бір функция көмегімен түсіндіруге болатынын айқындайды.

Кванттық механикада микробөлшектердің күйі кеңістіктік координаттар және уақыт функциясы болып табылатын $\Psi(x, y, z, t)$ *толқындық функциямен* беріледі. Релятивистік емес жағдайда бұл күйдің уақыт бойынша өзгеруі, яғни микробөлшектердің динмикасы кванттық теориялардың негізгі теңдеуі - Шредингер теңдеуімен сипатталады.

Толқындық функция математикалық мағынада өріс (ол комплексті болғандықтан Ψ функциясымен сипатталатын толқындар байқалмайды) болып табылады. Толқындық функцияның физикалық мағынасының түсініктемесін алғаш рет М. Борн берді, ол төменде келтірілген.

Ψ комплексті функциясының $|\psi(x, y, z)|^2$ модулының квадраты координаттары x,y,z болатын нүкте айналасындағы dV көлемде бөлшектердің болу ықтималдығының тығыздығын береді. Микробөлшектерді t уақыт мезетінде осы көлем ішінде болу ықтималдығы келесі өрнекпен беріледі

$$dP = |\Psi(x, y, z, t)|^2 dV . \qquad (12.1)$$

Ψ функциясы өзінің мағынасы бойынша қандай да бір шарттарды қанағаттандыруы қажет. Толқындық функция барлық жерде *үздіксіз* және *бірмәнд*і болуы керек. Сонымен қатар (10.1) өрнегімен анықталатын ықтималдық толқындық функцияның нормалдау шартына сәйкес бірге тең болуы тиіс.

$$\int_V |\Psi(x, y, z, t)|^2 dV = 1 . \qquad (12.2)$$

Келтірілген шарттардың кванттық механикада үлкен мәні бар. Шредингер теңдеуінің шешімдері осы талаптарды тек белгілі бір шарттарында ғана, мысалы энергияның белгілі бір дискретті мәндерінде ғана қанағаттандырады.

12.2 Шредингердің уақыттық және стационар теңдеуі

Толқындық функция микробөлшектер күйінің негізгі сипаттамасы. Кванттық механикада толқындық функция арқылы осы күйдегі берілген объекті сипаттайтын физикалық шаманының орташа мәнін есептеуге болады.

Күйдің уақыт бойынша өзгеруі, яғни микробөлшектер динамикасы,

релятивистік емес жағдайда, кванттық теориялардың негізі болып табылатын Шредингердің стационар емес теңдеуімен сипатталады

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(x, y, z, t)\Psi, \qquad (12.3)$$

мұндағы $i = \sqrt{-1}$ - жорамал бірлік;

m - бөлшек массасы;

Δ - Лаплас операторы;

U - микробөлшектің потенциалдық энергиясы.

Бұл теңдеуді қандай да бір классикалық физиканың заңдарынан қорытылып шығарылмайды. Классикалық физикада Ньютонның екінші заңы қандай рөл атқарса, релятивистік емес кванттың механикада Шредингер теңдеуі дәл сондай рөл атқарады.

Кванттық механикада микробөлшек стационар күш өрісінде орналасқан және оның потенциалдық энергиясы уақытқа тәуелді емес болатын, стационар есептер көптеп кездеседі. Бұл жағдайда Шредингердің стационар теңдеуі қолданылады

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(W - U)\Psi = 0. \qquad (12.4)$$

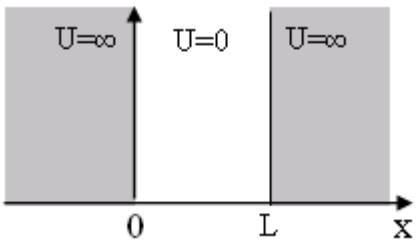
Бұл теңдеудегі w параметрінің мағынасы бөлшектің толық энергиясы, ал бұл теңдеудің $\Psi(x, y, z)$ шешімі кеңістіктік координаттар функциясы болып табылады. Шредингер теңдеуі дербес туындылы теңдеу және оның шешімі үшін бастапқы және шекаралық шарттар берілуі қажет.

Берілген $U(x, y, z)$ жағдайда, (12.4) теңдеуін қанағаттандыратын $\Psi(x, y, z)$ функциясы *меншікті функция*, ал теңдеудің шешімінен шығатын w энергия мәндері *меншікті мәндер* деп аталады.

12.3 Қарапайым кванттық жүйе үшін Шредингер теңдеуінің шешімі

12.3.1 Бір өлшемді шексіз терең потенциалдық шұңқырдағы микробөлшектің күйі

Массасы *m* бөлшек *Ox* осі бойымен ғана қозғалсын. Бөлшектің қозғалысы шұңқырдың қабырғаларымен шектеулі, қабырғалардың координаталары *x=0* және *x=L*. Мұндай өрістегі бөлшектің потенциалдық энергиясы 12.1 - суретте көрсетілген.



12.1 сурет

Бөлшектің ψ функциясы *x* координатасына ғана тәуелді болғандықтан, Шредингердің (12.4) стационарлық теңдеуі мына түрде жазылады

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(W-U)\Psi=0. \qquad (12.5)$$

Бөлшек шұңқырдан шыға алмайды, сондықтан $x\langle 0$ және $x\rangle L$ аймақтарда $\Psi(x)=0$. Пси- функцияның үздіксіздік шартынан шығатыны, шұңқырдың шекараларында ол нөлге тең болуы қажет

$$\Psi(0)=\Psi(L)=0. \qquad (12.6)$$

Шекаралық шарт - (12.6) теңдеуі (12.5) теңдеуіне қосымша. Шұңқырдың шектерінде (бұл аймақта $U=0$) (10.5) өрнегі мына түрде жазылады

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}W\Psi=0. \qquad (12.7)$$

Бұл теңдудің шешімін табу дегеніміз, бөлшектің W (знергетикалық спектр) толық энергиясының мүмкін мәндерін және осы мәндерге сәйкес келетін $\Psi(x)$ толқындық функциясын табу.

Жоғарыдағы (12.7) теңдеуі – тербелістер теориясындағы белгілі теңдеу. Ол (12.6) шартты энергияның мына мәндерінде қанағаттандырады

$$W_n=\frac{\pi^2\hbar^2}{2mL^2}n^2, \qquad (12.8)$$

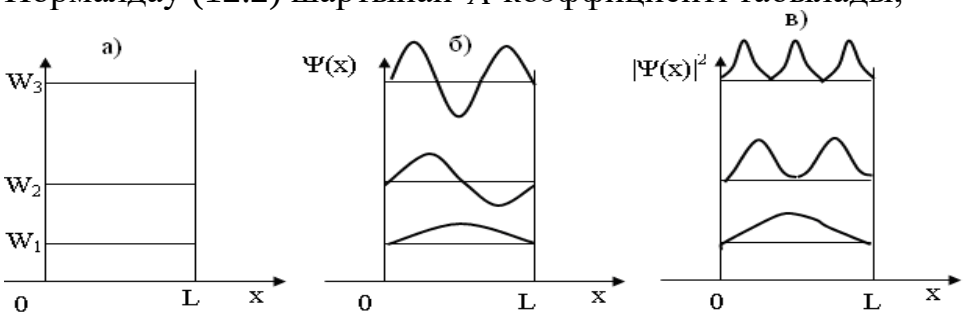
мұндағы $n=1,2,3...$- бүтін сандар.

Бұл нәтиже микробөлшектің потенциалдық шұңқырдағы энергетикалық спектрі дискретті және бөлшек энергиясы квантталатынын көрсетеді. Ал W_n энергияның кванттық мәндері -*энергия деңгейлері*, n-*бас кванттық сан* деп аталады.

Бөлшектің меншікті функциясы (12.8) өрнегіне сәйкес,

$$\Psi_n(x)=A\sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right),\ o\le x\le L. \qquad (12.9)$$

Нормалдау (12.2) шартынан A коэффициенті табылады,



12.2 сурет

және (12.9) өрнегі мына түрде жазылады

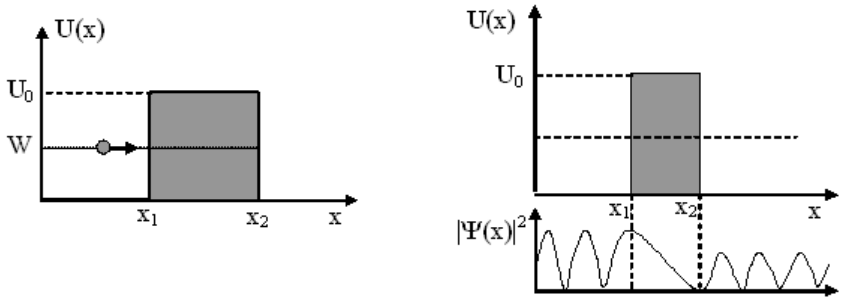
$$\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{n\pi x}{L}. \qquad (12.10)$$

Бөлшектің потенциалдық шұңқырдағы энергетикалық деңгейлері 12.2 – суретте (а), сонымен қатар $\Psi_n(x)$ функциясының сызбасы (б) және координатасы x нүкте айналасында бөлшектің болуының dP/dx(в)-ықтималдық тығыздығының сызбалары келтірілген.

Кванттық және классикалық бөлшектердің айырмашылықтары 12.2-суретте сипатталған. Классикалық бөлшек шұңқырда кез келген энергияға ие бола алады және шұңқыр түбіндегі тыныштықтағы бөлшек үшін $W_{\min} = 0$. Ал кванттық бөлшек спектрі дискретті, оның ең аз энергиясы $n=1$ мәніне сәйкес келеді және ол нөлге тең болмайды. Кванттық бөлшек тыныштықта болуы мүмкін емес. Классикалық бөлшек шұңқырдың кез келген нүктесінде болу ықтималдығы бірдей. Кванттық бөлшектің, мысалы ең төменгі $n=1$ энергетикалық деңгейде шұңқырдың ортаңғы бөлігінде болу ықтималдығы ең жоғары болады, ал шұңқырдың шет жағында кез келген деңгейде бөлшектің табылу ықтималдығының тығыздығы нөлге тең.

12.3.2 Туннельдік эффект. Гармоникалық осциллятор

Туннельдік эффект – классикалық физиканың заңдарына қайшы келетін, кеңістіктің аймақтарынан микробөлшектердің өтіп кетуі. Бөлшектің (бірөлшемді) x осі бойымен тікбұрышты қарапайым потенциалдық тосқауылдан өтуін қарастырамыз (12.3 сурет). Егер бөлшектердің W толық энергиясы потенциалдық тосқауылдың U_0 биіктігінен аз болса, онда x_1 нүктесінде ол шағылады. Шредингер теңдеуінен шығатыны $x \rangle x_1$ аймақта бөлшектің бөгеттен өту ықтималдығы *нөлден өзгеше*. Бөгеттің сол жағында түскен және шағылған толқын, ал оң жағында тек өткен толқын болады. Бөгет ішінде ψ-функциясы толқындық сипатта болмайды, ықтималдылық экпоненциалды кемиді.



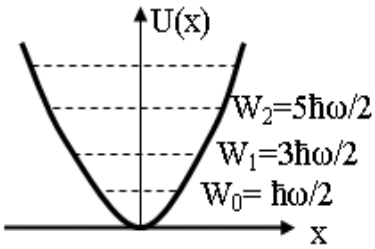
12.3 сурет

Туннельдік эффект арқылы металдардағы электрондардың суық эмиссиясын, альфа ыдырауын, ядролардың спонтанды бөлінуін және т.б. түсіндіруге болады.

Сызықты гармоникалық осцилятор - квазисерпімді күштің әсерінен бір өлшемді қозғалыс жасайтын жүйе. Ол классикалық және кванттық теория есептерінде қолданылады. Кванттық гармоникалық осцилятордың потенциалдық энергиясы

$$U(x) = \frac{m\omega^2 x^2}{2}, \qquad (12.11)$$

мұндағы m - бөлшек массасы;



12.4 сурет

ω - тербеліс жиілігі және қозғалыс x осі бойымен болады.

Кванттық осциллятор үшін Шредингер теңдеуін шешу күрделі математикалық есеп. Кванттық гармоникалық осцилятордың тек энергетикалық спектрін ғана қарастырамыз

$$W_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega, \qquad (12.12)$$

мұндағы $n = 0,1,2...$– кез келген теріс емес бүтін сан.

Осцилятордың энергетикалық спектрі (12.12) өрнегінен дискретті екені шығады және энергияның ең төменгі мәні $W_0 = \hbar\omega/2$. Бұл кванттық осциллятордың негізгі деңгейі. Көршілес екі деңгейлер аралығы $\Delta W = \hbar\omega$ n - кванттық санға тәуелсіз, яғни бірдей (12.4 сурет).

Сонымен негізгі деңгей $W_0 \rangle 0$ болса, онда кванттық осцилляторды тоқтату мүмкін емес. Мысалы абсалютті нөл температурада да кристалл тордағы атомдардың тербелісі тоқтамайды. Кванттық тербелістің ең аз энергиясы нөлдік энергия деп аталады

13 Дәріс №13. Сутегі тектес атомның кванттық теориясы. Электрон спині. Паули принципі

Дәрістің мазмұны: дәрісте сутегі тектес атомның кванттық теориясы. Электрон спині. Паули принципі жайлы айтылады.

Дәрістің мақсаты: дәрісте сутегі тектес атомның кванттық теориясы. Электрон спині. Паули принципі қолдануды меңгеру.

13.1 Бордың сәйкестік принципі

Кванттық сандар үлкен болғанда кванттық механика нәтижелері классикалық нәтижелермен сәйкес келуі керек. Мысалы, потенциалдық шұңқырдырдағы көршілес екі энергетикалық деңгейлер интервалын бағалаймыз. Көршілес екі деңгейлер энергияларының айырмасы

$$\Delta W_n = W_{n+1} - W_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2}(2n+1). \qquad (13.1)$$

Бұл өрнектен көретініміз бөлшектің m массасы немесе оның оқшаулану аймағының L өлшемі артқанда көршілес екі деңгейлер арасындағы интервал азаяды. Интервалдың ΔW шамасы n кванттық санның артуына байланысты сызықты артады.

Жоғарыда келтірілген (12.8) және (13.1) өрнектерінен $\Delta W / W$ қатынасын табамыз.

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{2n+1}{n^2}, \text{ n>>1 жағдайда } \frac{\Delta W}{W} \approx \frac{2}{n}. \qquad (13.2)$$

Алынған нәтижелерден n кванттық санның артуына байланысты көршілес энергия деңгейлердің ΔW ара қашықтығы бөлшектің энергиясымен салыстырғанда азаятыны шығады. Бұл жағдайда энергетикалың спектрдің дискреттілігін ескермеуге болады, яғни кванттық сипаттаулар классикалыққа жақындайды (12.2, в сурет). Ықтималдылық тығыздығының амплитудалық мәні $2/L$-ге тең, барлық n үшін бірдей. Кванттық санның артуына байланысты $\Psi_n(x)$ функциясының түйіндері артады, n-нің үлкен $n >> 1$ мәндерінде қисықтың максимум және минимумдары бір - біріне өте жақын орналасады, бөлшектердің координаталарын дәл емес өлшеу кезінде суреттер тұтасып кетеді және біз классикалық нәтижеге өтеміз.

13.2 Сутегі атомының энергетикалық спектрі

Сутегі атомы бір протоннан және бір электроннан тұрады. Электрон кулондық күштің электростатикалық өрісінде орналасқан және оның потенциалды энергиясы әсерлесуші бөлшектердің е зарядымен және олардың r арақашықтығымен анықталады

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}. \qquad (13.3)$$

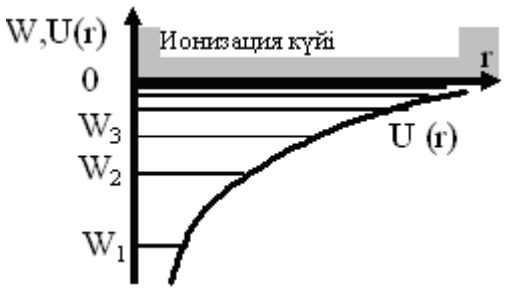
Мақсатымыз ядро өрісіндегі электронның энергетикалық спектрін және стационар толқындық функциясын табу. Осы жағдай үшін Шредингер теңдеуінің негізгі шешімдерін қарастырамыз.

Шредингер теңдеудің шешімі келесі жағдайларда ғана үздіксіз, бірмәнді және шекті болады, егер:

$W > 0$. Бұл аймақта кез келген энергия күйі - энергетикалық спектрі тұтас,

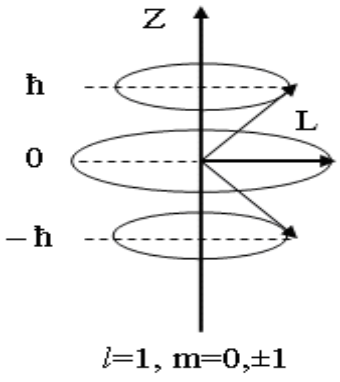
толқындық функциясының күйі еркін бөлшектің күйіне жақын болады.;

$W < 0$. Нәтиже классикалықтан өзгеше болады - электрон энергиясы кванталады. Энергетикалық спектр оң бүтін $n = 1,2,3...$ бас кванттық сандарға сәйкес келетін W_n дискретті энергетикалық деңгейлерден тұрады. Кванттық сан артқан сайын деңгейлер арасы жиіленеді, $n = \infty$ шекті мәніне $W_\infty = 0$ энергия сәйкес келеді (13.1-суретте $U(r)$ потенциалды шұңқырдағы электронның энергетикалық деңгейлері көрсетілген).



13.1- сурет

Электронның энергиясы $W_1 = 13{,}6эВ$ ең аз мәнге ие болатын күйі ($n = 1$) *негізгі күй* деп аталады және ол стационар болып табылады. Ал $n > 1$ күйлердің барлығы *қозған күй* деп аталады. Қозған күйге өту күйі – еріксіз процесс. Атом қозған күйде белгілі бір $\Delta\tau \sim 10^{-8} c$ уақытта ғана бола алады, содан кейін ол негізгі күйге (немесе энергиясы аз басқа күйге) өздігінен (спонтанды) өтеді. Ол атомның энергия жұтуы арқылы жүреді. Атом осы кезде өзінен квант түрінде электромагнитті сәуле шығарады.



13.2- сурет

13.3 Орбиталды және магнитті кванттық сандар

Сутегі атомындағы электрон энергиясы тек n бас кванттық санға ғана тәуелді. Бірақ Шредингер теңдеуінен электронның күйін анықтайтын меншікті функция мәндері үш кванттық сандармен анықталады: n- бас кванттық сан, l – орбитальдық кванттық сан және m – магниттік кванттық сан. Барлық кванттық сандар ψ - функциясының қасиеттерінен анықталады.

Орбиталды (немесе азимуталды) кванттық сан ℓ электронның L орбиталды импульс моментін анықтайды:

$$L = \sqrt{\ell/(\ell+1)} \cdot \hbar . \qquad (13.4)$$

Бас n кванттық санның берілген мәндерінде ℓ саны $\ell = 0,1,2...(n-1)$ мәндерін қабылдай алады.

Кванттық механикада L орбиталды импульс моментінің өзіне тән қасиеттерге ие: бір мезгілде L импульс моментінің және оның проекцияларының бірі (мысалы, L_z) берілуі мүмкін, қалған екі проекциясы анықталмаған. Магниттік кванттық сан m орбиталдық L_z импульс моментінің кеңістіктің таңдап алынған бағытындағы проекциясын $L_z = m\hbar$ анықтайды. Орбиталды ℓ кванттық санның берілген мәндерінде ол $m = 0, \pm 1, \pm 2,... \pm \ell$ мәндеріне ие болады.

Импульс моментінің проекциясының бүтін сандығын ($\hbar$ бірлікте) кеңістіктің таңдап алынған бағытындағы импульстік моменттің бағдарлануының кванталуымен түсіндіруге болады (13.2 сурет).

Сонымен Шредингер теориясы бойынша сутегі атомындағы электронның күйі n, ℓ, m үш кванттық сандармен анықталады. Әрбір W_n меншікті мәнге, W_1 энергиядан басқа, ℓ орбиталды және m магниттік кванттық сандары әртүрлі бірнеше *меншікті функциялар* сәйкес келеді. Яғни ол сутегі атомы бірнеше әртүрлі күйде энергияның бір мәніне ие бола алатынын білдіреді (13.1 кесте). Алғашқы екі энергетикалық деңгейлерге сәйкес келетін күйлер көрсетілген.

Энергиялары бірдей күйлер *азғындалған* күй, қандай да бір энергия мәнінде әртүрлі күйлердің саны сәйкес келуі *азғындалу еселігі* деп аталады. Кванттық ℓ және m сандарының мүмкін мәндері үшін азғындалу еселігін есептеу қиын емес

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell+1) = n^2 . \qquad (13.5)$$

13.1 кесте - Сутегі атомының әртүрлі күйдегі мәндері

W_n	$\Psi_{n\ell m}$	n	ℓ	m	***Азғындалу еселігі***
W_1	Ψ_{100}	*1*	*0*	*0*	*1*
W_2	Ψ_{200}	*2*	*0*	*0*	*4*
	Ψ_{211}		*1*	*+1*	
	Ψ_{210}		*1*	*0*	
	Ψ_{21-1}		*1*	*-1*	

13.4 Сутегі атомының оптикалық спектрі

Сутегі атомының оптикалық спектрі (электромагнитті сәуле шығару спектрі) қарапайым. Ол атомның энергетикалық спектріндегі энергетикалық деңгейлерге сәйкес келетін жағдайлармен байланысты жиілік шкаласы жағдайындағы бірнеше жеке спектрлі сызықтардан тұрады:

$$\hbar\omega = W_k - W_i,$$

мұндағы W_k - қозған күй энергиясы;

W_i - қозған немесе негізгі күй, және де $W_i \langle W_k$.

Сутегі атомының спектрінің негізгі ерекшелігі, бұл спектр заңдылықпен топталған сызықтар сериясынан тұрады. Есептеулер нәтижелері эксперименттермен жақсы сәйкес келеді.

13.5 Электрон спині

Шредингер теориясында кванттық бөлшектердің кеңістіктегі орнын сипаттаудан өзгеше еркіндік дәрежелері ескерілмейді. Осы қосымша еркіндік дәрежелерге байланысты моментті бөлшектің L_S спині деп аталады.

Спин – классикалық физикада аналогы жоқ кванттық шама.

Спин –масса немесе заряд сияқты кванттық бөлшектің ішкі қасиеті.

Спиннің болуы және оның барлық қасиеттері салыстырмалы теория талаптарын қанағаттандыратын кванттық механикадағы Дирактың теңдеуінен шығады. Спин сонымен қатар протон, нейтрон, фотон және басқа элементар бөлшектерде де болады (мезондардан басқа).

Электронның меншікті импульс моментінің модулі кванттық механиканың жалпы заңы 1/2-ге тең s спиндік кванттық санмен анықталады.

$$L_S = \hbar\sqrt{S(S+1)} = \hbar\sqrt{(1/2)\cdot(3/2)} = (1/2)\hbar\sqrt{3}. \qquad (13.6)$$

Спиннің орбиталды моменттен маңызды ерекшелігі спиннің абсолютті мәнінің сақталуы. Оның тек берілген бағыттағы L_{SZ} проекциясы ғана өзгеруі мүмкін:

$$L_{SZ} = m_S \hbar\,,\ m_S = \pm s = \pm 1/2\,. \qquad (13.7)$$

Сонымен, сутегі атомындағы электрон күйі төрт кванттық сандармен n,l,m және m_s толық анықталады. Энергияның W_n меншікті мәніне (W_1-ден басқа) ℓ орбиталды және m магниттік кванттық сандары өзгеше бірнеше меншікті функциялар сәйкес келеді.

Электронның спині болғандықтан азғындалу еселігін (13.5) тағы екі есеге көбейеді.

14 Дәріс №14. Қатты денелер физикасының элементтері. Металдардың, диэлектриктердің, жартылай өткізгіштердің аймақтық теориясы. Атом ядросының құрылымы және сипаттамалары

Дәрістің мазмұны: металдардың электр өткізгіштігінің кванттық түсініктемесіне жалпы шолу жасалынады.

Дәрістің мақсаты: металдардың электр өткізгіштігінің кванттық теориясын оқып үйрену.

14.1 Қатты денелердің аймақтық теориясы. Кристалдардардағы энергетикалық аймақтар.

Металдардың электр өткізгіштігінің кванттық теориясы классикалық электронды теориядан алынған

$$\vec{j} = \gamma \vec{E}.$$

Меншікті электр өткізгіштік өрнегі

$$\gamma = \frac{ne^2 \lambda(\mu)}{m\upsilon_0(\mu)}. \qquad (14.1)$$

Бұл өрнек те классикалық теориядан алынған өрнекке ұқсағанымен одан едәуір айырмашылығы бар. Өрнектің алымындағы $\langle \upsilon \rangle$ орташа жылулық жылдамдықтың орнында υ_0 – электроны бар жоғарғы энергетикалық деңгейдегі электрон жылдамдығы тұр. Бұл жылдамдық металдың температурасына тәуелді емес. Өрнектегі λ-толқынның кристалдық тор түйіндерінен шашыраусыз өтуінің орташа қашықтығы. Ол жүздеген тор периодына тең болуы мүмкін. Температураның артуына байланысты электронды толқындардың тордың жылулық тербелістерінен шашырауы артуы мүмкін, сондықтан $\lambda(\mu)$ шамасы азаяды. Бөлме температурасында λ

шамасы температураға кері пропорционал $\gamma \sim 1/T$, ол тәжірибе нәтижесімен сәйкес келеді.

Кванттық және классикалық статистикалардың айырмашылықтары төменгі температурада және электрондардың үлкен концентрациясында, яғни азғындалған күйде айқын байқалады. Металдағы электронды газ тығыздығы өте үлкен $\left(n = 10^{28} - 10^{29} м^{-3}\right)$, тіпті кәдімгі температурада да бұл газ азғындалған күйде болады.

14.1 Түйісу құбылыстары. Металл бетінен электрондардың шығу жұмысы

Металдардағы еркін (нөлдік жуықтау) электрондар металдардың электр өткізгіштігін және басқа қасиеттерін жақсы түсіндіреді, бірақ басқа қатты денелердің осы қасиеттерге неге ие бола алмайтынын түсіндіріп бере алмайды.

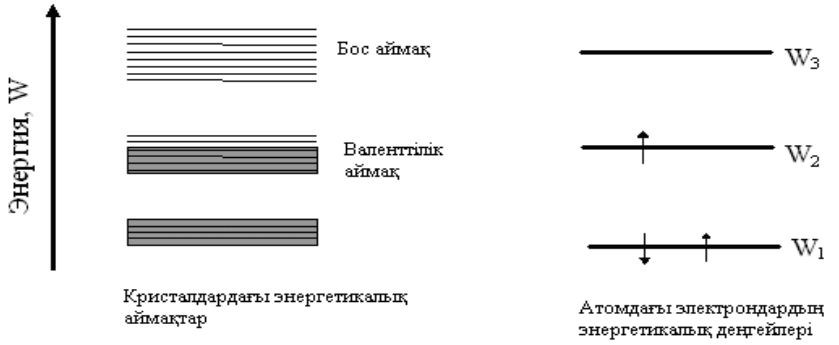
Кристалда электрондар тордың периодтық өрісінде қозғалады деп қарастырылады. Бұл жағдайда электрондардың энергияларының мүмкін мәндерінің спектрлері кезектесіп орналасқан *рұқсат етілген және тыйым салынған аймақтарға* топталады.

Энергетикалық аймақтардың пайда болуын атомдық дискретті деңгейлердің кристалл тордағы атомдардың әсерлесуінен жіктелетіндігімен түсіндіруге болады. Электрондар Паули принципіне бағынатындығы әсерлесуші атомдардың бірдей энергетикалық күйлерінің мүмкін болмайтындығына әкеліп соғады.

Әрбір рұқсат етілген аймақ бір-біріне жақын орналасқан N деңгейлерден тұрады. Олардың саны кристалдағы атомдар санына тең. Рұқсат етілген энергетикалық аймақтар тыйым салынған аймақпен бөлінген. Тыйым салынған аймақта энергетикалық деңгейлер болмайды.

Кристалдағы атомдардың энергетикалық деңгейлерінің жіктелінуі 14.1-суретте көрсетілген. Паули принципі бойынша электрондар рұқсат етілген энергетикалық аймақтардың ең төменгі деңгейінен бастап, әртүрлі күйлеріне таралып орналасады.

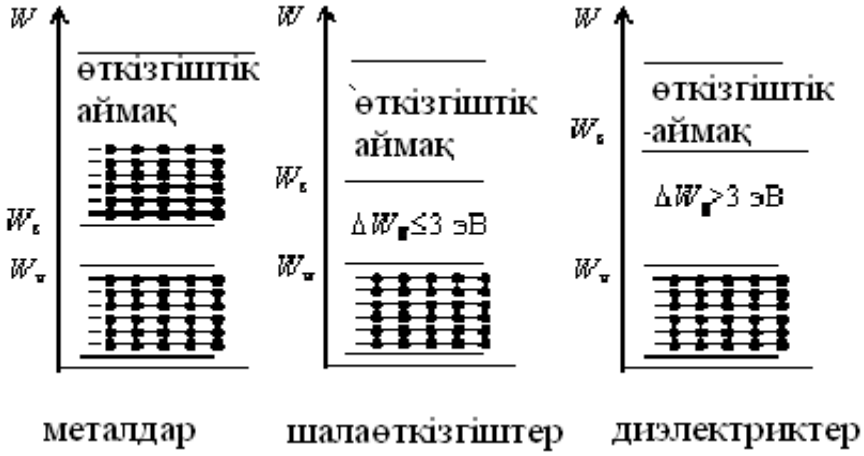
Сонымен, кристалдарда электрондардың энергетикалық спектрі аймақтық құрылымға ие болады. Аймақтар ені кристалдың өлшеміне тәуелсіз. Кристалдағы атомдар саны неғұрлым көп болса, аймақтағы деңгейлер соғұрлым жиірек орналасады. Рұқсат етілген аймақ ені бірнеше электрон-вольтқа тең. Егер кристалдағы атомдар саны 10^{23} болса, аймақтағы деңгейлер ара қашықтығы шамамен $10^{-23} эВ$ болады. Әрбір энергетикалық деңгейде спиндері қарама-қарсы екі электрон бола алады.



14.1 сурет

14.3 Түйісудің потенциалдар айырымы.

Атомдардың белгілі бір қасиеттеріне байланысты рұқсат етілген аймақ арасында ені ΔW болатын тыйым салынған аймақ болады, немесе көршілес аймақтар қабаттасып кетеді (14.2 сурет). Атомдардың валенттік электрондары рұқсат етілген аймақтардың бірінде толығымен немесе жартылай толып орналасуы мүмкін. Бұл аймақ *валенттік аймақ* деп аталады. Одан жоғары бос аймақтар орналасқан.



14.2 сурет

Кристалдардың өткізгіштігі ондағы электрондардың энергетикалық спектрінің аймақтық құрылымына және $T = 0$ температурада осы спектрдің электрондармен толуына байланысты. Осы қасиеттер арқылы кристалдардың металл, диэлектрик немесе жартылай өткізгішікке жататынын анықтауға болады.

Толтырылған және жартылай толтырылған аймақтардағы электрондардың қасиеттері әртүрлі. Егер аймақ электрондармен жартылай толтырылған болса, әлсіз электр өрісінің өзі осы аймақ ішіндегі электрондарды бос күйлерге өткізе алады. Электрондар қозғалысының орташа жылдамдығы нөлден өзгеше болып, кристалда электр тогы пайда болады.

Сондықтан кез келген *жартылай* толтырылған аймақ *өткізгіштік аймақ* болып табылады.

Егер T=0K кезінде валенттік аймақ толық толтырылған болса, кристалл изолятор немесе шалаөткізгіш болып табылады. Мұндай кристалды қыздырғанда жылулық ауытқу әсерінен валенттік аймақтағы электрондардың қандай да бір бөлігі көршілес бос аймаққа өтіп кетеді. Нәтижесінде *екі* аймақ та *өткізгіштік аймаққа* айналады. Егер тыйым салынған аймақтың ені ΔW бірнеше электрон-вольт болса, онда мұндай электрондар саны өте аз болады. Сондықтан тыйым салынған аймақтың ені үлкен болатын кристалдар *диэлектриктер* деп аталады. Егер кристалдағы тыйым салынған аймақтық ені $\Delta W \leq 1$ эВ болса, онда ол $T > 0$ температурада *шалаөткізгіш* болып табылады.

14.4 Қоспалы және меншікті шалаөткізгіштердің электр өткізгіштігі

Шалаөткізгіштердің металдардан ерекшелігі оларда ток тасымалдаушының екі түрі болады. Олар: *электрондар* мен *кемтіктер*. Электрондар валенттік аймақтан өткізгіштік аймаққа өткен кезде валенттік зонада кемтіктер (бос орындар) пайда болады. Сыртқы өріс әсерінен бос орынға көршілес атомның байланысқан электрондарының бірі келіп түседі де, есесіне ол атомдағы электронның орны бос қалады. Осының салдарынан кемтіктер электрондар бағытына қарама-қарсы қозғалатындай әсер қалдырады.

Шалаөткізгіштердің өткізгіштігінің екі түрі болады. Олардың бірі-*меншікті* (таза шалаөткізгіштер), екіншісі *қоспалы* деп аталады. Меншікті шалаөткізгіштерде кемтіктер мен электрондар саны тең болады. Қоспалы шалаөткізгіштерде негізгі ток тасымалдаушысы *электрондар* болса *n-типті*, ал кемтіктер болса *p-типті өткізгіштік* деп аталады.

Электрондардың бос және валенттілік аймақта үлестірілуі Ферми-Дирак функциясымен сипатталады. Есептеулер Ферми деңгейі тыйым салынған аймақтың ортасында орналасатынын көрсетеді, яғни $W - W_F \approx \Delta W / 2$. Бос аймақтың деңгейлерінің толу ықтималдығын былай жазуға болады

$$f(W) \approx e^{-\Delta W / 2kT}. \qquad (14.1)$$

Бос аймаққа өткен электрондар саны және пайда болған кемтіктер саны $f(W)$ функциясына пропорционал болады. Бұл электрондар мен кемтіктер – ток тасымалдаушылар, бос аймақ - электрондардың өткізгіштік аймағы, ал валенттілік аймақ - кемтіктердің өткізгіштік аймағы.

Сонымен γ өткізгіштік тасымалдаушылар концентрациясына пропорционал, олай болса шалаөткізгіштердің меншікті өткізгіштігі

$$\gamma = \gamma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}, \qquad (14.2)$$

мұндағы $\gamma_0 \approx const$.

Бұл өрнектен температура артқан сайын шалаөткізгіштердің меншікті өткізгіштігі шапшаң артатындығын көруге болады. Шалаөткізгіштер мен металдардың өткізгіштіктерінің температураға байланыстылығы қарама-қарсы.

Шалаөткізгіштердің меншікті өткізгіштігі өте аз, себебі тыйым салынған аймақ ΔW ені (активация энергиясы) kT жылулық энергиядан әлдеқайда артық.

Шалаөткізгіштердің өткізгіштігін оларға қоспалар қосу арқылы едәуір арттыруға болады.

Қоспаның валенттілігіне байланысты тыйым салынған аймақтарда (донорлық қоспада бос аймақтың түбіне жақын аймақта, акцепторлық қоспада валенттілік аймақтың жоғарғы жағында) қосымша деңгейлер пайда болады.

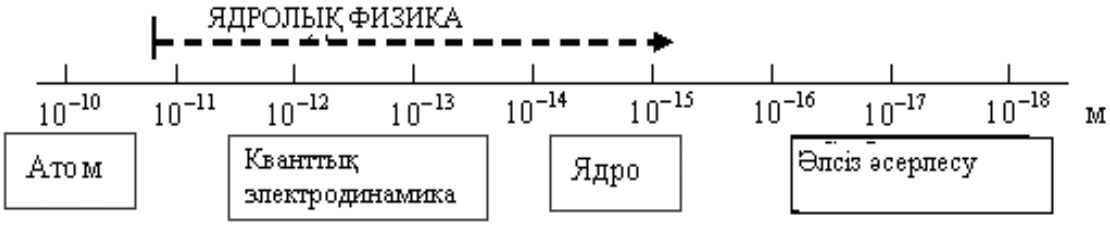
Қоспалы шалаөткізгіштер қазіргі заманғы электроникада кеңінен қолданылады.

15 Дәріс №15 Атом ядросының құрылымы. Радиоактивтілік. Радиоактивті ыдырау заңы

Дәрістің мазмұны: дәрісте атом ядросының физикасының элементтері келтірілген.

Дәрістің мақсаты: материя құрылымын зерттеу.

Ядролық физикада өлшемі атомның өлшемінен аз болатын материяның құрылымы зерттеледі. Ядролық физикадағы әртүрлі қашықтық шкаласы логарифмдік масштабта 15.1-суретте көрсетілген.



15.1 сурет

Қазіргі заманғы ядролық физикада *10^{-9}с* қа дейінгі уақытты өлшеуге болады. Дегенмен *энергия- уақыт* анықталмағандықтар қатынасынан 10^{-22}-10^{-24}с-қа дейінгі уақытты жанама әдіспен өлшеуге болады.

15.1 Атом ядросының құрамы және сипаттамалары

Ядро бір-бірімен күшті байланысқан, бір-біріне ядролық күштермен тартылатын, ядроның ішінде релятивистік емес жылдамдықпен

қозғалатын бөлшектер - *нуклондар* жүйесі болып табылады. *Нуклондар* – ядроны құрайтын бөлшектердің жалпы аталуы, *протондар* мен *нейтрондар*. Бұл бөлшектердің негізгі сипаттамалары төмендегі 15.1-кестеде келтірілген.

15.1 кесте – Нуклондар сипаттамалары

Бөлшек(белгіленуі) **Физикалық шама**	**Протон** (p)	**Нейтрон** (n)
Массасы, кг Массасы, МэВ	$1{,}672648 \cdot 10^{-27}$ $938{,}28$	$1{,}674954 \cdot 10^{-27}$ $939{,}57$
Электр заряды	$+e$	0
Магниттік моменті	$+2{,}79\mu_я$	$-1{,}913\mu_я$
Спині	1/2	1/2
$\mu_я = e\hbar / 2m_p c = 0{,}505 \cdot 10^{-26}\, Дж/Тл$ - ядролық магнетон – нуклондардың магниттік моментінің бірлігі		

Кестеден көретініміз, нейтрон массасы протон массасынан 1,3 МэВ –қа, яғни $2{,}5m_e$ - ке артық. Осы себептен еркін күйде нейтрон тұрақты емес және ол өздігінен ыдырап, электрон және антинейтрино шығару арқылы протонға айналады.

Еркін күйде протон – тұрақты бөлшек. Ядро ішінде протон позитрон және нейтрино шығару арқылы нейтронға айналады.

Тұрақты ядроның негізгі сипаттамалары: заряды, массасы, байланыс энергиясы, радиусы, күйінің энергетикалық спектрі болып табылады. *Радиоактивті* (тұрақты емес) *ядро* қосымша параметрлермен сипатталады. Олар: өмір сүру уақыты, радиоактивті ыдырау түрі, шығарылған бөлшектің энергетикалық спектрі және т.б.

Z *зарядтық сан* ядродағы протондар санымен сәйкес келеді және ядроның зарядын анықтайды, ол $+Ze$ ке тең.

A *массалық сан* ядродағы нуклондар санын, сонымен қатар $N = A - Z$ нейтрондар санын анықтайды.

Ядроның қарастырылған сипаттамалары ${}^{A}_{Z}X$ символдық белгіленуде қамтылады.

Ядро өлшемі. Ядроны құрайтын бөлшектер кванттық заңдарға бағынады. Оның өлшемін және пішінін шартты түрде ғана түсінуге болады. Ядролық заттың тығыздығының орташа таралуын өлшеудің эксперименттік әдістері бар.

Бірінші жуықтау бойынша ядроның радиусы

$$r = r_0 A^{1/3} \qquad (15.1)$$

болатын шар деп қарастыруға болады.

Мұндағы $r_0 = (1{,}2 \div 1{,}3) \cdot 10^{-15}\, м$.

Бұл өрнектен ядро массасы оның көлеміне пропорционал екенін көруге болады. Барлық ядрода зат тығыздығы бірдей және ол шамамен $\rho_я \approx 10^{17} кг/м^3$-ға тең.

Ядро спині (толық механикалық момент) оның құрамындағы протондар мен нейтрондардың импульс моменттерінің қосындысынан тұрады.

15.2 Ядроның массасы мен байланыс энергиясы

Дәл өлшеулер бойынша ядроның $m_я$ массасы ондағы нуклондардың массаларының қосындысынан әрқашанда кіші болатыны шығады

$$m_я = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta m. \qquad (15.2)$$

Ядродағы нуклондардың массаларының қосындысынан оның массасының Δm айырымы *массалық ақау* деп аталады. Массалық ақау ядродағы нуклондардың *байланыс энергиясын* сипаттайды. Байланыс энергиясы – ядроның оны құрайтын нуклондарға ыдыратуға кететін $W_{бай.}$ минимал энергия. Байланыс энергиясы ядроның беріктігін сипаттайтын негізгі шамалардың бірі. Ядроның байланыс энергиясын біле отырып, кез келген ыдырау және ядролардың өзара түрлену процестері үшін энергетикалық шығыстарды есептеуге болады

$$W_{байл.} = \Delta m \cdot c^2 = c^2 \{[Zm_p + (A - Z)m_n] - m_я\}. \qquad (15.3)$$

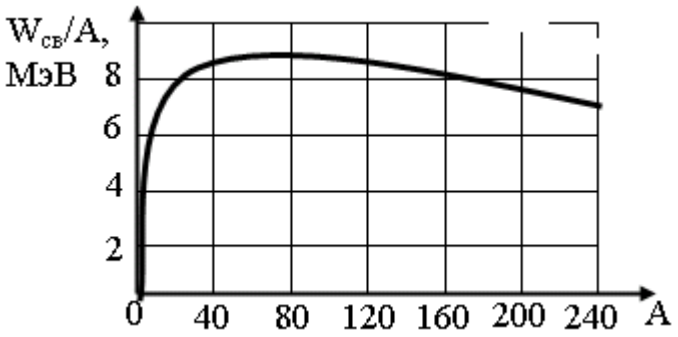
Практикалық есептеулерде төмендегі формуланы қолдану ыңғайлы

$$W_{байл.} = c^2 \{[Zm_H + (A - Z)m_n - m_a]\}., \qquad (15.4)$$

мұндағы m_a – атом массасы;

m_H – сутегі атомының массасы.

Байланыс энерсиясының *A* толық нуклондар санына қатынасы *меншікті байланыс энергиясы* деп аталады. Меншікті байланыс энергиясымен массалық санның тәуелділік сызбасы (15.2 сурет) тұрақты ядролар үшін ядролардың қасиеттері және ядролық күштердің сипаты туралы қызықты мәліметтер береді.



15.2 сурет

Массалық санның артуына байланысты меншікті байланыс энергиясы да $A \approx 50$ -ге дейін артады. Яғни, ядродағы жеке нуклонды бірнеше нуклондарға тартылса оның байланысы күшейетінін білдіреді. A>60 болатын элементтерде меншікті байланыс энергиясы біртіндеп кемиді. Ол ядролық тартылу күші *жақыннан әсер етуші* күш екенін білдіреді. Әсерлесу қашықтығы шамамен бір нуклонның өлшемімен шамалас. Күшті байланысқан нуклондар массалық саны 50 мен 60 аралығындағы ядролар (бұл ядролардың меншікті байланыс энергиялары шамамен 8,7 МэВ/нуклон-ға дейін жетеді).

Ядролық реакторлардың, атом бомбаларының жұмыс істеу принциптері уран немесе плутон ядросының нейтрондарды қармап алу арқылы ыдырау процесіне негізделген.

Жеңіл ядролардың синтезделу процесі (ядролардың бірігуі) өте жоғары температурада жүреді (термоядролық реакция). Олар Күн немесе жұлдыздар қойнауларында кездеседі. Қазіргі кезде ғалымдар жер бетінде *басқарылатын* термоядролық синтездің әдістерін қарастыруда.

15.3 Ядролық күштер

Ядродағы нуклондардың орасан зор байланыс энергиясы, нуклондар арасында, күшті кулондық тебу күшіне қарамастан, нуклондарды өте аз қашықтықта ұстап тұратын, өте қарқынды әсерлесу бар екенін көрсетеді. Нуклондардың ядролық әсерлесуі *күшті әсерлесуге* жатады.

Ядролық күштердің негізгі ерекшеліктерін қарастырамыз.

Жақыннан әсер етуші. Ядролық күштердің әсер ету қашықтығы шамамен ~ 10^{-15} м. Егер, әсер ету қашықтығы 10^{-15} м қашықтықтан айтарлықтай аз болса, нуклондардың тартылуы тебілуге ауысады.

Ядролық күштердің *зарядтық тәуелсіздігі.* Күшті әсерлесу нуклондардың зарядтарына тәуелсіз, яғни протон мен протон, нейтрон мен нейтрон, протон мен нейтрон арасындағы өзара тартылу күштері бірдей болады.

Ядролық күштер *нуклондардың спиндерінің өзара бағдарлануына тәуелді.* Мысалы, ауыр сутегі ядросы (дейтрон), ондағы протон мен нейтрон спиндері параллель болса ғана, түзіле алады.

Ядролық күштер *центрлі күш емес*. Оларды әсерлесуші нуклондардың центрлерін қосатын сызық бойымен бағытталған деп елестетуге болмайды.

Ядролық күштер *қанығу қасиетіне ие.* Әрбір нуклон басқа нуклондардың белгілі бір шектелген санымен ғана әсерлеседі. Себебі ядродағы нуклондар саны артқанымен олардың меншікті байланыс энергиясы тұрақты болып қалады.

Ядролық күштер *нуклондардың салыстырмалы жылдамдығына тәуелді.*

Ядролық *күштердің алмасу сипаты.* Қазіргі заманғы түсінік бойынша күшті әсерлесу нуклондардың *пи-мезондар* (π) деп аталатын бөлшектермен виртуалды алмасауы арқылы жүзеге асады. Оларды көбінесе *пиондар* деп атайды.

Пиондардың екі зарядтық күйі бар, $\pm e$ оң және теріс заряд. Бұл бөлшектер тұрақты емес және спиндері болмайды. Пиондардың негізгі қасиеттері 15.2-кестеде көрсетілген.

15.2 кесте – Пиондардың сипаттамалары

Пионның белгіленуі	Массасы, МэВ	Электрзаряды, е	Өмір сүру уақыты, с
$\pi^{\pm}$	140	± 1	10^{8}
π^{0}	135	0	10^{-16}

Нуклондар арасындағы алмасу әсерлесуін қарастырамыз. Егер нуклон энергиясының анықталмағандығы $m_{\pi}c^{2}$ шамасынан кем болмаса ол пион шығара алады. Бұл жағдайда энергияның сақталу заңының бұзылуы байқалмайды. Энергия-уақыт анықталмағандықтар қатынасы бойынша шығарылған пиондар $\tau = \hbar / m_{\pi}c^{2}$ уақытта өмір сүріп, сол нуклондарға немесе басқа нуклондарға қайта жұтылады.

Бөлшектермен алмасу тек күшті әсерлесуде ғана емес, басқа да барлық әсерлесулер негізінде жатыр және табиғаттың фундаменталды кванттық қасиеті болып саналады. Әсерлесулерді жүзеге асыратын, шығарылатын және жұтылатын бөлшектер – виртуалды бөлшектер деп аталады.

Ядролық күштердің алмасу сипаты нейтронның магниттік моментінің бар екенін түсіндіруге мүмкіндік береді.

Айта кететін жағдай, нуклондардың пиондармен алмасу арқылы әсерлесуінің айтарлықтай *сапалы теориясы* құрылған жоқ. Оны құру кезінде күрделі математикалық қиыншылықтар кездеседі, оның басты себебі ядролық күштердің өте қуатты болуы.

Әдебиеттер тізімі

1. Қойшыбаев Н. Физика: Оқу құралы Т.2: электродинамика негіздері тербелістер мен толқындар оптика кванттық физика және атом ядросы. А.2001
2. Қойшыбаев Н. Физика Т.4. Оптика, Атом, Ядро, Элементар бөлшектер. А.- 2006
3. Трофимова Т.И. Физика курсы. - М. : Академия, 2006.
4. И. И. Клыков, Качественные задачи по физике.-Томск: 2006 https://ido.tsu.ru/schools/physmat/data/res/zadachnik/zadachnik/
5. Бәйімбетов Ф.Б.Электр және магнетизм. А.: «Қазақ Университеті».- 2011.
6. Қоразов Т.А. Тербелмелі және толқындық процестер. Акустика негіздері.А.-2011
7. Иродов И.Е. Кванттық физика. Негізгі заңдар. - А. : 2012.
8. Никеров В.А. Физика. Современный курс: Учебник/-М.: Издательско-торговая корпорация «Дашков и К», 2012-452 с.
9. Л.Х. Мәжитова, Т. С. Бимағамбетов Х.Х.Манабаев. Физика. Тербелістер мен толқындар. Дәрістер конспектісі. АЭжБИ.-2013
10. Иродов И.Е. Электромагнетизм. Негізгі заңдар. - А. : 2013.
11. Кониши, К. Кванттық механика: жаңа көзқарас. 1 кітап. А.-2013.-427 б. (+CD)
12. Мартин Б.Р. Ядролық физика және элементар бөлшектер физикасы. Кіріспе 1.-А.-2013.
13. Сыздықова, С.Н. Сәрсенбаева. Физика. 5В100200 – Ақпараттық қауіпсіздік жүйелері мамандығында оқитын студенттерге арналған дәрістер жинағы. - Алматы: АЭжБУ, 2018. - 114 б.
14. Сыздықова Р.Н., Саурова К.С. "Физика " 6В07109– Аспап жасау білім беру бағдарламасы бойынша оқитын студенттерге арналған дәрістер жинағы. - Алматы: АЭжБУ, 2021.- 71 б.

Мазмұны

Кіріспе..... 3
1 Дәріс №1. Электромагнитті индукция. Магнит өрісінің энергиясы. Энергия тығыздығы 4
2 Дәріс №2. Электромагнитті өріс. Ығысу тогы. Интеграл және дифференциал формадағы Максвелл теңдеулері 7
3 Дәріс №3. Зарядтың сақталу заңы. Электромагниттік өріс энергиясы. Умов-Пойтинг векторы..... 9
4 Дәріс №4. Толқындық теңдеу. Толқындық теңдеуді шешу. Электромагнитті толқындардың қарқындылығы..... 11
5 Дәріс №5. Толқындық және геометриялық оптика. Геометриялық оптиканың төрт заңы..... 13
6 Дәріс №6. Жарық интерференциясы. Когоренттілік. Жұқа мөлдір қабықшадағы интерференция..... 16
7 Дәріс №7. Жарық дифракциясы. Бір саңылаудағы параллель сәулелердің дифракциясы. Дифракциялық тор. Дисперсия және тордың ажырату қабілеті..... 20
8 Дәріс №8. Жарықтың кванттық табиғаты. Фотондар. Жарық қысымы. Фотоэффект. Комптон эффект..... 25
9 Дәріс №9. Жылулық сәуле шығару. Кирхгоф, Стефан -Больцман, Вин заңдары. Рэлей-Джинс, Планк формуласы 29
10 Дәріс №10. Атом планетарлық моделі және спектрі. Резерфорд тәжірибесі. Бор постулаттары және оның салдары 32
11 Дәріс №11. Де Бройл толқыны және толқындық функция. Гейзенбергтің анықталмағандық қатынасы 37
12 Дәріс №12. Толқындық функция және оның статистикалық мағынасы. Шредингердің уақыттық және стационар теңдеуі. Қарапайым кванттық жүйе үшін Шредингер теңдеуінің шешімі 40
13 Дәріс №13. Сутегі тектес атомның кванттық теориясы. Электрон спині. Паули принципі..... 45
14 Дәріс №14. Қатты денелер физикасының элементтері. Металдардың, диэлектриктердің, жартылай өткізгіштердің аймақтық теориясы. Атом ядросының құрылымы және сипаттамалары 50
15 Дәріс №15 Атом ядросының құрылымы. Радиоактивтілік. Радиоактивті ыдырау заңы..... 54
Әдебиеттер тізімі 60

2022 ж.жиынтық жоспары, 59 реті

Рабиға Надейінбекқызы Сыздықова
Камила Серікбайқызы Саурова
Маржан МұхтарбекқызыАзилкияшева

ТЕРЕҢДЕТІЛГЕН ФИЗИКА

6В07109 - «Аспап жасау» білім беру бағдарламасы бойынша оқитын студенттерге арналған дәрістер жинағы

Редактор: Изтелеуова Ж.Н.
Стандарттау бойынша маман: Ануарбек Ж.А.

Басылымға қол қойылды __.__.__. Пішімі 60х84 1/16
Таралымы 100 дана. Баспаханалық қағаз№ 1
Көлем – 3,6 оқу- бас.ә. Тапсырыс Бағасы 1800 тг.

«Ғұмарбек Дәукеев атындағы Алматы энергетика және байланыс университеті»
коммерциялық емес акционерлік қоғамының
көшірме – көбейту бюросы
050013 Алматы, Байтұрсынұлы көшесі, 126/1