Коммерциялық емес акционерлік қоғам

ҒҰМАРБЕК ДӘУКЕЕВ АТЫНДАҒЫ АЛМАТЫ ЭНЕРГЕТИКА ЖӘНЕ БАЙЛАНЫС УНИВЕРСИТЕТІ

Ғарыштық инженерия кафедрасы

ФИЗИКА

5В071900 – Радиотехника, электроника және телекоммуникациялар білім беру бағдарламасы бойынша оқитын студенттерге арналған дәрістер жинағы

Алматы 2022

ҚҰРАСТЫРҒАН: Байпақбаев Т.С., Сәрсенбаева С.Н. Физика 5В071900 – Радиотехника, электроника және телекоммуникациялар білім беру бағдарламасы бойынша оқитын студенттерге арналған дәрістер жинағы. - Алматы: АЭжБУ, 2022. – 108 б.

Бакалавриаттың «5В071900 – Радиотехника, электроника және телекоммуникациялар» оқу бағдарламасы бойынша оқытылатын студенттерге арналған «Физика» пәні бойынша 5 кредиттік дәрістердің мазмұны берілген. Оқу материалын меңгеру деңгейін анықтайтын оқу мақсаттары келтіріледі. «Физика дәрістер жинағы» пәні бойынша оқу үдерісін әдістемелік қамтамасыз ету жүйесінің бір элементі болып табылады және дәрістік сабақтарда, сондай-ақ студенттердің өзіндік жұмысында теориялық материалмен жұмыс істеуде, машықтандыру, зертханалық сабақтарына және емтиханға дайындық кезінде таратпа материал ретінде қолдануға болады. Студенттер мен жас оқытушыларға ұсынылады.

Әдеб. атау-9 , без-42, кесте-7

Пікір беруші: доцент, (PhD) ф.д., қауым.проф. Ермекбаев М.М.

«Ғұмарбек Дәукеев атындағы Алматы Энергетика және Байланыс университеті» коммерциялық емес акционерлік қоғамының 2022 ж. басылым жоспары бойынша басылады

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

1 Дәріс. №1 Кіріспе. Материялық нүкте мен қатты дене кинематикасы

Дәрістің мазмұны: механиканың негізгі есебінің мәні мен оны шешу әдістерінің маңыздылығы келтіріледі.

Дәрістің мақсаты: материялық нүкте мен қатты дене кинематикасы түсінігін тереңдетіп, ашу.

Техникалық жоғары оқу орындарындағы физика жалпы білім беруші пән болып табылады. Физика болашақ маманға негізгі базалық білім береді, оның инженерлі - техникалық ойлау қабілеті және әлемнің қазіргі жаратылыс-ғылыми бейнесі жөнінде жалпы түсінігін қалыптастырады.

Қазіргі физика өлі табиғаттың ортақ заңдарын және оның материя түрлерінің кейбір құрылымдық деңгейлерінде қолдануын зерттейді.

Физика – эксперименттік ғылым және жан-жақты теориялық түрде зерттелген. Нақты физикалық заңдар негізінде: кейбір негізгі физикалық заңдар мен принциптерден маманның кәсіби іс-әрекет саласында практикалық мәнге ие ақпаратты «ұйытудың» тиімді әдістері алынды.

1. Механикалық қозғалыс. Кеңістік және уақыт. Санақ жүйесі

Физиканың *механика* бөлімі денелердің механикалық қозғалысымен осы қозғалыспен байланысқан денелер арасындағы өзара әсерлесуді зерттейді. *Механикалық қозғалыс* дегеніміз денелердің немесе оны құрайтын бөлшектердің кеңістікте уақыт бойынша өзара орындарының өзгерісі.

Кеңістік - материалдық нысандардың бар екендігін көрсетсе, *уақыт* - құбылыстардың ауысу ретін анықтайды.

Барлық қозғалыс салыстырмалы. Механикалық қозғалысты сипаттау үшін *санақ жүйесі*: денелер жиынтығы, координата мен сағат жүйелері қажет болады.

1.1 Материалдық нүктенің ұғымы. Материалдық нүктенің қозғалысының кинематикасы

Егер зерттелетін жүйенің бастапқы мезетте күйі белгілі болған жағдайда, оның (материалдық нүкте, материалдық нүктелердің жүйесі, қатты дене) кез келген уақыт мезетінде кеңістіктегі оның күйін анықтау – *механиканың негізгі есебі* болып табылады.

Механикада денелердің қозғалысын сипаттау үшін берілген есеп шарттарына сәйкес әртүрлі физикалық үлгілер қолданылады. Олардың ішіндегі ең қарапайып түрлері: *материалдық нүкте* – берілген жағдайда өлшемі мен пішіні ескерілмейтін, массасы бар дене; м*атериалдық нүктелер жүйесі* - өзара әсерлесетін материалдық нүктелерден тұратын жүйе.

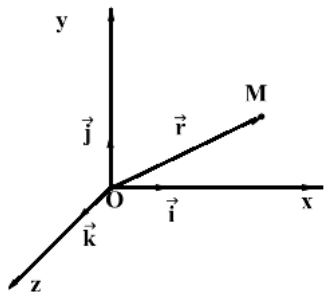
Механикада алдымен бір материалдық нүкте қозғалысын қарастырады, содан соң материалдық нүктелер жүйесінің қозғалысына өтеді.

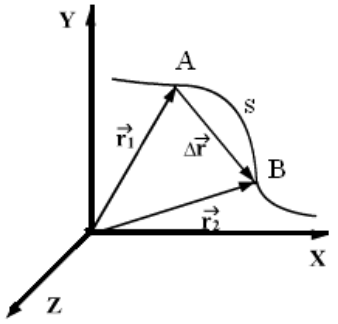
Материалдық нүктенің берілген уақыт мезетінде кеңістіктегі орнын анықтау үшін (декарттық координаттар жүйесінде) үш (x, y, z) координаттарды немесе $\vec{r}$ - радиус векторын қолданамыз.

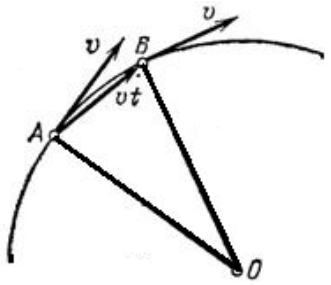
$\vec{r}$ - *радиус векторы* - координата *O* басы мен нүктенің *M* орнын қосатын бағыттаған кесінді (1.1 сурет) , өрнегі:

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}. \tag{1.1}$$

мұндағы $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ - бірлік ортогональ векторлар.







1.1 сурет 1.2 сурет 1.3 сурет

Жалпы жағдайда материалдық нүктенің қозғалысы мына скаляр теңдеулермен *x(t), y(t) z(t)* және эквивалентті векторлық $\vec{r}(t)$ теңдеуімен анықталады. Бұл теңдеулер материалдық нүктелердің *кинематика теңдеулері* деп аталады.

$\Delta\vec{r} = \vec{r}_2(t_2) - \vec{r}_1(t_1)$ - *орын ауыстыру векторы* – нүктенің бастапқы t_1 уақыт мезетіндегі *A* орны мен соңғы t_2 уақыт мезетіндегі *B* орнын қосатын бағытталған кесінді (1.2 сурет). Траекторияның *AB* бөлігінің ұзындығы, материяалдық нүктенің жүрген *s жолы* деп аталады.

Жылдамдық - материалдық нүктенің қозғалысының және бағытының өзгеру шапшаңдығын сипаттайтын, векторлық шама. Математикалық түрде жылдамдық:

$$\vec{\upsilon} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}. \tag{1.2}$$

Жылдамдық векторы қозғалыс траекториясына жанама бойымен бағытталады (1.3 сурет). Аз уақыт интервалында $/d\vec{r}/ = ds$, сондықтан жылдамдық шамасын *жол* арқылы өрнектеуге болады:

$$\upsilon = \left|\frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}\right| = \frac{ds}{dt}. \tag{1.3}$$

Осыдан жол жылдамдық арқылы былай анықталады:

$$s = \int_{t_1}^{t_2} \upsilon dt. \tag{1.4}$$

Бірқалыпты қозғалыс кезінде жылдамдық тұрақты және оны интегралдың сыртына шығарып, белгілі $s = \upsilon t$ өрнегін аламыз.

Жылдамдықтың уақыт бойынша өзгеру шапшаңдығы $\vec{a}$ үдеу векторымен анықталады:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \langle \vec{\upsilon} \rangle}{\Delta t} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}. \qquad (1.5)$$

Бұл өрнек векторлық немесе скаляр түрде де интегралданады. Жылдамдық бір өлшемді жағдайда үдеуден интеграл алу арқылы анықталады:

$$\upsilon = \int_{t_1}^{t_2} a dt. \qquad (1.6)$$

Бір өлшемді жағдайда (1.3) және (1.6) интегралдары арқылы бір қалыпты үдемелі қозғалыс теңдеулері:

$$\upsilon = \upsilon_0 + at \qquad \text{және} \qquad s = \upsilon_0 t + \frac{at^2}{2}. \qquad (1.7)$$

Қисық сызықты қозғалыс кезінде толық үдеу:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{d\upsilon}{dt}\vec{\tau} + \upsilon \frac{d\vec{\tau}}{dt} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n. \qquad (1.8)$$

Сонымен қисық сызықты қозғалыс кезінде толық үдеудің екі құраушысы болады. Бірінші құраушысы $\vec{a}_\tau = \frac{d\upsilon}{dt}\vec{\tau}$. Ол $\vec{a}_\tau$ векторы қозғалыс траекториясына жанама бойымен бағытталған және *тангенциал үдеу* деп аталады. Оның модулі $a_\tau = \frac{d\upsilon}{dt}$, сондықтан a_τ *тангенциал үдеу* қисық сызықты қозғалыс жылдамдығының модулінің уақыт бойынша өзгеру шапшаңдығын сипаттайтын толық үдеу құраушысы. Екінші құраушысы $\vec{a}_n = \upsilon \frac{d\vec{\tau}}{dt} = \frac{\upsilon^2}{R}\vec{n}$, R- қисықтық радиус, $\vec{a}_n$ *нормал үдеу* - жылдамдықтың бағытының өзгерісін сипаттайтын толық үдеу құраушысы. Материалдық нүктенің қисық сызықты қозғалысының толық үдеу модулі:

$$a = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2}. \qquad (1.9)$$

Үдеудің тангенциал және нормал құраушыларының қатынастарына қарай қозғалыстың түрлері анықталады.

1.2 Айналмалы қозғалыс кинематикасының элементтері

Қатты дене әртүрлі күрделі қозғалыстарды жасай алады. Олардың барлығы екі қарапайым: *ілгерілемелі және айналмалы* қозғалыстардан тұрады. Қатты дененің ілгерілемелі қозғалысы массасы дененің массасына тең және инерция центріне орналасқан бөлшектің қозғалысына эквивалентті.

Абсалют қатты дене – кез келген екі нүктесінің арасы қозғалыс кезінде өзгермейтін денені айтады. Қатты дененің бекітілген осьті айналып қозғалысын қарастырамыз. Айналмалы қозғалысты сипаттайтын негізгі физикалық шамалар: *φ-айналу бұрышы; ω - бұрыштық жылдамдық; ε-бұрыштық үдеу. Айналмалы қозғалыс* кезінде дененің нүктелері центрі айналу осьінде жататын, радиустары әртүрлі шеңбер бойымен қозғалады және барлық нүктелер dt уақытта бірдей $d\varphi$ бұрышқа бұрылады.

Бұрыштық жылдамдық ω - φ айналу бұрышының t уақыт бойынша өзгерісін сипаттайды:

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}. \qquad (1.10)$$

Бұрыштық үдеу ε - ω бұрыштық жылдамдықтың t уақыт бойынша өзгерісін сипаттайды:

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}\ . \qquad (1.11)$$

Айналмалы қозғалыстың қарапайым түрі - бірқалыпты айнымалы қозғалыс. *Бірқалыпты айнымалы қозғалыс* кезінде бірдей уақыт аралығында дененің бұрыштық жылдамдығы бірдей шамаға өзгерді, *ε=const*. $\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} > 0$, бірқалыпты үдемелі, $\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} < 0$, бірқалыпты кемімелі қозғалыс. Бұл қозғалыс кезінде қозғалыс теңдеулері:

$$\omega(t) = \omega_0 \pm \varepsilon t \qquad \text{және} \qquad \varphi(t) = \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2} \qquad (1.12)$$

түрінде болады.

2 Дәріс № 2. Материялық нүкте мен қатты дене динамикасы

Дәрістің мазмұны: материялық нүкте мен қатты дене динамикасы.

Дәрістің мақсаты: материялық нүкте мен қатты дене динамикасын қарастыратын мәселелерді ашып көрсету.

2.1 Масса. Күш. Ньютон заңдары

Ньютон заңдары (физиканың басқа да заңдары сияқты) адамзат тәжірибелерінің жалпылануы.

Ньютонның бірінші заңы: егер денеге басқа денелер әсер етпесе немесе олардың әсерлері өзара теңессе дене тыныштық күйде болады немесе өзінің түзу сызықтық бірқалыпты қозғалысын сақтайды.

Дененің тыныштыққа немесе түзу сызықты және бірқалыпты қозғалысты сақтауға ұмтылу қабілетін – *инерция* деп атайды. Сондықтан Ньютонның бірінші заңын кейде *инерция заңы* деп атайды. Ал денелердің бұл қасиетін *инерттілік* дейді. Ілгерілемелі қозғалыс кезінде денелердің инерттілігінің сандық мәнін *m масса* сипаттайды. ХБЖ -де масса бірлігі (кг) килограмм.

Механикада еркін материалдық нүктенің қозғалысы түзу сызықты және бірқалыпты өтетін санақ жүйесі *инерциялды санақ жүйесі* деп аталады. Инерциялды санақ жүйесіне қатысты түзу сызықты және бірқалыпты қозғалатын кез келген санақ жүйесі инерциялды санақ жүйесі болып саналады.

Ньютонның екінші заңы - материалдық нүктенің (дененің) алатын үдеуі оған түсірілген күштердің векторлық қосындысына тура пропорционал, дененің массасына кері пропорционал:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad \text{немесе} \quad \vec{F} = m\vec{a}. \tag{2.1}$$

(2.1) өрнекті былай да жазуға болады:

$$\vec{F} = m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt}, \tag{2.2}$$

сонда *Ньютонның екінші заңының жалпылама түрі*:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}, \tag{2.3}$$

мұндағы $\vec{p} = m\vec{\upsilon}$ -дене импульсы.

Бұл өрнектің (2.1) тұжырымдамадан ерекшелігі ол тек классикалық механикада ғана емес релятивистік механика үшін де дұрыс болып табылады.

Ньютонның үшінші заңы- әсерлесуші материалдық нүктелер (денелер) бір біріне осы нүктелерді қосатын түзу бойымен бағытталған шамалары бірдей, бағыттары қарама қарсы күштермен әсерлеседі:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}, \tag{2.4}$$

мұндағы $\vec{F}_{12}$ - екінші нүктенің бірінші нүктеге әсер ету күші;

$\vec{F}_{21}$- бірінші нүктенің екінші нүктеге әсер ету күші.

Ньютон заңдары механиканың негізгі заңдары болып табылады.

2.2 Айналмалы қозғалыс динамикасының негізгі түсініктері: импульс моменті, күш моменті, инерция моменті

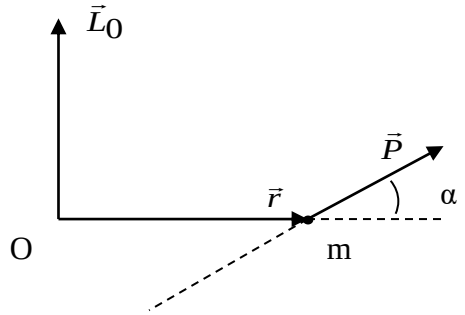
Бөлшектің О нүктесіне қатысты *импульс моменті* деп векторына тең шаманы айтады:

$$\vec{L}_0 = [\vec{r}\vec{p}], \tag{2.5}$$

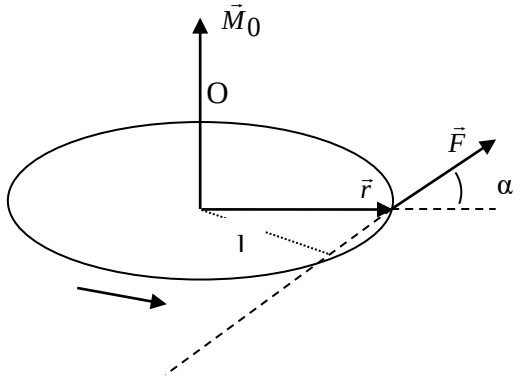
мұндағы $\vec{r}$ – берілген уақыт мезетіндегі бөлшектің радиус-векторы;

$\vec{p}$ – оның импульсі ($\vec{p} = m\vec{v}$).

Импульс моментінің векторы $\vec{r}$ және $\vec{p}$ векторлары жатқан жазықтыққа перпендикуляр болады (2.1 сурет).



2.1 сурет



2.2 сурет

Бөлшектер жүйесінің импульс моменті жүйенің барлық бөлшектерінің импульс моменттерінің векторлық қосындысына тең:

$$\vec{L} = \sum \vec{L}_{0i} \quad (\vec{p} = \sum \vec{p}_i \text{ ұқсас}). \tag{2.6}$$

О нүктесіне қатысты *күш моменті* деп тең $\vec{M}_0$ векторын айтады:

$$\vec{M}_0 = [\vec{r}\vec{F}], \tag{2.7}$$

мұндағы $\vec{r}$ – $\vec{F}$ күш түсірілген нүктеге жүргізілген *радиус–вектор*.

Күш моменті күштің денені нүктеге қатысты айналдыру қабілетін сипаттайды. О нүктесіне бекітілген дене $\vec{F}$ күштің әсерінен $\vec{M}$ моменттің бағытымен сәйкес келетін осьті айналады (2.2 сурет).

(2.5) теңдеуінен уақыт бойынша туынды алып, күш моментінің бөлшектің импульс моментінің өзгеру жылдамдығы арқылы анықталатынын көруге болады:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}, \tag{2.8}$$

мұндағы $\vec{L} = \sum \vec{L}_i$ –жүйенің импульс моменті;

$\vec{M}$ – жүйеге әсер ететін сыртқы күштердің қорытқы моменті.

Осы қатынас *моменттер теңдеуі* деп аталады.

Бекітілген *Oz* осін қатты дене айналып қозғалады делік. Денеге күш $\vec{F}$ түсірілген. *Oz* осіне қатысты күш моменті деп О нүктесіне қатысты $\vec{M}_0$ күш моментінің M_z проекциясын айтады. Ол берілген күштің берілген осьті айналдыру қабілетін сипаттайды және тең болады:

$$M_z = ([\vec{r}\vec{F}])_z = rF_\perp \sin\alpha = F_\perp l, \tag{2.9}$$

мұндағы l – r $\sin\alpha$-ға тең $F_\perp$ күшінің иіні;

$\vec{r}$ – оське перпендикуляр жазықтықта осьтен күш түсірілген нүктеге дейін жүргізілген радиус-вектор ;

$F_\perp$ – $\vec{F}$ күштің осы жазықтыққа жүргізілген проекциясы.

2.3 Денелердің инерция моменті. Штейнер теоремасы

Дененің оське қатысты J_z *инерция моменті* осы дененің барлық бөлшектерінің айналу нүктесіне қатысты инерция моменттерінің қосындысына тең:

$$J_z = \sum m_i \cdot r_i^2 \quad . \tag{2.10}$$

Инерция моменті дене массасының осьті айнала орналасуына тәуелді және айналмалы қозғалыс кезіндегі *дененің инерттілігін* сипаттайды. (2.10) өрнегі жеке материалдық нүктелерден тұратын жүйенің инерция моментін есептеуге ыңғайлы. Тұтас денелердің инерция моментін есептеуге интеграл анықтамасын пайдаланып, (2.10) өрнегін мына түрде жазуға болады:

$$J_z = \int r_i^2 dm. \tag{2.11}$$

Сонымен дененің инерция моменті таңдап алынған оське байланысты және ол осьті параллель ауыстырғанға және айналдырғанда өзгеріп отырады.

Таңдап алынған осьті параллель ауыстырғанда дененің инерция моментін есептеуге *Штейнер теоремасы* қолданылады.

Штейнер теоремасы: таңдап алынған оське қатысты дененің J инерция моменті, осы оське параллель, дененің массалық центрі арқылы өтетін оське қатысты J_0 инерция моменті мен дененің массасы және осы екі осьтің a ара қашықтығының квадратына көбейтіндісінің қосындысына тең болады:

$$J = J_0 + ma^2. \qquad (2.12)$$

Штейнер теоремасынан денелердің инерция моменттерінің минимал мәні массалық центрі арқылы өтетін оське қатысты J_0 инерция моменті екені байқалады.

2.1 кесте - Пішіндері әртүрлі денелердің массалық центрі арқылы өтетін оське қатысты J_0 инерция моменті

Дене	Инерция моменті- J_0
Материалды нүкте	$J_0 = mR^2$
Шар	$J_0 = \frac{2}{5}mR^2$
Жұқа цилиндр немесе диск	$J_0 = \frac{1}{2}mR^2$
Ұзындығы l, біртекті стержень	$J_0 = \frac{1}{12}ml^2$

Жоғарыдағы тұжырымдамаларды пайдаланып, мына өрнекті алуға болады:

$$M_Z = J_Z \cdot \varepsilon, \qquad (2.13)$$

мұндағы M_Z – Z осіне қатысты денеге түсірілген барлық күштің моменті;

J_Z – берілген оське қатысты дененің инерция моменті;

ε – айналып қозғалған дененің бұрыштық үдеуі.

(2.13) өрнегі бектілген осьті айналып қозғалған қатты *дененің айналмалы қозғалысының динамикасының негізгі теңдеуін* береді.

3 Дәріс №3 Механикалық энергиялар, жұмыс және қуат.

Дәріс мазмұны: механикалық энергиялар, жұмыс және қуат; механикалық сақталу заңдары.

Дәрістің мақсаттары: механикалық энергиялар, жұмыс және қуат, сақталу заңдарын табиғаттың негізгі заңдары ретінде мағынасын түсіндіру; олардың

тұжырымдалуы мен қолдану шектерін меңгеру; консервативті және консервативті емес күштерді және сақталу заңдарының мәнін түсінуі.

Энергия материяның әртүрлі қозғалыс формаларының өлшемі

Жүйенің энергиясы жүйеде мүмкін болатын өзгерістерді (сандық және сапалық) сандық түрде сипаттайды. *Энергия* –күй функциясы.

Өзара әсерлесуші денелер арасындағы энергия алмасу процесін сандық түрде сипаттау үшін берілген денеге түсірілген күштің жұмысын қарастырады. *Жұмыс* – күштік өзара әсерлесу процестерінде энергияның өзгеру шамасы.

3.1 Кинетикалық энергия және күш жұмысы

Массасы m қандай да бір бөлшекті қарастырайық. Оған $\vec{F}$ күшпен әсер етейік. Осы бөлшек үшін Ньютонның екінші заңының теңдеуі:

$$m\frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F} \ . \tag{3.1}$$

(3.1) теңдеуін бөлшектің шексіз аз $d\vec{r}$ орын ауыстыру векторына көбейтсек ($d\vec{r} = \vec{V}dt$ екенін ескереміз):

$$m\left(\vec{V}\frac{d\vec{V}}{dt}\right)dt = \left(\vec{F}d\vec{r}\right). \tag{3.2}$$

3.1-суреттен $\vec{V}d\vec{V}$ скаляр көбейтіндісі:

$$\vec{V}d\vec{V} = VdV\cos\alpha = V\left|d\vec{V}\right|_{\tau} = VdV = d\left(\frac{V^2}{2}\right)$$

тең болады. Онда,

$$d\left(\frac{V^2}{2}\right) = \vec{F}d\vec{r} \ . \tag{3.3}$$

(3.3) –тің оң жағындағы шама $\vec{F}$ күштің dA жұмысы деп аталады. Ол

$$dA = \left(\vec{F}d\vec{r}\right) = Fdr\cos\alpha \ , \tag{3.4}$$

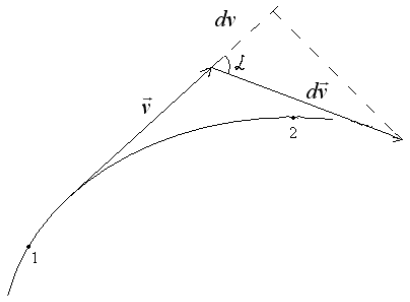
мұндағы $\alpha - \vec{F}$ күш пен $d\vec{r}$ орын ауыстырудың арасындағы бұрыш (3.1 сурет).

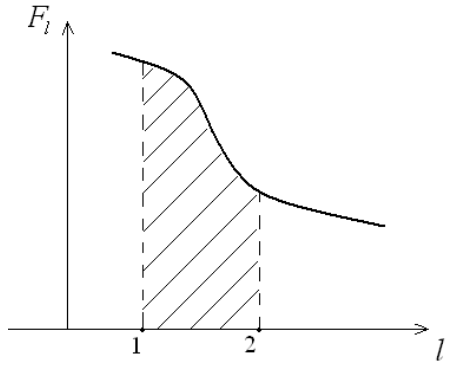
(3.4) формуласы $\vec{F}$ күштің элементар жұмысын сипаттайды. Денені шекті қашықтыққа орын ауыстырғанда атқарылатын толық жұмыс қозғалыс траекториясы бойынша алынған қисық сызықты интеграл бойынша анықталады:

$$A_{12} = \int_1^2 dA = \int_l \left(\vec{F}d\vec{r}\right) = \int_l F_l dl \ . \tag{3.5}$$

Күш жұмысы – алгебралық шама, ол оң да, теріс те, нөлге де тең болуы мүмкін. Жұмыстың сызба түрде анықталуы 3.2 суретте көрсетілген. (3.3) теңдеуінің сол жағын қарастырайық. Ол қандай да бір функцияның толық дифференциалын береді:

$$W_k = \frac{mV^2}{2} + const. \qquad (3.6)$$





3.1 сурет 3.2 сурет

W_k шамасы бөлшектің кинетикалық энергиясы деп аталады. *Кинетикалық энергия* – толық энергияның бөлшектің қозғалысымен байланысты бөлігі. Тыныштықта тұрған дененің (V=0) кинетикалық энергиясы болмайтынын ескерсек, (3.6) өрнектен шығатыны:

$$W_k = \frac{mV^2}{2} = \frac{p^2}{2m} \qquad (3.7)$$

тең екені шығады.

Қозғалмайтын осьті айналып қозғалған қатты дененің *айналмалы қозғалысы кезіндегі кинетикалық энергиясы*:

$$W_k = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{L^2}{2I}. \qquad (3.8)$$

(3.7) және (3.8) өрнектері реялитивистік емес (v<<c) бөлшектер үшін дұрыс болады. Олай болса, бөлшектің кинетикалық энергиясының өзгерісі осы бөлшекке әсер етуші барлық күштердің жұмысына тең болады:

$$A_{12}=W_{k2}-W_{k1}. \qquad (3.9)$$

Бірлік уақыт ішінде істелінген жұмысқа тең физикалық шама *қуат* деп аталады:

$$N = \frac{dA}{dt}. \qquad (3.10)$$

3.2 Консервативті және консервативті емес күштер. Потенциалды күш өрісі

Барлық күштерді физикалық табиғатына тәуелсіз консервативті және консервативті емес күштер деп екі топқа бөледі. Егер күштің жұмысы бөлшектің бастапқы нүктеден соңғы нүктеге қандай траекториямен орын ауыстырғанына байланысты болмаса, ондай күштер консервативті күштер деп аталады.

$$A_{12} = \int_{l_1} \left(\vec{F} d\vec{r}\right) = \int_{l_2} \left(\vec{F} d\vec{r}\right). \qquad (3.11)$$

Егер орын ауыстыру тұйық жолмен өтсе, консервативті күштің жұмысы нөлге тең болады:

$$\oint \vec{F} d\vec{r} = 0. \qquad (3.12)$$

Консервативті емес күштің жұмысы орын ауыстыру өтетін жолға тәуелді болады. Мұндай күштер диссипативті деп аталады.

Консервативті күштер өрісі ерекше қасиеттерге ие, олар *потенциалды өрістер* класын құрайды. Әр нүктедегі өрісті кеңістіктегі нүктенің орнына және $\vec{F}(\vec{r})$ күштің сипатына тәуелді болатын қандай да бір $W_p(\vec{r})$ функциясымен сипаттауға болады. Олай болса, бөлшек 1 нүктеден 2 нүктеге орын ауыстырғанда $\vec{F}(\vec{r})$ консервативті күштің жұмысы W_p функциясының кемуіне тең болады:

$$A_{12} = W_{p1} - W_{p2} = -\Delta W_p. \qquad (3.13)$$

Wp функциясы сыртқы консервативті өрістегі бөлшектің потенциалдық энергиясы деп аталады. Мұндай өрісте жұмыс потенциалдық энергия есебінен жасалатынын (3.13) теңдеуінен көруге болады.

Бөлшектің потенциалдық энергиясы $W_p(\vec{r})$ өрісті тудыратын объектілермен өзара әсерлесу энергиясы болып табылады. (3.13) формуласы әрбір нақты жағдайда W_p үшін (кез келген тұрақтыға дейінгі дәлдікпен) өрнегін алуға мүмкіндік береді.

Потенциалды өрісте орналасқан бөлшектің энергиясы мен күштің арасындағы байланыс:

$$\vec{F} = -\left(\frac{\partial W_p}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial W_p}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial W_p}{\partial z}\vec{k}\right) \qquad (3.14)$$

немесе

$$\vec{F} = -grad W_p \quad . \qquad (3.15)$$

4 Дәріс №4. Механикадағы сақталу заңдары

Дәрістің мақсаты:

– механикадада орын алатын сақталу заңдарының мағынасын түсіндіру;
– олардың тұжырымдалуы мен қолдану шектерін меңгеру
– сақталу заңдарына ортақ және айырмашылықта болатын жағдайлар

4.1 Денелердің тұйықталған жүйесі. Импульстің сақталу заңы

Импульстің сақталу заңы негізінде кеңістіктің барлық нүктелерінде қасиеттері бірдей болатын *кеңістіктің біртектілігі* қасиеті бар, табиғаттың жалпы заңы. Импульстің сақталу заңы тұйықталған жүйелерде сақталады.

Сыртқы күштер әсер етпейтін жүйе (өзара әсерлесуші денелердің жиынтығы) *оқшауланған* немесе *тұйықталған жүйе* деп аталады.

Материялық нүктелердің (денелердің) тұйық жүйесінің толық импульсі уақыт бойынша өзгермейді:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = 0, \qquad \vec{p} = \sum_{i=1}^{N} \vec{p}_i = const. \tag{4.1}$$

Импульс моментінің сақталу заңы

Айналмалы қозғалыс динамикасының негізгі (2.8) заңынан, егер сыртқы күштер болмаса (тұйықталған жүйеде), онда $\frac{d\vec{L}}{dt} = 0$, сондықтан, $\vec{L} = const$ және $L_z = I\omega$ екенін ескерсек:

$$\sum_{i=1}^{N} L_z = I_i \omega_i = const \tag{4.2}$$

материялық нүктелер (денелер) тұйық жүйесінің импульс моменті тұрақты болып қалады.

Импульс моментінің сақталу заңы да импульс моментінің сақталу заңы да сияқты табиғаттың негізгі заңы болып табылады. Оның негізінде кеңістіктің *изотроптылық қасиеті* жатыр, тұйық жүйенің бұрылуы оның механикалық қасиеттеріне әсер етпейді.

Бөлшектің толық механикалық энергиясы W кинетикалық және потенциалдық энергияларының қосындысына тең. Консервативті күш өрісіндегі бөлшектің толық механикалық энергиясының өзгерісі бөлшекке әсер ететін консервативті емес күштердің жұмысына тең:

$$W_2 - W_1 = A_{12}. \tag{4.3}$$

N өзара әсерлеспейтін бөлшектер жүйесінің энергиясы осы жүйені құрайтын бөлшектердің барлық энергияларының қосындысымен анықталады:

$$W = \sum_{i=i}^{N} W_i = \sum_{i=i}^{N} \left(W_{ki} + W_{pi}\right). \tag{4.4}$$

Егер бөлшектер бір-бірімен өзара әсерлесетін болса, аддитивті болып табылмайтын олардың өзара әсерлесу энергиясын ескеру қажет:

$$W = \sum_{i=1}^{N} \left(W_{ki} + W_{pi}\right) + W_{вз}. \tag{4.5}$$

Егер жүйе бөлшектерінің арасында сыртқы күштер болмай ($A_{12}=0$), тек қана консервативті күштер әсер етсе (мұндай жүйені *консервативті* деп атайды), (4.3) формуладан көретініміздей оның толық механикалық энергиясы сақталып қалады. Бұл тұжырым толық механикалық энергияның сақталу заңы болып табылады. Толық механикалық энергия тек денелердің тұйық консервативті жүйесінде ғана сақталады.

4.2 Импульс моментінің сақталу заңы

Айналмалы қозғалыс динамикасының негізгі заңын қорытқан кезде, біз қатты денені материялық нүктелер жиынтығы деп қарастырып, мынадай қорытындыға келдік

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}, \qquad (4.6)$$

мұндағы $\vec{L}=\sum \vec{L}_i$ – жүйенің импульс моменті;

$\vec{M}$– жүйеге әсер ететін сыртқы күштердің қорытқы моменті.

Ішкі күштердің моменттерінің қосындысы кез келген жүйе үшін нөлге тең.

Егер сыртқы күштер болмаса (тұйықталған жүйеде), онда $\frac{d\vec{L}}{dt}$ =0, сондықтан, $\vec{L} = const$.

$$\vec{L} = \sum \vec{L}_i = const \qquad (4.7)$$

Тұйықталған жүйенің материялық нүктелерінің (денелер) толық импульс моменті тұрақты болып қалады.

Егер дене қозғалмайтын осьті айналып қозғалса, M_z=0 онда L_z=const. L_z=Iω екенін ескерсек ,

$$\sum_{i=1}^{N} L_z = I_i \omega_i = const. \qquad (4.8)$$

Импульс моментінің сақталу заңы да импульстің сақталу заңы сияқты табиғаттың негізгі заңы болып табылады. Оның негізінде *кеңістіктің изотроптылығы қасиеті* жатыр, яғни тұйық жүйенің бұрылуы оның механикалық қасиеттеріне әсер етпейді.

4.3 Механикадағы энергияның сақталу заңы. Энергияның сақталуының және түрленуінің жалпы физикалық заңы

Энергияның сақталу және айналу заңы табиғаттың негізгі заңдарының бірі болып табылады. Энергияның сақталу заңы *уақыттың біртектілігін көрсетеді*, яғни уақыттың барлық кезеңдері үшін бірдей. Уақыттың әр кезеңдерінің эквивалентті болу себебі кез келген физикалық процесс оның қашан басталғанына тәуелсіз бірдей жүріп отырады. Энергияның сақталу және айналу заңының терең мағынасы бар. Ол қозғалыстың материяның ажырамас қасиеті екенін, оның пайда болмайтынын және жоғалмайтынын, бір түрден екінші түрге айналатынын көрсетеді.

Бөлшек пен бөлшектер жүйесінің толық механикалық энергиясын қарастырайық. (3.14) формуласына оралайық. Бөлшекке консервативті $\vec{F}^{\bullet}$ және консервативті емес $\vec{F}$ күштер әсер етеді делік. Онда

$$W_{k2}-W_{k1}=A_{12}^{*}+A_{12}$$

$A_{12}^{*}=W_{p1}-W_{p2}$ екенін ескерсек,

$$(W_{k2}+W_{p2})-(W_{k1}+W_{p1})=A_{12} \quad (4.5)$$

Бөлшектің толық механикалық энергиясы W кинетикалық және потенциалдық энергияларының қосындысына тең. Консервативті күш өрісіндегі бөлшектің толық механикалық энергиясының өзгерісі бөлшекке әсер ететін консервативті емес күштердің жұмысына тең

$$W_2-W_1=A_{12}\,. \quad (4.6)$$

N өзара әсерлеспейтін бөлшектер жүйесінің энергиясы осы жүйені құрайтын бөлшектердің барлық энергияларының қосындысымен анықталады

$$W=\sum_{i=i}^{N}W_i=\sum_{i=i}^{N}\left(W_{ki}+W_{pi}\right). \quad (4.9)$$

Егер бөлшектер бір-бірімен өзара әсерлесетін болса, аддитивті болып табылмайтын олардың өзара әсерлесу энергиясын ескеру қажет.

$$W=\sum_{i=1}^{N}\left(W_{ki}+W_{pi}\right)+W_{оз.}. \quad (4.10)$$

Егер жүйе бөлшектерінің арасында сыртқы күштер болмай ($A_{12}=0$), тек қана консервативті күштер әсер етсе (мұндай жүйені консервативті деп атайды), (4.7) формуладан көретініміздей, оның толық механикалық энергиясы сақталып қалады. Бұл тұжырым толық механикалық энергияның сақталу заңы болып табылады. *Толық механикалық энергия тек денелердің тұйықталған консервативті жүйесінде ғана сақталады*.

Импульстің, импульс моментінің және энергияның сақталу заңдары - қуатты және тиімді зерттеу аспабы. Сақталу заңдарының осы қасиеті мынадай себептерге байланысты:

- сақталу заңдары бөлшектердің траекториясына, әсер етуші күштердің сипатына тәуелсіз. Сондықтан, қозғалыс теңдеулерін қарастырмай-ақ, әртүрлі механикалық процестердің қасиеттері жөнінде жалпы және маңызды қорытындылар жасауға мүмкіндік береді;
- бұл дәлел әсер етуші күштер белгісіз болған жағдайда (денелердің, молекулалардың соқтығысуы) да сақталу заңдарын қолдануға болатынын көрсетеді.

5 Дәріс №5 Арнайы салыстырмалылық теория және релятивистік динамика элементтері

Дәрістің мазмұны: арнайы салыстырмалылық теориясына шолу жасалады.

Дәрістің мақсаттары: релятивистік динамика элементтерімен ерекшеліктерімен танысу; арнайы салыстырмалылық теориясының жалпы қасиеттері мен заңдылықтарын ашып көрсету.

5.1 Эйнштейн постулаттары. Арнайы салыстырмалылық теориясы

Арнайы салыстырмалылық теориясы кеңістіктің біртекті және изотропты-лығын, уақыттың біртектілігін бейнелейтін кеңістік пен уақыт жөнінде физикалық теория.

Эйнштейннің арнайы салыстырмалылық теориясы негізін екі постулат құрайды: салыстырмалылықтың жалпылама принципі және вакуумдағы жарық жылдамдығының тұрақтылық принципі:

- барлық физикалық құбылыстар инерциалдық санақ жүйелерінде бірдей өтеді;

- вакуумдегі жарық жылдамдығы барлық инерциалдық санақ жүйелерінде бірдей және ол жарық көздері мен қабылдағыштардың қозғалыстарына тәуелсіз, яғни универсал тұрақты болады. Оның шамасы:

$$c = 2{,}99793 \cdot 10^8 \text{ м/с}.$$

Эйнштейннің негізгі постулаттарының салдарлары:

- уақыт әртүрлі санақ жүйелерінде әртүрлі өтеді. Оқиғаның қай санақ жүйесіне қатысты екені көрсетілгенде ғана екі оқиғаның арасындағы белгілі уақыт аралығы болады деп айтуға болады. Қандай да бір санақ жүйесінде бір мезгілде өтетін оқиғалар басқа санақ жүйелерінде басқаша өтеді;

- *K* және *K*` санақ жүйелеріндегі бір оқиғаның уақыт аралықтарының салыстырмалылығы:

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \qquad (5.1)$$

Объектімен бірге қозғалған сағат бойынша есептелген уақыт осы объектінің τ_0 меншікті уақыты деп аталады:

$$\Delta t = \frac{\Delta \tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad (5.2)$$

Қозғалыстағы сағат қозғалмайтын сағатқа қарағанда баяу жүреді. Сағат қозғалмайтын жүйедегі уақыт жүрісінің баяулауы сағат қозғалысының оның жұмыс істеуі әсеріне байланыссыз, ол тек уақыттың салыстырмалылығын көрсетеді.

Кеңістік интервалдарының салыстырмалылы:

$$\Delta l = \Delta l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad . \qquad (5.3)$$

Таяқша қозғалмайтын санақ жүйесінде өлшенген таяқшаның ұзындығы Δl_0 *меншікті ұзындық* деп аталады. (5.3)-ден көретініміздей *меншікті ұзындықтың* шамасы ең үлкен, яғни барлық санақ жүйесінде денелердің ұзындығы меншікті ұзындықпен салыстырғанда қысқарады. Осы құбылыс қозғалыс бағытында дене өлшемдерінің *лоренцтік қысқаруы* деп аталады. Денелердің геометриялық өлшемдерінің лоренцтік қысқаруы дене өлшемдеріне қозғалыстың физикалық

әсерімен байланысты емес. Ол кеңістік аралықтарының абсолют еместігін, оның санақ жүйесіне байланысты екендігін көрсетеді.

Лоренц түрлендірулері - арнайы салыстырмалылық теориясында кеңістік пен уақыттың қасиеттерін бейнелеуші координата мен уақытты релятивистік түрлендіру Лоренц түрлендірулері деп аталады. Осы түрлендіруге сәйкес, К` жүйеден К жүйеге өту (5.4) формуласы арқылы, ал К жүйеден К` жүйеге өту (5.5) формуласы арқылы жүзеге асады:

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \qquad y = y'; \qquad z = z'; \qquad t = \frac{t' + \frac{x'v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \tag{5.4}$$

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \qquad y' = y; \qquad z' = z; \qquad t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \tag{5.5}$$

Координат пен уақыт түрлендірулері негізінде салыстырмалылық принципінің тағы бір тұжырымын беруге болады: *физикалық заңдар Лоренц түрлендірулеріне қатысты инвариантты болады.*

x осі бойымен қозғалған бөлшек үшін жылдамдықтарды қосудың релятивистік заңы:

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{vu'}{c^2}} \quad . \tag{5.6}$$

Арнайы салыстырмалық теориясының инванттары

Лоренц түрлендіруі бойынша жарық жылдамдығы барлық санақ жүйелерінде тұрақты. Сондай-ақ, Лоренц түрлендіруі бойынша жарық жылдамдығы максимал жылдамдық болып табылады.

Релятивистік механикада Лоренц түрлендіруіне қатысты кеңістік пен уақыт:

$$\Delta S^2 = c^2(t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2 = c^2\Delta t^2 - \Delta l^2 = (\Delta S')^2. \tag{5.7}$$

Осы шама оқиғалар арасындағы *кеңістіктік-уақыттық интервал (немесе жай интервал)* деп аталады.

Релятивистік динамика элементтері.

Релятивистік импульс мына формуламен өрнектеледі:

$$\vec{p} = \frac{m\vec{V}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad . \tag{5.8}$$

$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$ қатынасымен өрнектелетін динамиканың негізгі заңы (4.8) өрнегін ескерсек, релятивистік қозғалыстар үшін де дұрыс болады.

Жалпы жағдайда, динамиканың релятивистік заңы бойынша $d\vec{V}/dt$ және $\vec{F}$ векторларының бағыттары сәйкес келмейді, үдеу мен күш шамалары арасындағы пропорционалдық бұзылады.

Дененің *толық энергиясы* деп аталатын W шамасын қарастырайық:

$$W = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}} \tag{5.9}$$

Дененің толық энергиясы оң шама және тыныштық күйде ол нөлге тең емес. $V = 0$ кездегі дененің толық энергисы - $W_0 = mc^2$ тыныштық энергиясы деп аталады. Бұл өрнек кез келген денеде масса мен энергияның бір-біріне пропорционал болатындығын көрсетеді. Дененің тыныштық энергиясының әрбір өзгерісі оның массасының пропорционалдық өзгерісін тудырады.

Қозғалыс энергиясы, яғни кинетикалық энергия да - толық энергияның бір бөлігі. Сондықтан дененің кинетикалық энергиясы толық энергия мен тыныштық энергиясының айырмасы ретінде анықталады:

$$W_k = W - W_0 = mc^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}} - 1\right). \tag{5.10}$$

Энергия мен импульс бір-бірінен бөліп қарастырғанда салыстырмалы, яғни әртүрлі санақ жүйелерінде мәндері әртүрлі. Бірақ $W^2 - c^2p^2$ біріккен комбинациясы түрінде олар Лоренц түрлендіруіне қатысты инвариантты болатын бөлшек күйінің абсолютті сипатамасын береді. Осы шаманың инвариантты болуына байланысты импульс пен энергияның релятивистік өзара байланысы шығады: бір инерциялық санақ жүйесінен екінші инерциялық санақ жүйесіне көшкенде бөлшектің импульсі мен энергиясы $W^2 - c^2p^2$ комбинациясы сақталып қалатындай болып өзгереді.

6 Дәріс №6. Тербелмелі процестер

Дәрістің мазмұны: дәрісте механикалық тербелістерге шолу жасалады.

Дәрістің мақсаты: тербеліс процестерін және оның сипаттамаларын оқып үйрену.

Қандай да бір дәрежеде қайталанып тұратын процестер (қозғалыстар немесе күй теңдеулері) *тербелістер* деп аталады.

Жүйені тепе-теңдік күйден шығарғаннан кейін өздігінен өтетін тербелістер *еркін (меншікті) тербелістер* деп аталады.

Сыртқы периодты күштің әсерінен жүйеде пайда болатын тербелістер *еріксіз тербелістер* деп аталады.

Егер тербелмелі жүйені сипаттайтын барлық физикалық шамалардың мәндері бірдей тең уақыт аралықтарында қайталанып тұратын тербелістер *периодтық тербелістер* деп аталады.

Гармоникалық тербелістер деп косинус (немесе синус) заңы бойынша өтетін процестерді айтады.

6.1 Еркін гармоникалық тербелістер

Гармоникалық тербеліс жасайтын $S(t)$ шама үшін өрнекті мына түрде жазуға болады:

$$S(t) = A\cos(\omega_0 t + \varphi_0), \qquad (6.1)$$

мұндағы $A = S_m$ - *тербеліс амплитудасы*, өзгеретін S шаманың ең үлкен мәні;

ω_0 - меншікті дөңгелектік (немесе циклдік), 2π уақыттағы толық тербеліс саны;

$(\omega_0 t + \varphi_0)$ - кез келген t мезетінде S мәнін анықтайтын тербеліс фазасы;

φ_0 - бастапқы фаза, яғни $t = 0$ бастапқы уақыт мезетінде тербеліс фазасы.

Толық тербеліс жасайтын уақыт *период* деп аталады (T), $T = 2\pi / \omega$.

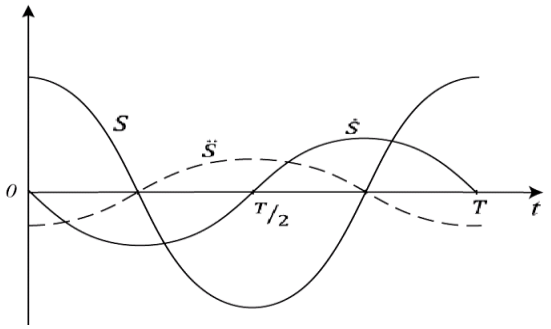
Бірлік уақыт ішінде жасалатын толық тербеліс саны ν *жиілік* деп аталады.

Гармоникалық еркін тербелістер екінші реттік біртекті дифференциалдық теңдеумен сипатталады:

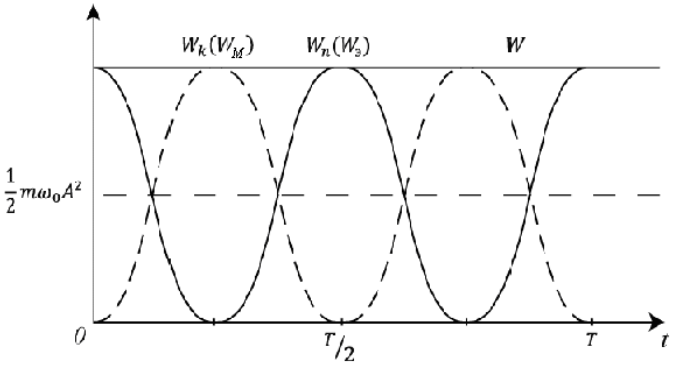
$$\ddot{S} + \omega_0^2 S = 0; \qquad (\ddot{S} = d^2S/dt^2). \qquad (6.2)$$

(6.2) теңдеуінің шешімі гармоникалық тербелістің теңдеуі (6.1) болып табылады.

Тербелмелі процестің физикалық табиғаты мен оның пайда болу «механизміне» қарай тербелмелі процестер *механикалық, электромагниттік, электромеханкалық* т.б. тербелістерге бөлінеді.



6.1 сурет



6.2 сурет

Тербелмелі жүйе *осциллятор*, ал гармоникалық тербеліс жасайтын жүйені *гармоникалық осциллятор* деп атау қабылданған. Осцилляторларға маятниктер, тербелмелі контур, қатты денелердің молекулалары мен атомдары және т.б. жатады.

Тербелмелі процестерді оқып үйрену табиғаты әртүрлі процестер арасында математикалық ұқсастықты қарастырғанда қиын болмайды. Себебі, олар түрі бойынша бірдей дифференциалдық теңдеулермен сипатталады.

6.2 Гармоникалық тербелістердің энергиясы

Механикалық тербелістердің W толық энергиясы кинетикалық W_k және W_n потенциалдық энергиялардың қосындысы арқылы анықталады:

$$W_k = \frac{m\upsilon^2}{2} = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2}\sin^2(\omega_0 t + \varphi) \quad \text{және} \quad W_n = \frac{kx^2}{2} = \frac{kA^2}{2}\cos^2(\omega_0 t + \varphi)$$

осыдан толық энергия

$$W = W_k + W_n = \frac{kA^2}{2} = \frac{m\omega^2 A^2}{2} = W_{k\max} = W_{n\max} = const. \qquad (6.3)$$

6.3 Бірдей бағыттағы және өзара перпендикуляр тербелістерді қосу

6.3.1 *Бірдей бағыттағы, жиіліктері бірдей тербелістерді қосу*.
Егер жүйе бір мезгілде:

$$x_1 = A_1\cos(\omega_0 t + \varphi_{01}),\ x_2 = A_2\cos(\omega_0 t + \varphi_{02}), \qquad (6.4)$$

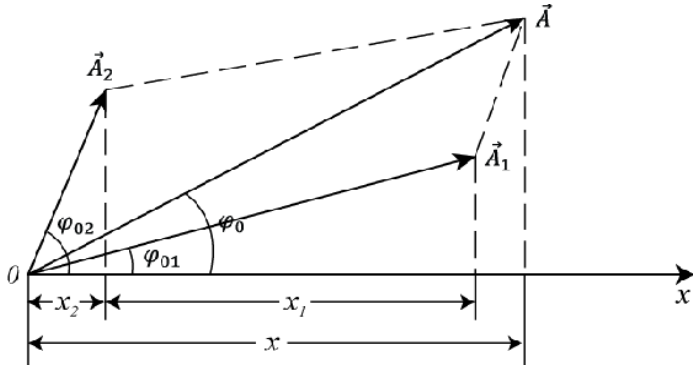
теңдеулерімен сипатталатын екі тербеліске қатысса, онда қосуды *векторлық диаграмма* әдісін қолданып, жүргізуге болады (6.3 сурет). Қорытқы $\vec{A}$ векторының x осіне проекциясы қосылғыш векторлардың проекцияларының қосындысына тең: $x = x_1 + x_2$.

6.3 сурет бойынша *қорытқы тербеліс амплитудасы* косинустар теоремасымен:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_{02} - \varphi_{01}), \qquad (6.5)$$

ал *қорытқы тербелістің бастапқы фазасы* тангенс бойынша анықталады:

$$tg\varphi_0 = \frac{A_1\sin\varphi_{01} + A_2\sin\varphi_{02}}{A_1\cos\varphi_{01} + A_2\cos\varphi_{02}}. \qquad (6.6)$$



6.3 сурет

Сонда қорытқы гармоникалық тербелістің теңдеуі:

$$x = A\cos(\omega_0 t + \varphi_0).$$

6.3.2 *Жиіліктері бірдей, өзара перпендикуляр тербелістерді қосу.*

Егер тербелістер бір мезгілде өзара перпендикуляр *x* осі және *y* осі бойымен өтсе, онда олардың теңдеулері келесі түрде жазылуы мүмкін:

$$x = A\cos\omega t\,,\ y = B\cos(\omega t + \varphi_0), \tag{6.7}$$

мұндағы φ_0 - екі тербелістің фазалар айырымы (фаза ығысуы).

Қорытқы тербелістің траекториясын анықтау үшін (6.7) теңдеудегі уақыттан құтылып, *траекторияның теңдеуін* шығарып аламыз:

$$\frac{x^2}{A^2} - \frac{2xy}{AB}\cos\varphi_0 + \frac{y^2}{B^2} = \sin^2\varphi_0. \tag{6.8}$$

Егер өзара перпендикуляр тербелістердің жиіліктері бірдей болмаса, онда қорытқы қозғалыстың траекториялары *Лиссажу фигуралары* деп аталатын күрделі қисықтарды береді.

6.4 Еркін өшетін және еріксіз тербелістер. Резонанс

Серіппелі маятниктегі өшетін тербелісті қарастырайық. Егер серіппе тербеліне ортаның $F = -r\upsilon$ кедергі күші әсер ететін болса, Ньютонның екінші заңы бойынша:

$$m\ddot{x} = -kx - r\upsilon, \tag{6.9}$$

мұндағы r - ортаның кедергі коэффициенті;

k – серіппе қатаңдығы.

Түрлендірулерден кейін *өшетін тербелістің дифференциал* теңдеуін аламыз:

$$m\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + kx = 0, \tag{6.10}$$

мұндағы β - өшу коэффициенті, $\beta = \dfrac{r}{2m}$.

Бұл теңдеуінің шешімі өшетін тербелістің теңдеуі болып табылады:

$$x = A_0 e^{-\beta t}\cos(\omega t + \varphi_0), \tag{6.11}$$

мұндағы A_0 - тұрақты, бастапқы амплитуда;

φ_0 (бастапқы фаза) бастапқы шарттарға, яғни бастапқы уақыт мезетіндегі *x* және $\dot{x} = \upsilon$ мәндеріне тәуелді.

Өшетін тербелістер периоды мен *циклдік жиілігі* $T = 2\pi / \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ және $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ өрнектерімен анықталады. Өшетін тербелістің амплитудасы e есе азаятын уақыт аралығын *релаксация уақыты* $\tau = 1/\beta$ деп атайды. Өшетін тербелістің амплитудасының кему жылдамдығын сандық түрде сипаттау үшін өшудің логарифмдік декременті деген ұғымды қолданады. *Өшудің логарифмдік декременті* деп периодқа ерекшеленетін уақыт мезеттеріне сәйкес амплитудалардың мәндерінің қатынасының натурал логарифмін айтады:

$$\lambda = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \beta T = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{N_e}, \qquad (6.12)$$

мұндағы N_e - амплитудасы e есе азаятын уақыт аралығында жасайтын тербеліс саны.

Еріксіз механикалық тербелістерді тудыру үшін сырттан периодты түрде $F = F_0 \cos\omega_c t$ күш әсер етуі қажет. (6.10) өрнегіне сәйкес, еріксіз тербеліс теңдеуі:

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = f_0 \cos\omega_c t, \qquad (6.13)$$

бұл еріксіз тербелістің дифференциал теңдеуі, оның дербес шешімі:

$$x = A\cos(\omega t + \varphi), \qquad (6.14)$$

мұндағы A - еріксіз тербелістің амплитудасы;

φ - бастапқы фазасы.

Олар мына өрнектермен анықталады:

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega_c^2)^2 + 4\beta^2\omega_c^2}} \quad \text{және} \quad tg\varphi = \frac{2\beta\omega_c}{\omega_0^2 - \omega_c^2}.$$

Осыдан ω_0 меншікті жиілік пен сыртқы әсер етуші күш ω_c жиілігінің айырмасы неғұрлым аз болған сайын, A амплитуда соғұрлым жоғары болатынын байқауға болады. Сыртқы әсер жиілігінің белгілі бір мәнінде еріксіз тербелістің амплитудасының күрт артуы *резонанс* деп аталады. Резонанс басталатын сыртқы әсердің $\omega_{рез}$ жиілігі *резонанстық жиілік* деп аталады.

Резонанстық жиіліктер келесі формуламен анықталады:

$$\omega_{рез} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}. \qquad (6.15)$$

7 Дәріс №7. Серпімді толқындар

Дәріс мазмұны: серпімді толқындар теңдеулері мен сипаттамалары баяндалады.

Дәріс мақсаты: серпімді толқындар теңдеулері мен сипаттамаларын, энергиясын ашып көрсету.

7.1 Серпімді толқындар және оның теңдеуі

Тербелістердің кеңістікте таралу процесі *толқын* деп аталады. Механикалық тербелістердің серпімді ортада таралу процесі *серпімді толқын деп* аталады. *Толқындардың негізгі қасиеті – зат тасымалынсыз энергияны тасымалдау болып табылады.*

Егер *x=0* жазықтығында жататын нүктелердің тербелісі $\xi = (0,t) = A\cos(\omega t + \varphi_0)$ функциясымен сипатталса, онда бөлшектердің тербеліс көзінен қандай да бір *x* қашықтықта ол уақыт бойынша $\tau = x/\upsilon$ шамаға кешігеді, υ - толқынның таралу жылдамдығы. *x* жазықтығында жататын бөлшектердің тербеліс теңдеуі:

$$\xi = (x,t) = A\cos[\omega(t - x/\upsilon) + \varphi_0]. \qquad (7.1)$$

Толқындарды сипаттау үшін k - *толқындық сан* қолданылады:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\upsilon T} = \frac{\omega}{\upsilon}. \qquad (7.2)$$

Толқындық сан ұзындығы 2π тең кесіндіге қанша толқын ұзындығы сәйкес келетінін көрсетеді.

Сонда,

$$\xi(x,t) = A\cos(\omega t - kx + \varphi_0), \qquad (7.3)$$

мұндағы φ_0 - толқынның бастапқы фазасы;

$(\omega t - kx + \varphi_0)$ - жазық толқынның фазасы.

Егер ортада энергия шығыны орын алса, онда:

$$\xi = A_0 e^{-\gamma x}\cos(\omega t - kx + \varphi_0), \qquad (7.4)$$

мұндағы γ - толқынның өшу коэффициенті.

Толқын фронтына перпендикуляр бағытталған бірлік $\vec{n}$ вектормен сипатталатын кез келген бағытта жазық толқын таралғанда $\vec{k}$ *толқындық вектор* енгізеді:

$$\vec{k} = k\vec{n} = \frac{2\pi}{\lambda}\vec{n}.$$

Бұл жағдайда жазық толқынның теңдеуі келесі түрде жазылады:

$$\xi(\vec{r},t) = A\cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varphi_0), \qquad (7.5)$$

мұндағы $\vec{k}\vec{r} = k_x \cdot x + k_y \cdot y + k_\alpha \cdot z$.

Толқындық теңдеуді алу үшін (7.3) теңдеуді алдымен уақыт бойынша, сосын x бойынша екі рет дифференциал аламыз, x осі бойымен таралатын жазық қума толқынның *толқындық теңдеуін* аламыз:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{\upsilon^2}\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}. \qquad (7.6)$$

(7.5) жазық толқынның теңдеуі (7.6) толқындық теңдеудің шешімі болып табылады.

Жалпы жағдайда, ығысу төрт айнымалының функциясы болып табылады және ол келесі түрде жазылады:

$$\nabla^2 \xi = \frac{1}{\upsilon^2}\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \qquad (7.7)$$

мұндағы

$$\nabla^2 \xi = \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}.$$

7.2 Толқынның энергиясы. Умов векторы

Толқын таралатын серпімді орта бөлшектердің тербелмелі қозғалысының кинетикалық энергиясына және ортаның деформациясынан пайда болатын потенциалдық энергияға ие болады.

Барлық нүктелерде қозғалыс жылдамдығы және деформациясын бірдей деп есептеуге болатын және сәйкесінше x осі бойынша таралатын толқын үшін $\frac{\partial \xi}{\partial t}$ және $\frac{\partial \xi}{\partial x}$ тең болатын ΔV аз көлемді ойша белгілеп аламыз.

Белгіленген көлем $\Delta W_k = \frac{\Delta m}{2}\left(\frac{\partial \xi}{\partial t}\right)^2 = \frac{\rho}{2}\left(\frac{\partial \xi}{\partial t}\right)^2 \Delta V$ кинетикалық энергияға ие, мұндағы $\Delta m = \rho \cdot \Delta V$ - ΔV көлемдегі заттың массасы, $\frac{\partial \xi}{\partial t} = -\omega A \sin(\omega t - kx)$.

Сонда

$$\Delta W_k = \frac{1}{2}\rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx)\Delta V.$$

Қарастырылып отырған көлем потенциалдық энергияс:

$$\Delta W_n = \frac{E\varepsilon^2}{2}\Delta V,$$

мұндағы E - Юнг модулі;

$\varepsilon = \frac{\partial \xi}{\partial x}$ - салыстырмалы ұзару немесе сығылу.

Қума толқындардың жылдамдығы $\upsilon = \sqrt{E/\rho}$, $\frac{\partial \xi}{\partial x} = kA\sin(\omega t - kx)$ екенін ескерсек, *потенциалдық энергия*ның өрнегі мынадай болады:

$$\Delta W_n = \frac{1}{2}\rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx)\Delta V.$$

Толық энергия ΔW_k мен ΔW_n қосындысына тең:

$$\Delta W = \Delta W_k + \Delta W_n = \rho\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx)\Delta V . \qquad (7.8)$$

Осы энергияны көлемге бөлсек, *энергия тығыздығын* аламыз:

$$w = \frac{\Delta W}{\Delta V} = \rho\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx).$$

Оның *орташа мәні:*

$$\langle w \rangle = \frac{1}{2}\rho\omega^2 A^2 . \qquad (7.9)$$

Қандай да бір бет арқылы dt бірлік уақытта толқын тасымалдайтын энергия осы бет арқылы өтетін *энергия ағыны* деп аталады:

$$\Phi = \frac{dW}{dt}.$$

Беттің әртүрлі нүктесінде энергия ағыны әртүрлі болуы мүмкін, сондықтан *энергия ағынының тығыздығы* деген ұғым енгізіледі. Бұл энергия тасымалының бағытына перпендикуляр бағытталған бірлік аудан арқылы өтетін энергия ағыны:

$$j = \frac{d\Phi}{dS_\perp} = \frac{dW}{dt \cdot dS_\perp} . \qquad (7.10)$$

Гармоникалық толқындар үшін (синусоидалық) толқынның энергия тасымалының жылдамдығы фазалық жылдамдыққа тең υ. Табанының ауданы dS және ұзындығы υdt тең қиық цилиндр ішінде жинақталған энергия dW:

$$dW = w\upsilon dt dS \cos\alpha = w\upsilon dt dS_\perp .$$

Осы формуланы (7.10) - ге қойып, энергия ағынының тығыздығы үшін формуланы аламыз:

$$j = w \cdot \upsilon .$$

Ағынның тығыздығын және оның бағытын анықтау үшін $\vec{j}$ *Умов векторын* енгізеді:

$$\vec{j} = w \cdot \vec{\mathrm{v}}, \qquad (7.11)$$

мұндағы $\vec{\mathrm{v}} = \frac{\omega}{k}\vec{n}$ - модулі толқынның фазалық жылдамдығына тең берілген нүктеде толқынға нормаль жылдамдық векторы.

Энергия ағынының тығыздығының уақыт бойынша орташа мәні *толқынның қарқындылығы* деп аталады:

$$I = \left|\langle \vec{j} \rangle\right| = \langle w \rangle \upsilon = \frac{1}{2}\rho\omega^2 A^2 \upsilon . \qquad (7.12)$$

7.3 Толқындық түйдек. Топтық жылдамдық. Толқын дисперсиясы

Толқындық сигналдың таралуы толқын топтарының (толқындық түйдек) тасымалдайтын тербеліс энергиясының орын ауыстыруымен анықталады. Сәуле шығару көбіне монохроматты бола бермейді, жіңішке жиіліктер интервалын құ-

райды. Осы жиілік мәндерінің жиынтығы жиіліктер спектрі деп аталады. Тербеліс сипатына қарай, спектр дискретті немесе үздіксіз болуы мүмкін.

Жиіліктері бір-біріне жақын екі жазық толқынның суперпозициясы болып табылатын сызықтық ортада таралатын толқынның қарапайым тобы – квазисинусоидалық толқынды қарастырамыз.

$$\xi_1 = A_0 \cos(\omega t - kx) \text{ және } \xi_2 = A_0 \cos[(\omega + d\omega)t - (k + dk)x],$$

мұндағы $k = \dfrac{\omega}{\upsilon_1}$, $(k + dk) = (\omega + d\omega)/\upsilon_2$, $d\omega \langle\langle \omega$, $dk \langle\langle k$.

Бұл тербелістерді қосу нәтижесінде келесі өрнек шығады:

$$\xi = 2A_0 \cos[(td\omega - xdk)/2]\cos(\omega t - kx).$$

Осы толқын синусоидалық толқыннан амплитудасымен ерекшеленеді:

$$A = 2A_0 \cos[(td\omega - xdk)/2]. \qquad (7.13)$$

Ол баяу өзгеретін x координата мен уақыттың функциясы болып табылады. Толқындық түйдектің таралу жылдамдығы ретінде A амплитудасы белгілі мәнге ие, көбіне максимал $A = 2A_0$ (толқындық түйдектің центрі) болатын нүктенің u орын ауыстыру жылдамдығы алынады. Себебі бұл нүктеде энергияның тығыздығы максимал, ендеше топтық жылдамдық – толқын энергиясының тасымал жылдамдығы.

Толқындық түйдектің центрі $td\omega - xdk = const$ заңы бойынша қозғалады бұдан *топтық жылдамдық:*

$$u = \frac{dx}{dt} = \frac{d\omega}{dk}.$$

$\omega = \upsilon k$, $k = 2\pi/\lambda$, $dk = -2\pi\, d\lambda/\lambda^2$ (λ - толқын ұзындығы) болса, онда

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \upsilon + k\frac{d\upsilon}{dk} = \upsilon - \lambda\frac{d\upsilon}{d\lambda}. \qquad (7.14)$$

Топтық жылдамдықтың υ фазалық жылдамдықтан артық немесе кем де болуы мүмкін. Ол фазалық жылдамдықтың толқын ұзындығына (жиілігіне), яғни ортаның қасиетіне тәуелді болуына байланысты. Монохромат толқынның фазалық жылдамдығының жиілікке (толқын ұзындығына) тәуелділігі *дисперсия* деп аталады.

Дисперсиялаушы орта жоқ кезде, мысалы, вакуумде электромагниттік толқындар $(\upsilon_ф = 3 \cdot 10^8 м/с)$ немесе ауада акустикалық толқындар $(\upsilon_ф = 337 м/с)$ таралғанда, олар өз пішіндерін сақтайды.

8 Дәріс №8. Молекула-кинетикалық теорияның (МКТ) негіздері. Статистикалық таралулар

Дәріс мазмұны: молекула кинетикалық теория заңдылықтары қарастырылады.

Дәріс мақсаты: статистикалық және термодинамикалық зерттеу әдістерінің маңыздылығын анықтау; классикалық статистикалық физиканың негізгі заңдарын оқып үйрену.

8.1 Статистикалық және термодинамикалық зерттеу әдістері

Статистикалық физика және термодинамика – макроскопиялық физикалық жүйелердің ортақ қасиеттерін зерттейтін бір-бірімен сабақтас физиканың бөлімдері.

Статистикалық физика макроденелердің құрылымы жөнінде атом-молекулалық көрініс моделіне (мысалы, идеал газ моделі) және математикалық статистикаға негізделген. Макрожүйелердің қасиеті жүйені құрайтын бөлшектердің қасиеті бойынша, олардың қозғалысының ерекшеліктері және осы бөлшектердің динамикалық сипаттамаларының (энергия,жылдамдық және т.б.) орташа мәндері бойынша анықталады. *Молекула-кинетикалық теорияның негізгі теңдеуі*н осындай жолмен алынған:

$$p = \frac{2}{3} n < \varepsilon_n >, \qquad (8.1)$$

мұндағы p – газдың қысымы;

n – бірлік көлемдегі газ молекулаларының саны (молекула концентрациясы);

$< \varepsilon_n >$ – молекулалардың ілгерілемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы.

Бұл екі әдістің өзіндік жетістіктері де, кемшіліктері де бар. Оларды үйлестіре қолдану дәл және сенімді нәтиже береді.

8.2 Еркіндік дәрежесі бойынша энергияның біркелкі таралу заңы

Негізгі ұғымдар: молекуланың еркіндік дәреже саны *i*- *молекулалардың кеңістіктегі орнын анықтайтын тәуелсіз шамалар жиынтығы*. Молекуланың еркіндік дәреже саны - ілгерілемелі, айналмалы және тербелмелі еркіндік дәрежелерінен тұрады:

$$i = i_{ілг} + i_{айн.} + 2i_{терб}, \qquad (8.2)$$

классикалық физикада тербелмелі еркіндік дәреже ескерілмейді.

Сонда молекуланың орташа энергиясы:

$$< \varepsilon >= \frac{i}{2} kT , \qquad (8.3)$$

мұндағы i – молекуланың еркіндік дәреже саны;

$k = 1{,}38 \cdot 10^{-23} \frac{Дж}{K}$ - Больцман тұрақтысы.

Идеал газда молекулалардың өзара әсерлесу потенциалды энергиясы ескерілмегендіктен, газдың ішкі энергиясы:

$$U = \frac{i}{2} \frac{m}{M} RT . \qquad (8.4)$$

8.3 Молекулалардың жылдамдық бойынша үлестірілуіне арналған Максвелл заңы

Термодинамикалық тепе - теңдік күйде тұрған газды қарастырайық. Оның бөлшектерінің қозғалысы классикалық механика заңдарына бағынады.

Егер газ молекулаларының жылдамдықтары $0 \le \upsilon \le \infty$ мәндерін қабылдаса, онда N жалпы молекулалар санының dN қаншасы берілген жылдамдықтан қандай да бір $d\upsilon$ интервалда жататын жылдамдыққа ие болады деген сұрақ туындайды:

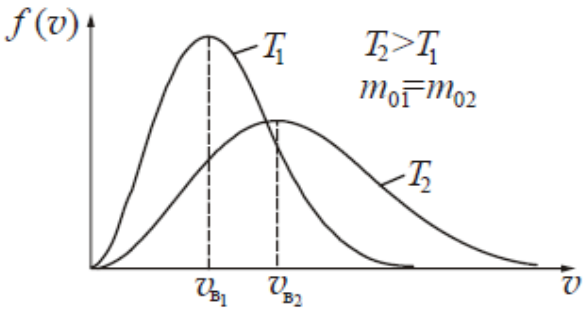
$$dN = Nf(\upsilon)d\upsilon , \qquad (8.5)$$

мұндағы $f(\upsilon) = \frac{dN}{Nd\upsilon}$ - функциясы *молекулалардың жылдамдық бойынша үлестірім функциясы* деп аталады.

Оның мәні мынада: $f(\upsilon)$ функциясы, жылдамдықтары жылдамдықтың υ берілген мәнінен бірлік интервалда жататын молекулалардың үлесін анықтайды. $f(\upsilon)$ функциясы нормалау $\int_0^\infty f(\upsilon)d\upsilon = 1$ шартын қанағаттандырады.

Газ молекулаларының жылдамдық бойынша үлестірімі жөніндегі есепті 1859 – 1860 жж. Дж. К. Максвелл тұжырымдап, шығарған. Максвелдің үлестірім функциясы 8.1-суретінде көрсетілген және келесі формуламен өрнектеледі:

$$f(\upsilon) = 4\pi\upsilon^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}} . \qquad (8.6)$$



8.1 сурет

Кез келген таңдап алынған молекуланың жылдамдығының $(\upsilon, \upsilon + d\upsilon)$ интервалында жату ықтималдылығы $dP(\upsilon, \upsilon + d\upsilon) = \frac{dN}{N} = f(\upsilon)d\upsilon$ тең.

Максвелл үлестірімінің (таралуының) негізгі қасиеттері:

- молекулалардың өте аз үлесі ғана өте кіші және өте үлкен жылдамдықтарға ие болады;
- $f(\upsilon)$ функциясының максимумына сәйкес келетін *ықтималдық жылдамдық* болады, сондықтан молекулалардың едәуір бөлігі $\upsilon_{ык}$ жылдамдыққа жақын жылдамдықпен қозғалады:

$$\upsilon_{ык} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}. \qquad (8.7)$$

- таралу қисығының симметриялы болмауына байланысты жылдамдығы $\upsilon_{ык}$ -тан жоғары молекулалардың үлесі $\upsilon < \upsilon_{ûê}$ жылдамдықтағы молекулалар үлесіне қарағанда әрдайым жоғары болады. Бұл диспропорция температура артқан сайын күшейеді ($f(\upsilon)$ функциясы сызбасында T_1 және T_2-ге арналған қисықтар);
- таралу функциясын біле отырып, жылдамдыққа тәуелді кез келген физикалық шаманың орташа мәнін анықтауға болады. Орташа арифметикалық жылдамдық:

$$<\upsilon> = \int_0^\infty \upsilon f(\upsilon)d\upsilon = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \qquad (8.8)$$

Орташа квадраттық жылдамдық:

$$\upsilon_{орт.кв} = \sqrt{<\upsilon^2>}; \quad <\upsilon^2> = \int_0^\infty \upsilon^2 f(\upsilon)d\upsilon; \quad \upsilon_{орт.кв} = \sqrt{\frac{3kT}{\pi m}}. \qquad (8.9)$$

$f(\upsilon)$ үлестірілімі бөлшектердің бір-бірімен өзара қалай байланысқанына тәуелсіз. Ол тепе-теңдік күйдің орнығу процесінде бөлшектердің энергиямен алмасу қабілетімен анықталады. Максвелл заңында қисықтың түрі температураға байланысты болады. Жүйенің температурасы жайлы жылдамдықтары Максвелл заңы бойынша үлестірілетін жүйедегі бөлшектердің жылулық (хаосты) қозғалысы орныққан жағдайда айтуға болады.

8.4 Сыртқы потенциалды өрістегі бөлшектердің таралуына арналған Больцман заңы

Егер газ сыртқы күш өрісінде орналасқан болса, газ бөлшектері осы өрістің әсеріне ұшырайды. Газдың тығыздығы мен қысымы әр жерде әртүрлі мәнге ие болады. Сыртқы күш өрісі потенциалды және тек бір z бағытында ғана әсер ететін жағдайды қарастырайық. Бөлшектің потенциалдық энергиясын $\varepsilon(z)$ деп белгілейік. Жылулық тепе-теңдік жағдайында сыртқы күш өрісінің әсеріне түскен газ бөлшектерінің концентрациясы:

$$n(z) = n_0 e^{-\frac{\varepsilon(z)}{kT}} \tag{8.10}$$

заңы бойынша өзгереді. Бұл қатынас *Больцман заңы* деп аталады.

Жердің тартылыс өрісін қарастырайық. Жер бетіне жақын жерде молекуланың потенциалдық энергиясы $\varepsilon(z) = mgz$. $p = nkT$ екенін ескерсек, жер бетінен z биіктіктегі газдың қысымының өрнегін аламыз:

$$p(z) = p_0 e^{-\frac{mgz}{kT}} = p_0 e^{-\frac{\mu gz}{kT}}. \tag{8.11}$$

Бұл өрнек *барометрлік формула* деп аталады. Оны жеткілікті сиретілген газдар қоспасы (ауа) үшін де қолдануға болады.

Бұл екі қарастырылған үлестірімдерді *Максвелл-Больцман заңы* деп біріктіріп қарастыруға да болады.

9 Дәріс №9. Термодинамика негіздері

Дәріс мазмұны: термадинамиканың бастамалары қарастырылады.

Дәріс мақсаттары: макрожүйеде өтетін процестерді талдауда олардың қолдану әдістерін меңгеру; термодинамиканың негізгі заңдарын (бастамаларын) оқып үйрену

9.1 Жылу мен жұмыс термодинамикада энергия алмасу формалары. Термодинамиканың бірінші бастамасы

Жылу мен жұмыс энергия түрлері емес, олар - энергияның алмасу формалары.

Жүйе мен қоршаған ортаның арасындағы энергия алмасуының екі тәсілі бар деп тұжырымдалатын термодинамикадағы энергияның сақталу заңы физиканың негізгі заңдарының бірі болып табылады: *жүйеге берілген жылу мөлшері* dQ *және жүйеде атқарылған* dA *жұмыс жүйенің* dU *ішкі энергиясын өзгертуге жұмсалады:*

$$dU = dQ + dA' \text{ немесе } dQ = dU + dA, \tag{9.1}$$

мұндағы A – жүйеде атқарылған жұмыс;

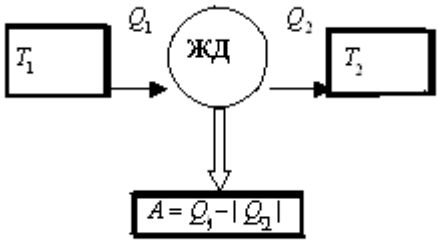
A' – сыртқы күштердің атқарған жұмысы.

Ішкі энергия жүйенің күй функциясы болып табылады. Оның өзгерісі тек бастапқы және соңғы күйлеріне байланысты және бір күйден екінші күйге өту тәсіліне тәуелсіз.

Жылу мен жұмыс күйлерге ғана тәуелді болып қалмайды, сондай-ақ процестің түріне байланысты болады; олар процестің функциялары болып табылады.

9.2 Термодинамиканың екінші бастамасы. Дөңгелек процестер. Жылу машиналарының ПӘК-і

Термодинамиканың бірінші бастамасы жүйенің сыртқы денелерден алған жылу есебінен жұмысты атқару мүмкіндігі болатынын көрсетеді. Мысалы, 1-2 күйлердің арасында идеал газды изотермиялы ұлғайтса $Q_1 = A_{12}$.



9.1 сурет

Жылу машиналарының жұмыс істеуі дөңгелек (циклдік) процестерге негізделген. *Дөңгелек процесс* деп жүйедегі өзгерістерден кейін оның бастапқы күйіне қайтып келуін айтады. Мұндай жағдайда Q_2 жылу мөлшерінің қандай да бір бөлігі ортаға қайтып беріледі.

Жұмыс денесі қыздырғыштан Q_1 жылуды алып, салқындатқышқа Q_2 жылуды береді және осы жылу мөлшерлерінің айырмасы $A = Q_1 - |Q_2|$ пайдалы жұмысты береді (9.1 сурет). Жылу двигателінің тиімділігі оның *пайдалы әсер коэффициентімен* сипатталады:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < 1 \ . \qquad (9.2)$$

(9.2) өрнегі жылу машиналарының ПӘК-і әрқашан бірден кіші болатынын көрсетеді. Бұл заңының басқа тұжырымдамалары:

- тек қана жұмыс өндіретін немесе бір жылулық резервуармен энергия алмасуын жасайтын циклдік процесс болуы мүмкін емес (У.Томсон);
- екінші текті мәңгі двигатель болуы мүмкін емес (В.Оствальд);
- салқын денеден ыстық денеге жылу берілуі мүмкін болатын циклдік процесс болуы мүмкін емес (Р.Клаузиус).

Екінші бастаманың эмпирикалық тұжырымдамалары математикалық түрде тұжырымдалмайды. Олар бір-біріне эквивалентті.

9.3 Карно циклі. Карно теоремасы және Клаузиус теоремасы

Карно циклі қыздырғыш (T_1) пен бір салқындатқыш (T_2) арқылы қайтымды түрде орындалатын бірден-бір цикл. *Карно циклі екі изотерма және екі адиабатадан тұрады*. Жұмыс денесін идеал газ деп алсақ, қайтымды Карно циклі үшін ПӘК-і:

$$\eta_0 = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \qquad (9.3)$$

Карно теоремасы:

- қайтымды Карно циклінің ПӘК-і жұмыстық дененің табиғатына және осы циклді жасайтын жүйенің құрылғысына тәуелсіз, ол тек қыздырғыш T_1 пен салқындатқыштың T_2 температуралары арқылы анықталады;
- қайтымсыз машиналардың ПӘК-і (қайтымсыз цикл бойынша жұмыс істейтін) қайтымды машиналардың ПӘК-іне қарағанда кіші, яғни $\eta < \eta_0$. Олай болса:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \le \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \qquad (9.4)$$

Макрожүйелерде нақты қайтымды процестер болуы мүмкін емес, сондықтан (9.3) өрнегі асимптотикалық сипатқа ие, яғни дәл мәнін көрсету мүмкін емес.

Кез келген цикл жағдайында Карно теоремасының жалпылама түрі Клаузиус теңсіздігін береді (Клаузиус теоремасы):

$$\oint \frac{dQ}{T} \le 0. \qquad (9.5)$$

9.4 Энтропия. Термодинамиканың екінші заңы - энтропияның өсу заңы

Кез келген қайтымды цикл үшін Клаузиус теоремасын (9.5) жазайық:

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0. \qquad (9.6)$$

(9.6) интегралдың нөлге тең болуы $\frac{dQ}{T}$ шамасы қандай да бір S күй функциясының толық дифференциалын береді. Сондықтан:

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad \text{және} \quad S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T}. \qquad (9.7)$$

(9.7) формуласын термодинамикадағы энтропияның анықтамасы ретінде қарастыруға болады.

(9.7) анықтамадан туындайтын *энтропияның кейбір қасиеттері*:

- жүйенің энтропиясы - аддитивті шама $S = \sum S_i$;

- жылу алмасусыз жүретін қайтымды процесте $(dQ = 0)$ – *адиабаталық процесте - энтропия тұрақты болады;*

- процестің энтропиясы қандай да бір тұрақты шамаға дейінгі дәлдікпен анықталуы мүмкін.

Қайтымды процестегі энтропияның өзгерісі (9.7) және (9.1) қатынастары негізінде есептеледі:

$$TdS = dU + dA. \qquad (9.8)$$

Жылулық процестерді талдау үшін координат осьтері ретінде T және S күй функциялары алынатын TS – диаграммасы қолданылады.

Энтропияның физикалық мағынасы статистикалық физикада нақтылана түседі. Л.Больцман S энтропияның микрокүйлер санының Ω логарифмімен анықталатынын көрсетті:

$$S = k \ln \Omega, \qquad (9.9)$$

мұндағы k –Больцман тұрақтысы;

Ω – берілген макрокүйдің статистикалық салмағы.

(9.9) формуласы *Больцман формуласы* деп аталады. Ол энтропияның мағынасын көрнекі түрде түсіндіріп береді.

Жүйеге қандай да бір жылу мөлшерін берсек, ішкі құрылымның ретсіздігін және оны құрайтын бөлшектердің қозғалысының бейберекетсіздігін арттырады (Ω артады). Сондықтан, энтропияны ретсіздік өлшемі деп айтуға болады.

Термодинамиканың екінші заңының жалпылама тұжырымдамасы энтропия ұғымымен байланысты оқшауланған жүйеде энтропия артпайды:

$$\Delta S \geq 0; \quad S_2 \geq S_1 . \qquad (9.10)$$

(9.10) өрнегінде теңдік белгісі жүйеде тек қайтымды процестер жүрсе, қойылады, демек, энтропия тұрақты. Барлық нақты процестердің барлығы қайтымсыз болғандықтан оқшауланған жүйеде энтропия әрдайым артады. Энтропияның артуы жүйенің аз ықтималды күйден көп ықтималды күйге, яғни тепе-теңдік күйге ауысуын көрсетеді.

Оқшауланған жүйе әрқашан энтропиясы максимал мәнге жететін, ал энергия «құнсызданатын» термодинамикалық тепе-теңдік күйге өтеді.

Энтропия ұғымы тек оқшауланған жүйелерге ғана емес, ашық жүйелерге де қатысты.

10 Дәріс №10. Тасымал құбылыстары

Дәрістің мазмұны: тасымал құбылыстарына шолу жасау.

Дәрістің мақсаттары: тасымал құбылыстарының ортақ заңдылықтарын, механизмдерін және жеке сипаттамаларын түсіндіру; тасымал құбылыстармен танысу.

10.1 Тасымал құбылыстарының молекула-кинетикалық теориясының элементтері

Термодинамикалық тепе-теңдік жағдайында жүйенің параметрлері (T температура, p қысым, n молекулалар концентрациясы және т.б.) жүйенің барлық бөлігінде бірдей. Бұл жағдайда жүйеде қандай да бір макропроцестердің өздігінен пайда болуы мүмкін емес.

Тепе-теңдік бұзылған жағдайда жүйе физикалық біртексіз жүйеге айналады, осы жүйені сипаттайтын күй параметрлері жүйенің әр бөлігінде әртүрлі мәнге ие болады. Егер мұндай жүйеде тепе-теңдік орнатса, ол өзінің ең ықтималды күйге – тепе-теңдік күйге қайта оралады.

Жүйені сипаттайтын макроскопиялық параметрлер кеңістіктік теңелу процестері жүйе ішіндегі кейбір микроскопиялық сипаттамалардың бір нүктеден екінші нүктеге тасымалдануына байланысты және ол жылулық қозғалыс есебінен болады. Мұндай процестер *тасымал құбылыстары* деп аталады.

Тасымалдау құбылыстары жылу энергиясының (жылуөткізгіштік), массаның (диффузия), импульстің (ішкі үйкеліс немесе тұтқырлық) ортада бағытталған тасымалдануынан тұрады. Осыларға жеке тоқталайық.

Диффузия – түйіскен денелердің бөлшектерінің жылулық қозғалыстың әсерінен араласуы. Диффузия массаның тасымалдануына негізделген. Диффузия теңдеуі:

$$J_m = -D\frac{d\rho}{dx}, \qquad (10.1)$$

мұндағы J_m - масса ағынының тығыздығы – ол бірлік уақытта x осіне перпендикуляр бірлік аудан арқылы диффузияланатын (алмасатын) заттың массасымен анықталатын шама;

D - диффузия коэффициенті;

$\frac{d\rho}{dx}$ - берілген ауданға нормаль бағытында x осінің бір өлшем ұзындығындағы тығыздықтың өзгеру жылдамдығына тең тығыздық градиенті. Минус таңбасы массаның тасымалдануы тығыздықтың кему бағыты бойынша жүретіндігін көрсетеді. Газдардың кинетикалық теориясына сәйкес,

$$D = \frac{1}{3}\langle \upsilon \rangle \langle l \rangle, \qquad (10.2)$$

мұндағы $\langle \upsilon \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}$ -молекулалардың орташа арифиметикалық жылдамдығы;

$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma n}$ - молекулалардың орташа еркін жүру жолы.

(10.2) өрнегін уақыт бойынша интегралдап *Фик заңын* аламыз:

$$M = D\frac{d\rho}{dx}t. \qquad (10.3)$$

Жылуөткізгіштік кезінде ортада температура-энергияның тасымалдануына негізделген. Жылу түрінде энергияның тасымалдануы *Фурье заңына* бағынады:

$$J_E = -\lambda \frac{dT}{dx}, \qquad (10.4)$$

мұндағы J_m - жылулық ағынның тығыздығы – ол бірлік уақытта x осіне перпендикуляр бірлік аудан арқылы жылу түрінде тасымалданатын энергиямен анықталатын шама;

λ - жылуөткізгіштік коэффициенті;

$\frac{dT}{dx}$ - берілген ауданға нормаль бағытында x осінің бір өлшем ұзындығындағы температураның өзгеру жылдамдығына тең температура градиенті.

Минус таңбасы жылуөткізгіштік кезінде энергия температураның кему бағыты бойынша тасымалданатындығын көрсетеді:

$$\lambda = \frac{1}{3} c_V \rho \langle \upsilon \rangle \langle l \rangle, \qquad (10.5)$$

мұндағы c_V - тұрақты көлемдегі меншікті жылу сыйымдылық;

ρ - газ тығыздығы.

Ішкі үйкеліс (тұтқырлық) - әртүрлі жылдамдықпен параллель қозғалатын газ немесе сұйық қабаттарының арасындағы ішкі үйкеліс механизмінің пайда болуы, бұл жылулық ретсіз қозғалыстың әсерінен қабаттардың арасында молекулалардың алмасуы жүзеге асады, соның нәтижесінде жылдам қозғалатын қабаттың импульсі азаяды, ал баяу қозғалатын қабаттың импульсі артады. Ал бұл өз алдына жылдам қозғалатын қабаттың тежелуіне, ал баяу қозғалатын қабаттың үдемелі қозғалуына алып келеді. Ньютонның екінші заңына сәйкес екі қабаттың өзара әсерлесуін, бірлік уақытта модулі бойынша әсер ететін күшке тең, бір қабаттан екінші қабатқа импульстің берілу үрдісі ретінде қарастыруға болады. Ішкі үйкелісті бейнелейтін *Ньютон заңы*:

$$J_p = -\eta \frac{d\upsilon}{dx}, \qquad (10.6)$$

мұндағы J_p - импульс ағынының тығыздығы - ол бірлік уақытта x осінің оң бағыты бойынша және перпендикуляр бірлік аудан арқылы тасымалданатын толық импульсімен анықталатын шама;

$\frac{d\upsilon}{dx}$ -жылдамдық градиенті.

Минус таңбасы импульстің жалдамдықтың кему бағыты бойынша тасымалданатындығын көрсетеді. Динамикалық тұтқырлық:

$$\eta = \frac{1}{3}\rho\langle\upsilon\rangle\langle l\rangle. \qquad (10.7)$$

Жылуөткізгіштік, диффузия және ішкі үйкеліс коэффициентері үшін формулалар тасымалдау құбылыстарының коэффициенттерін және молекулалардың жылулық қозғалысының сипаттамаларын байланыстырады:

$$\eta = \rho D; \qquad \frac{\lambda}{\eta c_V} = 1. \qquad (10.8)$$

10.2 Нақты газдар

Менделеев-Клапейрон теңдеуі жоғарғы температурадағы және төменгі қысымдағы газдардың күйін жақсы сипаттайды, қалыпты жағдайдағы газдар үшін де оны қолдану жаман нәтиже бермейді. Алайда нақты газдар, әсіресе жоғарғы қысымдағы және төменгі температурадағы газдар үшін бұл теңдеу жеткіліксіз және газ молекулаларының өлшемі мен олардың әсерлесуінің потенциалды энергиясын ескеру қажет. Нақты газдарды сипаттайтын теңдеуді 1873 ж. Й.Д.Ван-дер – Ваальс (1837-1923 жж.) тұжырымдады. Бұл өрнек нақты газ тәрізді күйлерді ғана емес, сонымен қатар сұйық және қатты күйге өту кездерді де сипаттайды. Үлгіде молекулалар үлкен қашықтықта тартылады, ал молекулалардың өлшеміндей аз қашықтықта олар бір біріне тартылады деп қарастырылады. Осы жағдайларды және газдың ыдыс қабырғаларына түсіретін қысымы мен $p' = \frac{\nu^2 a}{V^2}$ - ішкі (қабырғаға жақын аймақтағы жұқа газ қабаттарындағы молекулаларға ішкі молекулалардың түсіретін) қысымын ескере отырып, нақты газдар үшін Ван - дер - Ваальс теңдеуі былай жазылады:

$$(p + \frac{\nu^2 a}{V^2})(V - b) = \nu RT, \qquad (10.9)$$

мұндағы a,b- Ван - дер – Ваальс тұрақтылары;

ν -зат мөлшері.

Ван - дер – Ваальс тұрақтылары әр газ үшін экспериментті түрде анықталады.

Нақты газдардың U ішкі энергиясы мына өрнекпен анықталады:

$$U = \nu C_V T + U' = \nu C_V T - \frac{a\nu^2}{V}, \qquad (10.10)$$

мұндағы $U' = -\frac{a\nu^2}{V}$- нақты газдағы молекулалардың әсерлесуінен пайда болатын қосымша ішкі энергия. Бұл өрнектектен Ван - дер – Ваальс (нақты) газының ішкі энергиясы температураға ғана емес, газ көлеміне де тәуелді екенін көруге болады.

11 Дәріс №11. Вакуумдегі электростатикалық өріс

Дәріс мазмұны: электростатикалық өріс пен оның сипаттамаларын қарастырылады.

Дәріс мақсаты: электростатиканың негізгі есебін анықтау және оны шешу әдістерін меңгеру; электростатикалық өрістің қасиеттері мен сипаттамаларын оқып үйрену.

11.1 Электр заряды. Электр зарядының сақталу заңы

Бөлшектердің электр заряды электромагниттік әсерлесудің қарқындылығын анықтайтын негізгі сипаттамалардың бірі болып табылады. Оның негізгі қасиеттері:

– электр зарядының екі түрі болады: оң және теріс. Атомдарда электрондардың заряды теріс, ал ядросының заряды оң болады;

– электр заряды релятивистік–инвариантты: ол заряд тасымалдаушылардың қозғалысы кезінде өзгермейді, яғни оның шамасы санақ жүйесіне тәуелсіз;

– электр заряды аддитивті: кез келген жүйенің заряды әрқашанда жүйені құрайтын бөлшектердің зарядтарының алгебралық қосындысына тең;

– электр заряды дискретті, яғни кез келген заряд e – элементар зарядтардан тұрады: $q=\pm Ne$, мұндағы $e=1{,}6\cdot10^{-19}$ Кл. Бұл қасиет электр зарядының кванттылығы деп аталады.

Оқшауланған электрлік жүйенің заряды өзгермейді. Бұл *қасиет электр зарядының сақталу заңы* деп аталады.

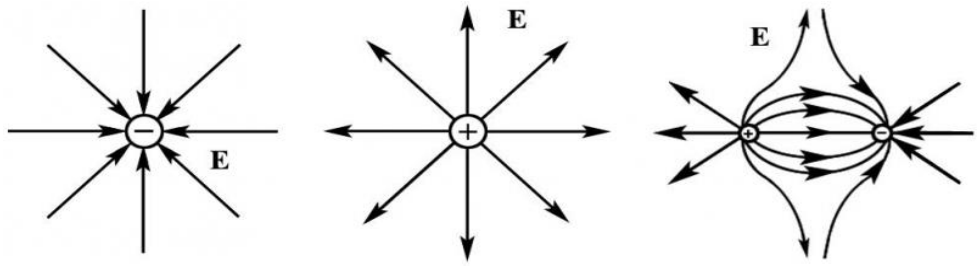
Келтірілген қасиеттер фундаменталды заңдар, олар басқа заңдардан қорытылып шығарылмайды және осы қасиеттерді теріске шығаратын құбылыстар кездескен жоқ.

11.2 Электростатикалық өріс және оның сипаттамалары

Электр өрісі электр зарядтарының айналасында пайда болады. Зарядталған денелер өзінің айналасында электр өрісін тудырады және осы өріс арқылы бір бірімен әсерлеседі. Электр өрісінің күштік сипаттамасы - $\vec{E}$ *электр өрісінің кернеулік векторы* деп аталады, яғни сыншы бірлік оң зарядқа әсер етуші $\vec{F}$ электр күшіне тең шама:

$$\vec{E}=\frac{\vec{F}}{q_0}. \qquad (11.1)$$

Кернеулік векторының бағыты оң зарядқа әсер етуші күштің бағытымен сәйкес келеді. Егер өрісті оң заряд тудырса $\vec{E}$ электр өрісінің кернеулік векторының бағыты радиус векторының бағытымен зарядтан сыртқа қарай, ал өрісті теріс заряд тудырса $\vec{E}$ векторы зарядқа қарай бағытталады (11.1 сурет).



11.1 сурет

Жоғарыдағы (11.1) өрнектен көретініміздей, электр өрісінің кернеулік векторының өлшем бірлігі [Н/Кл]. Электростатикалық өрісті сызбалық түрде әр нүктедегі жанамалар $\vec{E}$ векторымен сәйкес келетін *кернеулік сызықтарымен* сипатталады. Кернеулік сызықтары бір біріне параллель болып келетін өріс - *біртекті өріс* деп аталады.

Тәжірибе көрсеткендей кулондық күштерге механикадағы күш әсерлерінің тәуелсіздік принципі қолданылады. Сонымен, өрістің кез келген нүктесіндегі q_0 сыншы зарядқа әсер етуші қорытқы күш оған түсірілген жүйедегі әр бір q_i зарядтардың әсер күштерінің векторлық қосындысына тең:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^{n} \vec{F}_i \ . \qquad (11.2)$$

Берілген зарядтар жүйесіндегі қорытқы $\vec{E}$ өріс кернеулігі үшін (11.2) өрнегін ескеріп, төмендегі өрнекті жазуға болады:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^{n} \vec{E}_i \ . \qquad (11.3)$$

Бұл формула электр өрістерінің суперпозиция принципін өрнектейді.

11.3 Вакуумдегі электростатиканың негізгі теоремалары

Элетростатиканың негізгі есебі өрістің негізгі сипаттамалары: E өріс кернеулігін және φ потенциалын берілген шамалар бойынша табу және кеңістікте зарядтардың таралуын анықтау. Бұл есепті электростатиканың негізгі теоремаларын және суперпозиция принципін пайдаланып шешуге болады.

Электр өрісінің S бет арқылы өтетін кернеулік векторының ағынын:

$$\Phi = \int_S \vec{E} d\vec{S} = \int_S E dS \cos\alpha = \int_S E_n dS \ , \qquad (11.4)$$

мұндағы E_n - $\vec{E}$ векторының dS элементар бетке түсірілген $\vec{n}$ нормаль бағытындағы проекциясы.

Бұл шама өрістің конфигурациясына ғана емес S бетке түсірілген $\vec{n}$ нормаль бағытының таңдауынада байланысты. Тұйықталған бет үшін нормальдың оң бағыты ретінде осы бетпен қамтылған сыртқы аймаққа қарайғы бағыт алынған.

Гаусс теоремасы. Тұйықталған бет арқылы өтетін $\vec{E}$ векторының ағыны осы бет ішіндегі зарядтардың алгебралық қосындысына ғана тәуелді:

$$\oint_S \vec{E}d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_i q_i \,. \qquad (11.5)$$

Бұл формула вакуумдегі электростатикалық өріс үшін *Гаусс теоремасын* өрнектейді. *Гаусс теоремасы* былай тұжырымдалады: *тұйықталған бет арқылы өтетін $\vec{E}$ векторының ағыны осы бет ішіндегі зарядтардың алгебралық қосындысын ε_0 электр тұрақтысына бөлгенге тең.*

Симметриялы зарядтар жүйесінің электростатикалық өрісін есептеуде Гаусс теоремасын қолдану ыңғайлы. Ол үшін өріс сипатын анықтап, берілген нүкте арқылы өтетін тұйықталған гаустық бетті таңдау қажет.

Гаусс теремасы *электростатикалық өріс көзі - электр зарядтары екенін білдіреді*.

Циркуляция теоремасы. Электростатикалық өріс қозғалмайтын зарядтар өрісі. Бұл өріс күшінің жұмысы зарядтың траекториясына тәуелсіз, тек оның бастапқы және соңғы орындарымен ғана анықталады, яғни өріс күші консервативті күш болып саналады. Егер сыншы заряд ретінде бірлік оң заряд алатын болсақ, оның орнын 1-ші орыннан 2-ші орынға ауыстыруға күштің жасайтын жұмысы мынаған тең $\int_1^2 \vec{E}d\vec{l}$. Егер жұмыс тұйықталған жол бойымен жасалатын болса, онда жұмыс нөлге тең болады:

$$\oint_L \vec{E}d\vec{l} = 0 \,. \qquad (11.6)$$

$\oint_L \vec{E}d\vec{l}$ - $\vec{E}$ *векторының циркуляциясы* деп аталады. Сонымен *кез келген тұйық контур бойындағы электростатикалық өрістің циркуляция векторы нөлге тең.* Бұл тұжырымдама $\vec{E}$ *векторының циркуляция теоремасы* деп аталады. Осы (11.11) қасиетке ие болатын күш өрісі *потенциалды өріс* болып табылады. (11.11) формуласы электростатикалық өріс үшін дұрыс.

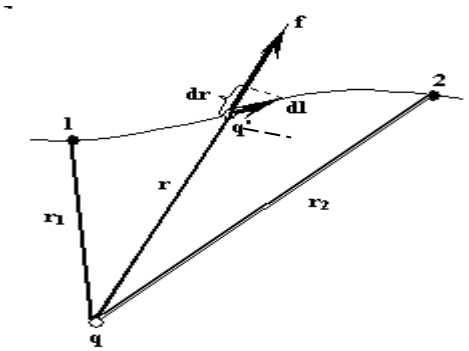
$\vec{E}$ *векторының циркуляциясының нөлге тең болуы электростатикалық өріс кернеулік сызықтары тұйықталған болуы мүмкін емес екенін көрсетеді.*

11.4 Электростатикалық өрістің жұмысы. Потенциал

Қозғалмайтын q зарядтың электростатикалық өрісінде q_0 нүктелік сыншы заряд 1 нүктеден 2- нүктеге орын ауыстырғанда өріс тарапынан әсер ететін күш жұмысы:

$$A_{12} = \int_1^2 \vec{F}d\vec{l} = \int_1^2 Fdl\cos\alpha \,,$$

мұндағы $\alpha - \vec{F}$ күш векторымен $d\vec{l}$ орын ауыстыру арасындағы бұрыш.



11.2 сурет

Кулон заңы мен $dl\cos\alpha = dr$ қатынасын пайдаланып, келесі өрнекті аламыз:

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right). \qquad (11.7)$$

Осы (11.12) өрнегінен шығатыны, жұмыс орын ауыстыру траекториясына тәуелсіз, тек q_0 зарядының бастапқы 1 және соңғы 2 орнымен ғана анықталады.

Сондықтан электростатикалық өріс-потенциалды өріс, ал электростатикалық күш–консервативті болады.

Электростатикалық күш жұмысы потенциалды энергияның теріс өзгерісіне тең және мына түрде жазылады:

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r_1} - \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r_2} = W_{p1} - W_{p2} = -\Delta W_p. \qquad (11.8)$$

Электростатикалық өрістің потенциалы өрістің берілген нүктесіндегі сыншы нүктелік зарядтың W_p потенциалдық энергияның сол q_0 зарядқа қатынасына тең (немесе өрістің берілген нүктесіндегі бірлік оң нүктелік зарядтың потенциалдық энергиясына тең):

$$\varphi = \frac{W_p}{Q_0}. \qquad (11.9)$$

Өріс күшінің потенциалы φ_1 1 нүктеден потенциалы φ_2 2 нүктеге q_0 зарядтың орнын ауыстыруға жасайтын жұмысы:

$$A_{12} = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) \qquad (11.10)$$

өрнегімен анықталады.

Өрістің күштік сипаттамасы-кернеулікпен оның энергетикалық сипаттамасы – потенциалдың арасында электростатикалық өрістің потенциалдылығына негізделген байланыс:

$$\vec{E} = -grad\varphi = -\vec{\nabla}\varphi,$$

мұндағы ∇ –набла операторы, оның түрі:

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial}{\partial}\vec{k}, \qquad (11.11)$$

мұндағы «минус» таңбасы $\vec{E}$ векторының бағыты әрқашан да потенциалдың кемуіне қарай бағытталғандығын көрсетеді.

12 Дәріс №12. Заттардағы электростатикалық өріс. Электр өрісінің энергиясы

Дәріс мазмұны: зат ішіндегі электростатикалық өріс пен диэлектриктердің үйектелуі қарастырылады.

Дәріс мақсаты: диэлектриктердегі поляризация құбылысын оқып үйрену және заттардағы электростатикалық өріс үшін Гаусс теоремасы; диэлектриктер шекарасындағы $\vec{E}$ және $\vec{D}$ векторларының өзгеруі.

12.1 Диэлектриктер. Диэлектриктердің үйектелуі

Диэлектриктер қалыпты жағдайда электр тогын өткізбейтін заттар.

Классикалық тұрғыдан қарағанда диэлектриктер өткізгіштерден электр өрісі әсерінен реттелген қозғалыс тудырып, электр тогын пайда қылатын еркін зарядтардың болмауымен ерекшеленеді. Диэлектриктердің атомдарындағы электрондар ядроларымен қатты байланысқан. Бұл байланысты бұзу үшін күшті сыртқы факторлар қажет.

Диэлектриктердің молекулалары электрлі нейтралды, ол қорытқы заряды нөлге тең жүйе сияқты. Осыған қарамастан молекулалардың электрлік қасиеті бар және ол молекулаларды *электрлік диполь* ретінде қарастыруға болады.

Мұндай дипольдің оң заряды оң зарядтардың «ауырлық центрінде» орналасқан ядроның қорытқы зарядына тең, ал теріс заряды теріс зарядтардың «ауырлық центрінде» орналасқан электрондардың қорытқы зарядына тең. Осындай *дипольдің электрлік моменті* $\vec{p} = q\vec{l}$ (q – молекуладағы барлық атомдық ядролардағы оң зарядтардың қорытқысы, $\vec{l}$ – электрондардың «ауырлық центрінен» атомдық ядролардағы оң зарядтардың «ауырлық центрін» қосатын вектор (диполь иіні)).

Сыртқы электр өрісі әсерінен дипольдердің өріс бағытына сәйкес бағдарлану процесін *диэлектриктердің үйектелуі* деп атайды. Нәтижесінде диэлектриктің қандай да бір көлеміндегі электр моменті нөлден өзгеше болады.

Диэлектриктер үш топқа бөлінеді: *полярлы, полярлы емес* және *кристалды*. Диэлектриктердің бұл үш тобы үйектелудің үш түрімен ерекшелінеді: полярлы емес диэлектриктерде электронды (деформациялы), полярлы диэлектриктерде бағдарланушы (дипольды), ионды кристалдық торлы диэлектриктерде ионды.

Диэлектриктердегі үйектелудің сандық мөлшері $\vec{P}$ үйектелу векторымен сипатталады. *Үйектелу векторы* диэлектриктің шексіз аз көлемінің электрлік диполдік моментінің сол көлемге қатынасымен анықталады:

$$\vec{P} = \frac{1}{\Delta V}\sum_i \vec{p}_i\,, \qquad (12.1)$$

мұндағы $\vec{p}_i$ – бір молекуланың дипольдік моменті.

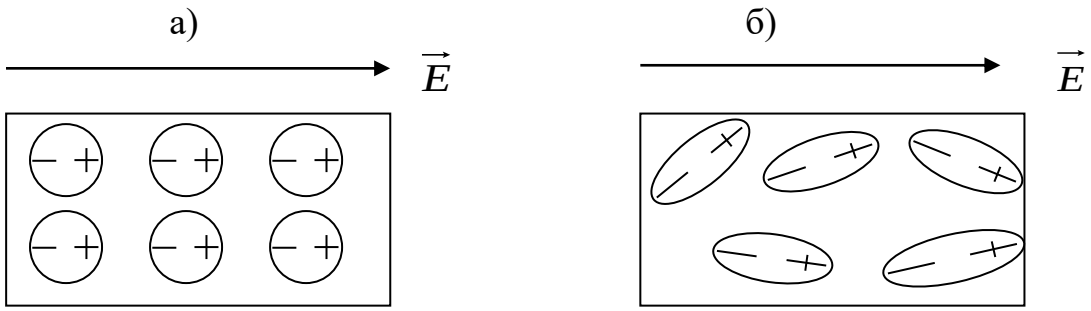
Үйектелу векторының модулы диэлектриктердің үйектеліну дәрежесін анықтайды, ал бағыты үйектелу бағытымен сәйкес келеді.

Изотропты диэлектриктерде үйектелудің кез келген түрі сол нүктедегі өріс кернеулігімен төмендегідей қарапайым байланыста:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 x \vec{E}, \qquad (12.2)$$

мұндағы x – диэлектриктің диэлектрлік қабылдағыштығы деп аталатын өлшемсіз шама.

Полярлы емес диэлектриктің аз көлеміндегі барлық молекулалар электр өрісінде бірдей $\vec{p}_e$ электрлік моменттерге ие болады (12.1, а сурет), сондықтан үйектеліну $\vec{P} = n\vec{p}_e$ өрнегімен анықталады (n –молекулалардың концентрациясы).



12.1 сурет –Полярлы (б) және полярлы емес (а) диэлектриктердегі үйектелу

Мұндай диэлектриктердегі диэлектрлік қабылдағыштық температураға тәуелді емес.

Полярлы диэлектриктер жағдайында сыртқы өрістің бағдарлаушы әсеріне молекулалардың жылулық қозғалысы кедергі жасайды (12.1, б сурет). Нәтижесінде кейбір молекулалардың дипольдік моменттері өріс бағытында бағдарланып, есептеулер мен тәжірибелерден (12.2) өрнегі шығады.

Диэлектрикті сыртқы өріске орналастырса ол 12.1 суреттегідей оң зарядтар өріс бағытымен, теріс зарядтар өріс бағытына қарама қарсы бағытта үйектеледі, нәтижесінде диэлектрик пластиналардың (оң жақ) бетінде беттік тығыздығы $+\sigma'$, ал (сол жақ) оған қарама қарсы бетінде беттік тығыздығы $-\sigma'$ болатын артық зарядтар пайда болады. Бұл зарядтар беттік байланысқан зарядтар деп аталады. Олар диэлектриктердің атомдары мен молекулаларынан бөлініп кетпейді.

Үйектеліну векторы мен σ' байланысқан зарядтардың беттік тығыздығы бір бірімен қарапайым байланысқан:

$$\sigma' = P\cos\alpha = P_n \ . \qquad (12.3)$$

(12.2) өрнегін ескеріп мына формулаға келеміз:

$$\sigma' = P_n = \varepsilon_0 x E_n, \qquad (12.4)$$

мұндағы P_n – беттің берілген нүктесіндегі сыртқы нормалдағы үйектелінудің проекциясы;

E_n - өріс кернеулігінің сол нормалдағы проекциясы.

12.2 Электр ығысу векторы. Диэлектриктердегі электростатикалық өріс үшін Гаусс теоремасы

Электростатикалық өрісінің көзі еркін зарядтармен қатар байланысқан зарядтар да болып табылады.

Өрісті есептеуді көп жағдайда қосымша шаманы енгізумен жеңілдетіледі. Ол шаманың көзі тек еркін зарядтар болып табылады және электр ығысуы немесе электр индукциясы деп аталады:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \ . \qquad (12.5)$$

Тұйықталған бет арқылы өтетін $\vec{D}$ электр ығысу векторы осы бет ішіндегі еркін зарядтардың алгебралық қосындысына тең:

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \sum_i q_i \ . \qquad (12.6)$$

Бұл $\vec{D}$ векторы үшін *Гаусс теоремасы.*

Жоғарыдағы (12.2) өрнектегі $\vec{P}$ мәнін (12.5), өрнегіне қойып алатынымыз:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 x \vec{E} = \varepsilon_0 (1 + x) \vec{E}$$

немесе

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}, \qquad (12.7)$$

мұндағы $\varepsilon = 1 + x$ –диэлектриктің негізгі электрлік сипаттамасы болып табылатын заттың диэлектрлік өтімділігі.

12.3 Екі диэлектрик шекарасындағы шарттар

Екі біртекті изотропты диэлектрик шекарасында $\vec{E}$ және $\vec{D}$ векторлары электростатиканың негізгі теоремаларымен анықталады: $\vec{E}$ векторының (11.6) циркуляциясы туралы теорема және $\vec{D}$ векторы үшін Гаусса (12.6) теоремасы бойынша:

$$E_{1\tau} = E_{2\tau}; \qquad \frac{D_{1\tau}}{D_{2\tau}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}, \qquad (12.8)$$

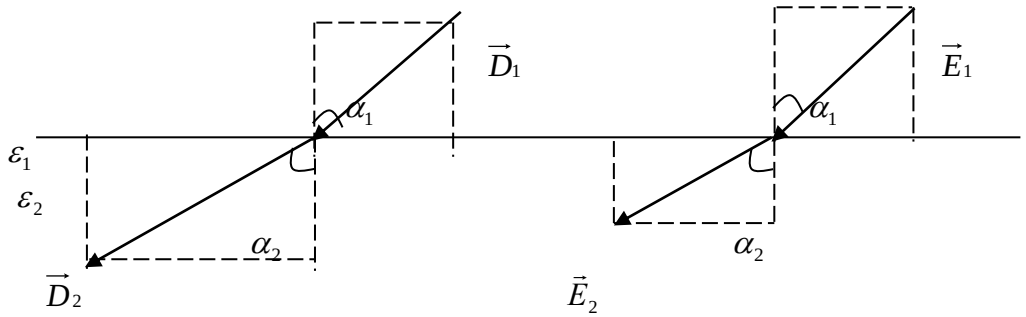
$\vec{E}$ векторының тангенциал құраушысы шекаралық бетке жақын жерде екі жақта да өзгермейді, ал $\vec{D}$ векторының тангенциал құраушысы шекаралықтан өткенде секірмелі өзгереді.

$\vec{D}$ векторы үшін Гаусса (12.6) теоремасынан келесі қатынастарды аламыз:

$$D_{1n} = D_{2n}; \qquad \frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \ . \qquad (12.9)$$

Бұл қатынастардан шығатыны*: $\vec{D}$ векторының нормал құраушысы шекаралықтан өткенде өзгермейді, ал $\vec{E}$ векторының нормал құраушысы үзіліске ұшырайды.*

Екі біртекті изотропты диэлектрик шекарасындағы $\vec{E}$ және $\vec{D}$ векторларының құраушылары үшін алынған (12.8) және (12.9) қатынастары осы вектор сызықтары сынатынын білдіреді және осының салдарынан беттің шекарасына түсірілген нормал мен $\vec{E}$ сызықтарының арасындағы α бұрышы өзгереді (12.2 сурет).



12.2 сурет – $\vec{D}$ және $\vec{E}$ векторларының екі диэлектрик шекарасындағы сынуы ($\varepsilon_2 > \varepsilon_1$)

Алынған шарттарды ескеріп, электростатикалық өріс кернеулік вектор сызықтарының екі диэлектрик ортаның шекаралық бетіндегі сыну заңы:

$$\frac{tg\alpha_2}{tg\alpha_1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \tag{12.10}$$

формуласымен өрнектеледі.

12.4 Электростатикалық өріс энергиясы

Электростатикалық өріс энергиясының көлемдік тығыздығын мына түрде алуға болады:

$$w = \frac{Wp}{V} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} = \frac{D^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{ED}{2}. \tag{12.11}$$

Әрбір нүктедегі өріс энергиясының тығыздығын білсек, төмендегі интеграл көмегімен бүкіл V көлемдегі энергияны табуға болады:

$$W = \int_{VV} w \cdot dV = \int \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} dV \quad . \tag{12.12}$$

Бұл біртекті және біртекті емес электростатикалық өрісті, сонымен қатар айнымалы потенциалды емес өрісті есептеуге пайдалынатын әмбебап формула.

13 Дәріс №13. Тұрақты электр тогы

Дәріс мазмұны: тұрақты электр тогының негізгі сипаттамалары мен электр тогының негізгі заңдарына шолу.

Дәріс мақсаты: металдардың электр өткізгіштігінің классикалық теориясын меңгеру және одан электр тогының негізгі заңдарын қорыту; тұрақты электр тогының негізгі сипаттамаларын оқып үйрену.

13.1 Электр тогының жалпы сипаттамалары және бар болу шарттары

Электр тогы - зарядталған бөлшектер мен макроскопиялық денелердің реттелген қозғалысы.

Конвекциялы электр тогы - макроскопиялық денелердің реттелген қозғалысынан пайда болатын электр тогы.

Токтың болу шарттары: ортада ток тасмалдаушылардың және электр өрісінің болуы.

Токты ұстап тұру үшін міндетті түрде қандай да бір энергияны электр тогының энергиясына айналдыруына негізделген электр энергиясының көзі болуы қажет.

Электр тогының сандық сипаттамасы - I ток күші. Ток күші– бірлік уақытта қарастырылған бет арқылы өтетін зарядтармен анықталатын скаляр физикалық шама:

$$I = \frac{dq}{dt} \ . \qquad (13.1)$$

Ток күші және оның бағыты уақытқа байланысты өзгермесе, ондай ток тұрақты ток деп аталады және $I = \frac{q}{t}$.

Электр тогы тұрақты болуы үшін ток өтетін өткізгіштің барлық нүктесіндегі электр өрісінің кернеулігі өзгермеуі қажет. Яғни осы өткізгіште зарядтар бір жерінде азайып, бір жерінде жиналып қалмауы қажет. Бұл шарт тұрақты ток тізбегі тұйықталған және тізбектің барлық көлденең қимасындағы ток күші бірдей болуы керек екенін білдіреді.

Қарастырылған беттің әртүрлі нүктесіндегі электр тогының бағыты және оның таралуы ток тығыздығының векторы деп аталатын физикалық шамамен сипатталады.

Ток тығыздығы- ток бағытына перпендикуляр беттің бірлік аудан арқылы өтетін ток күшімен анықталады:

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}} \ . \qquad (13.2)$$

Бұл өрнектен S беттен өтетін ток күші осы беттен өткен *ток тығыздығының векторының ағынына* тең екені шығады:

$$I = \int_S \vec{j} d\vec{S} \ . \qquad (13.3)$$

Ток тығыздығын өткізгіштегі зарядтардың реттелген қозғалысының $<\vec{\upsilon}>$жылдамдығы, ток тасмалдаушылардың n концентрациясы және тасмалдаушылардың q элементар заряды арқылы төмендегідей өрнектеуге болады:

$$\vec{j} = q \cdot n \cdot <\vec{\upsilon}> . \qquad (13.4)$$

13.2 Үздіксіздік теңдеуі. Электр тогының стационарлық шарты

Егер ток өтіп жатқан өткізгіш ортадан S ойша тұйықталған бет алатын болсақ, (13.3) өрнегі бойынша, осы бет арқылы өтетін ток тығыздық векторының ағыны осы бетпен шектелген аймақтан өтетін ток күшіне тең.
Зарядтың сақталу заңына сәйкес бұл интеграл бірлік уақыттағы шектелген көлем ішіндегі зарядтың кемуіне тең:

$$\oint_S \vec{j} d\vec{S} = -\frac{dq}{dt}. \qquad (13.5)$$

Осы қатынас *үздіксіздік теңдеуі* деп аталады.

Тұрақты ток үшін кеңістіктегі токтың таралуы өзгермейді, сондықтан $\oint \vec{j} d\vec{S} = 0$. Осыдан шығатыны тұрақты ток үшін $\vec{j}$ вектор сызықтарының еш жерден басталмайды және еш жерден аяқталмайды, олар тұйықталған сызықтар, яғни $\vec{j}$ векторының өрісінің көзі жоқ.

13.3 Металдардың электрөткізгіштігінің классикалық және электрондық теориясы

К. Рикке (1901), С.Л. Мандельштам и Н.Д. Папалекси (1913), Р. Толмена және Б. Стюарта (1916) тәжірибелерінде металдардағы ток тасымалдаушылар еркін электрондар, яғни металл кристалдарындағы иондарымен әлсіз байланысқан электрондар екені анықталды. Еркін электрондардың концентрациясы шамамен $n = (10^{28} \div 10^{29}) м^{-3}$.

Еркін электрондар ұғымынан кейін П. Друде және Х. Лоренц металдардың классикалық теориясын құрды. Друде–Лоренц теориясы бойынша:

– өткізгіштік электрондарын идеал газ молекулалары сияқты қарастырылады;

– электрондардың жылулық қозғалысының орташа жылдамдығы $<u> = \sqrt{8kT/\pi m_e}$ формуласымен анықталады;

– электрондар бір-бірімен емес, металдардың кристалдық торларын құрайтын иондармен соқтығысады;

– электрондардың реттелген қозғалысының $<\vec{\upsilon}>$ орташа жылдамдығы $<u>$ жылулық қозғалыстың орташа жылдамдығынан $(<u> \approx 10^8 <\upsilon>)$ шамасындай аз, электрондардың еркін жүруінің τ орташа уақыты төмендегі формуламен анықталады:

$$<\tau> = \frac{<l>}{<u>}, \qquad (13.6)$$

мұндағы $<l>$ – электрондардың еркін жүру жолының орташа ұзындығы;

– электрондар иондармен соқтығысқан кезде реттелген қозғалысынан айырылып, энергиясын кристалды торларға береді, нетижесінде металдың ішкі энергиясы арттырады және қызады;

– металдардың электр кедергісі еркін электрондардың иондармен соқтығысуына негізделген.

Осыларды ескеріп, Ом, Джоуль–Ленц заңдарының дифференциалды түрлерін қорытып шығаруға болады.

Ом заңы. Өткізгіште еркін электрондар электр өрісімен үдетіледі. Қозғалыс теңдеуі мына түрде жазылады:

$$ma = eE,$$

мұндағы m – электрон массасы;

a –электрон үдеуі;

e – электрон заряды.

Электрон қозғалысы бірқалыпты үдемелі болғандықтан, электрондардың реттелген қозғалысының орташа жылдамдығы:

$$<\vec{\upsilon}> = \frac{e<l>\vec{E}}{2m<u>}, \qquad (13.7)$$

ал ток тығыздығы:

$$\vec{j} = \frac{ne^2\vec{E}<l>}{2m<u>} \qquad (13.8)$$

өрнектерімен анықталады.

$$\gamma = \frac{2me^2<l>}{2m<u>} \qquad (13.9)$$

шамасы меншікті электр өткізгіштігі деп аталады, ал осыған кері шаманы $\rho = \frac{1}{\gamma}$ – меншікті электр кедергісі деп атайды. Сәйкесінше:

$$\vec{j} = \gamma\vec{E} = \frac{1}{\rho}\vec{E}. \qquad (13.10)$$

(13.10) формуласы *дифференциал түрдегі Ом заңын* өрнектейді.

Электрон әр соқтығыста тордағы ионға электр өрісінің орташа энергиясын береді:

$$<W_k> = \frac{1}{2}m<\upsilon_{\max}>^2 = \frac{1}{2}\frac{eE^2<l>^2}{m<u>^2}. \qquad (13.11)$$

Әр электронның соқтығысу жиілігі $\frac{<u>}{<l>}$, ал n электрон үшін – $n\frac{<u>}{<l>}$.

Сондықтан токтың жылулық қуатының көлемдік тығыздығы төмендегідей өрнектеледі:

$$w = \frac{ne^2<l>E^2}{2m<u>} \qquad (13.12)$$

немесе

$$w = \gamma E^2. \qquad (13.13)$$

(13.13) өрнегі *дифференциал түрдегі Джоуль–Ленц заңы*.

Ток тығыздығы, электр өріс кернеулігі және жылу мөлшері арасындағы бұл байланыстар, яғни электр өткізгіштіктің классикалық теориясы сапалы дұрыс нәтиже бермеді. Бұл теорияның тәжірибелермен сәйкес келмейтін тұстары көп болды. Бірақ кванттық теорияда микробөлшектердің толқындық қасиеттерін ескеріп, бұл қиындықтардан шығар жол табылды.

14 Дәріс №14. Вакуумдегі магнит өрісі

Дәріс мазмұны: ваккумдегі магнит өрісі мен индукциясы қарастырылады.
Дәріс мақсаты: магнит өрісін есептеудің негізгі әдістерін үйрену; магнит өрісінің негізгі сипаттамаларымен танысу.

14.1 Магнит өрісі. Магнит индукция векторы

Бір бағытта қозғалған зарядтар электр тогын туғызады, ал ток өздерін қоршаған кеңістіктің қасиеттерін өзгертіп, өзінің айналасында *магнит өрісін* тудырады. Магнит өрісі негізінен тогы бар өткізгішке әсер ететін күш арқылы білінеді. Магнит өрісін сипаттау үшін, оның тогы бар рамкаға тигізетін әсерін қолданамыз. Тогы бар рамка магнит өрісінде белгілі бір бұрышқа бұрылады, айналу бағыты бойынша магнит өрісінің бағытын анықтай аламыз. Магнит өрісінің рамкаға бағдарлаушы әсері рамкада қос күшті тудырады. Осы қос күштің моментінің шамасы сыртқы магнит өрісінің индукциясына, рамкадағы ток күші мен оның өлшемдеріне және рамканың орналасуына тәуелді:

$$M = ISB\sin\beta \ , \qquad (14.1)$$

мұндағы β- контурдың нормаль бірлік векторы мен магнит индукциясының арасындағы бұрыш. Векторлық түрде:

$$\vec{M} = IS\vec{n}\vec{B}, \qquad (14.2)$$

$IS\vec{n} = \vec{P}$ - контурдың магнит моменті. Олай болса айналдырушы момент:

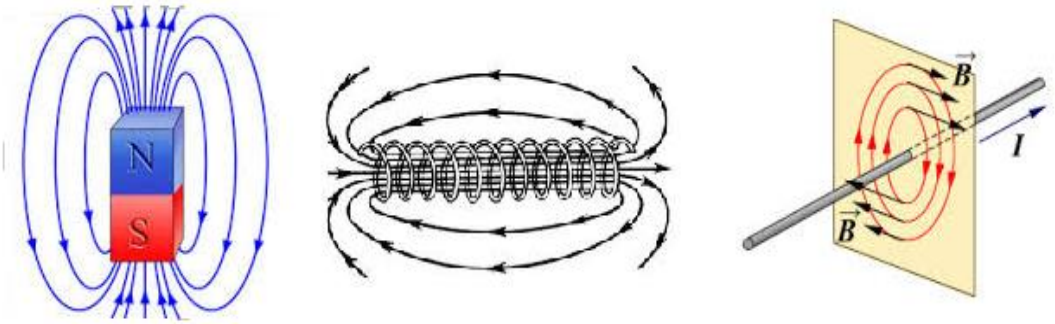
$$\overline{M} = \overline{P}\overline{B} \ . \qquad (14.3)$$

Осыдан магнит индукциясының шамасы

$$B = \frac{M}{P} \qquad (14.4)$$

қатынасымен анықталады. Бағыты сыншы контурға түсірілген оң нормалдың тепе-теңдік бағытына сәйкес векторлық шама.

Магнит индукциясының күш сызықтары үшін, кез келген нүктедегі жанамасы осы нүктедегі индукция векторымен бағыттас сызықты аламыз. Магнитидукциясының күш сызықтарының электр өрісінің кернеулік сызықтарынан ерекшелігі - ол әр уақытта тұйық болады, 14.1-суретте әртүрлі жүйенің күш сызықтары көрсетілген. Тұйық болғандықтан оларды *құйынды* деп атайды.



14.1 сурет

Магнит өрісі потенциалды емес, тұйық контур бойынша қозғалған зарядтың істейтін жұмысы нөлге тең емес. Магнит индукциясының бағыты бұранда ережесі бойынша анықталады. Өлшем бірлігі Тесла (Тл).

14.2 Суперпозиция принципі. Био–Савар–Лаплас заңы

Суперпозиция принципі - егер берілген кеңістік нүктесінде әртүрлі токтар $\overline{B_1}, \overline{B_2}, ...\overline{B_n}$ магнит өрістерін туғызса, (14.3 сурет) онда осы нүктедегі қорытқы магнит өрісі олардың векторлық қосындыларымен анықталады:

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^{N} \vec{B}_i \cdot \qquad (14.5)$$

Био-Савар-Лаплас заңы - кез келген I тогы бар өткізгіштің dl элемент өрісінің бір нүктесіндегі магнит өрісінің бағыты мен шамасын анықтайды. Осы заңға сәйкес I тұрақты электр тогының вакуумдегі магнит өрісі келесі өрнекті қанағаттандыруы тиіс:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I\left[d\vec{l}\vec{r}\right]}{r^3} \qquad (14.6)$$

модулі

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} dl \sin\alpha\,, \qquad (14.7)$$

мұндағы $d\vec{B}$ – ток элементі тудыратын магнит өрісінің магнит индукция векторы;

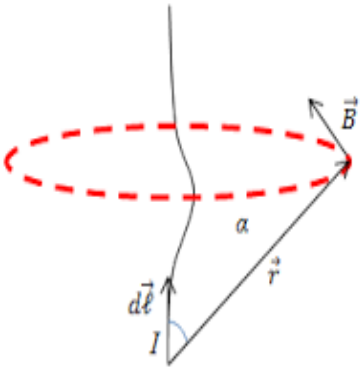
$I\,d\vec{l}$ - ток тығыздық векторының бағытымен сәйкес келетін ток элементі;

$\vec{r}$ – осы элементпен өрістің қарастырылған С нүктесін қосатын радиус векторы, (14.2 сурет);

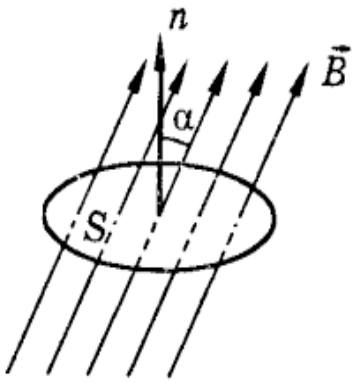
$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м - магнит тұрақтысы;

I - өткізгіштегі ток күші.

$d\vec{B}$ векторы С нүктесінде оң бұранда ережесі бойынша $d\vec{l}$ және $\vec{r}$ векторлар жазықтығына перпендикуляр бағытталған.



14.2 сурет



14.3 сурет

14.3 Магнит ағыны. Магнит өрісінің негізгі заңдары

Магнит өрісі электр өрісі сияқты екі негізгі қасиетке ие. Бұл қасиеттер $\vec{B}$ векторлық өрісінің ағынымен және циркуляция векторымен байланысты және магнит өрісінің негізгі заңдарын өрнектейді.

Магнит ағыны – скалярлық шама, магнит индукция векторының жазық бетінің ауданына көбейтіндісімен анықталады:

$$d\Phi = \vec{B}d\vec{S} = B_n dS = BdS\cos(\vec{B}\hat{\ }\vec{n}). \qquad (14.8)$$

мұндағы $d\vec{S} = \vec{n}dS$;

$\vec{n} - dS$ ауданға түсірілген бірлік вектор ;

B_n - нормал бағыттағы $\vec{B}$ векторының проекциясы. Бүкіл бет арқылы өтетін магнит ағыны:

$$\Phi = \int_S \vec{B}d\vec{S} = \int_S B_n dS. \qquad (14.9)$$

Егер магнит өрісі бір текті болса $\Phi = B_n S$.Өлшем бірлігі Вебер [Вб]. Магнит ағыны косинус бұрышының таңбасына байланысты оң немесе теріс мәндер қабылдайды, яғни оның бағыты $\vec{n}$ нормал вектордың оң бағытына сәйкес анықталады (14.3 сурет)

Магнит өрісі үшін Гаусс теоремасы – кез келген тұйық бет арқылы өтетін магнит ағыны әр уақытта нөлге тең болады:

$$\oint_S \vec{B}d\vec{S} = 0. \qquad (14.10)$$

Осыдан шығатыны *табиғатта (электр зарядтары сияқты) магнит зарядтары (магнит өрісінің көзі) болмайтындығы*н көрсетеді.

Толық ток заңы бойынша: *тұрақты ток магнит өрісінің контур бойынша* $\vec{B}$ *векторының циркуляциясы* μ_0*-магнит тұрақтысымен осы контур қамтитын барлық токтардың алгебралық қосындысының көбейтіндісіне тең:*

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \mu_0 \sum_{i=1}^{N} I_i \ . \qquad (14.11)$$

Жоғарыда айтылғандай магнит өрісі потенциалды емес, екінші сөзбен айтқанда магнит индукциясының церкуляциясы нөлге тең емес, яғни магнит өрісі құйынды өріс екенін білдіреді. (14.11) өрнегі кейбір токтар конфигурацияларының өрісін есептеуге қолданылады.

14.4 Тогы бар өткізгіштің тұрақты магнит өрісінде орын ауыстыру жұмысы

Магнит өріс күшінің тогы бар контурдың орнын ауыстыруда жасаған элементар жұмысы контурдағы ток күші мен осы контурмен шектелген аудан арқылы өтетін магнит ағынының өзгерісінің көбейтіндісіне тең:

$$dA = IdФ \ . \qquad (14.12)$$

Тогы бар контурдың орнын бастапқы 1 жағдайдан 2 жағдайға орнын ауыстырғанда жасалынатын толық жұмыс мына формуламен анықталады:

$$A = \int_1^2 IdФ \qquad (14.13)$$

тұрақты ток жағдайында

$$A = I(Ф_2 - Ф_1) = I\Delta Ф \ . \qquad (14.14)$$

15 Дәріс №15. Заттардағы магнит өрісі

Дәріс мазмұны: заттардағы магнит өрісінің негізгі сипаттамаларымен танысу.

Дәріс мақсаты: заттардағы магнит өрісін есептеудің негізгі әдістерін үйрену.

15.1 Атомдар мен молекулалардың магнит моменті

Біз білетіндей жеке атомдар мен молекулалардың магниттік қасиеттері болады. Орбита бойымен қозғалған электрондар дөңгелек токтар туғызады:

$$I = e\nu = \frac{e}{T} = \frac{eV}{2\pi r}, \qquad (15.1)$$

мұндағы ν ,Т – электронның айналу жиілігі мен периоды.

Токтың магнит моменті:

$$P_m = IS \ , \qquad (15.2)$$

мұндағы $S = \pi r^2$ электрон орбитасының ауданы. Осыны ескеріп, (15.1) өрнегі мына түрде жазуға болады:

$$P_m = \frac{eV\pi r^2}{2\pi r} = \frac{eVr}{2}, \qquad (15.3)$$

немесе векторлық түрде:

$$\vec{P}_m = \frac{e[\vec{V}\vec{r}]}{2}.$$

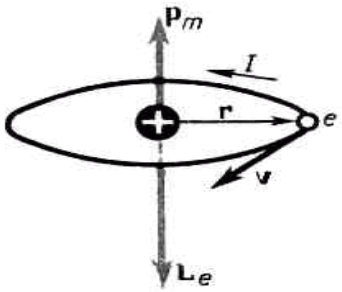
$\vec{P}_m$ бағыты $[\vec{V}\vec{r}]$ жазықтығына перпендикуляр болып ток бағытымен оң бұрандалы, ал электронның қозғалыс бағытымен сол бұрандалы жүйені құрайды (15.1 сурет). Орбита бойынша қозғалған электронның *орбиталды импульс момнті:*

$$\vec{L} = m[\vec{V}\vec{r}], \qquad (15.4)$$

$\vec{L}$ - векторы қозғалыс бағытымен оң бұранда жүйесін құрып $\vec{P}_m$ векторына қарама-қарсы бағытталады.

Гиромагниттік қатынас - электронның магнит моментінің оның орбиталды импульс моментіне қатынасы:

$$\gamma = \frac{P_m}{L} = -\frac{eVr}{2mVr} = -\frac{e}{2m}. \qquad (15.5)$$



15.1 сурет

15.2 Заттардың магниттелуі. Магниттеліну

Кез келген зат магнетик болып табылады. Олар сыртқы магнит өрісінде магниттеліп, өздерінің магнит өрістерін тудырады. Сыртқы магнит өрісі болмағанда атомдардың магнит моменттері ретсіз орналасады, сондықтан магнит мометінің қорытқы орташа мәні нөлге тең. Заттардағы қорытқы магнит өрісінің индукция векторы:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}', \qquad (15.6)$$

мұндағы $\vec{B}_0$ – сыртқы магнит өрісінің индукция векторы (өткізгіштік ток өрісі);

$\vec{B}'$ – магниттелген заттың тудыратын меншікті (ішкі) магнит өріс индукциясы.

Заттың магниттелуі бірлік көлемдегі магнит моментімен сипатталады, оны $\vec{J}$ магниттелу векторы деп атайды. Берілген ΔV элементар көлемдегі магниттелу векторы:

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V}\sum_{i=1}^{N}\vec{p}_{mi}, \qquad (15.7)$$

мұндағы ΔV – магнетиктің қарастырылған нүктесінің аймағынан алынған элементар көлем;

$\vec{P}_{mi}$ – осы көлемдегі жеке молекулалардың магнит моменті.

15.3 Заттардағы магнит өрісі үшін магнитостатиканың негізгі теоремалары

Гаусс теоремасы. Магниттелген заттардың өрісінің өткізгіштік токтардың өрісі сияқты көздері болмайды. Сондықтан Гаусс теоремасы вакуумдегі өрістегідей өзгеріссіз жазылады:

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0. \qquad (15.8)$$

Сондықтан $\vec{B}$ векторының сызықтары барлық жерде үздіксіз болады.

$\vec{B}$ векторының циркуляциясы туралы теорема. Магнетиктерде циркуляция векторы I өткізгіштік токтармен қатар I' магниттелу токтарымен анықталады:

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 (I + I'). \qquad (15.9)$$

Осы өрнектерді ескеріп алатынымыз:

$$\oint_L \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}\right) d\vec{l} = I. \qquad (15.10)$$

Интеграл астындағы шама:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \qquad (15.11)$$

магнит өрісінің кернеулігі деп аталады. Бұл шаманың физикалық мағынасы жоқ, оның көмегімен біртексіз ортадағы магнит өрісінің теңдеулерін ыңғайлы түрде жазуға болады.

$\vec{H}$ векторының циркуляция теоремасы: тұйықталған контур бойымен алынған $\vec{H}$ векторының циркуляциясы осы контурмен шектелген өткізгіштік токтардың алгебралық қосындысына тең:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \sum_{i=1}^{N} I_i. \qquad (15.12)$$

Тәжірибеден магниттелу векторы магнит өрісінің кернеулігіне тура пропорционал $\vec{J} = \chi \vec{H}$, мұндағы χ - заттың магнит қабылдағышы.

χ шамасы оң және теріс шама болуы мүмкін.

Парамагнетиктерде ($\chi \succ 0$) және диамагнетиктерде ($\chi \prec 0$) $\vec{J} \uparrow\uparrow \vec{H}$, ал диамагнетиктерде $\vec{J} \uparrow\downarrow \vec{H}$. Ферромагнетиктер үшін $\vec{J}$ векторымен $\vec{H}$ векторының арасындағы байланыс сызықты емес және гистерезис түзағын құрайды. $1 + \chi = \mu$ деп белгілеп, заттың *магнит өтімділігі* деп аталады. Осы қатынастарды пайдаланып, $\vec{B}$ және $\vec{H}$ векторларының арасындағы $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ байланысты анықтауға болады.

Парамагнетиктер үшін $\mu > 1$, диамагнетиктер үшін $\mu < 1$. Диа - және парамагнетиктерде μ бірден аз ғана өзгерісте болады, сондықтан бұл магнетиктердің магниттік қасиеттері айтарлықтай күшті болмайды.

Барлық магнетиктер магнит қабылдағыштарына және оның таңбаларына қарай үш топқа бөлінеді:

Прамагнетиктер - B_0 сыртқы магнит өрісі мен B' өздік магнит өрістері бағыттас болып, магнит қабылдағышы $\chi > 0$ және $\chi \approx 10^{-7} - 10^{-6}\,\text{м}^3/\text{кмоль}$ аралығында жататын, темератураға байланысты өзгереді. Парамагнетиктерге мынандай заттар жатады: O_2, NO_3, Al, сілтілер т.б.

Диамагнетиктер - B_0 сыртқы магнит өрісі мен B' өздік магнит өрістері қарама-қарсы болып, $\chi < 1$ және $\chi \approx 10^{-8} - 10^{-7}\,\text{м}^3/\text{кмоль}$ аралығында жатады, температураға байланысты емес. Диамагнетиктерге мынандай заттар жатады: инертті газдар, Bi, Zn, Ag, су, шыны т.б.

Ферромагнетиктер- $B' > B_0$, $\chi >> 1$, $\chi \approx 10^3\,\text{м}^3/\text{кмоль}$ және температураға байланысты өзгереді. Диамагнетиктерге мынандай заттар жатады: темір, никель, кобальт т.б.

Ферромагнетиктердің магнит қабылдағыштығы сыртқы өріс кернеулігіне байланысты.

15.4 Магнит өрісі үшін шекаралық шарттар. Біртексіз ортадағы магнит өрістерін есептеу

Орталардың шекарасында магнит өрісінің екі $\overline{B}$ және $\vec{H}$ векторлық сипаттамаларының бағыттары мен шамалары секірмелі түрде өзгереді. Бұл векторлар үшін шекаралық шарттар электр өрісіндегідей қорытылып шығарылады (дәріс 12) және төмендегі формулалармен өрнектеледі:

$$B_{1n} = B_{2n}; \qquad \frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}; \quad H_{1\tau} = H_{2\tau}; \qquad \frac{B_{1\tau}}{B_{2\tau}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}. \tag{15.14}$$

16 Дәріс №16. Электрмагнитті индукция құбылыстары

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

Дәрістің мақсаты: электрмагниттік индукция құбылысын оқып үйрену.

16.1 Электрмагнитті индукция заңдары. Ленц ережесі

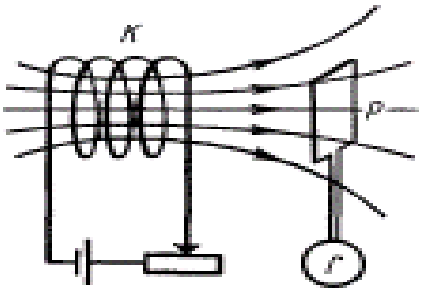
Магнит өрістерінің әсерінен электр қозғаушы күштерінің пайда болуы *электромагниттік индукция* құбылысы деп аталады.

Электрмагниттік индукция құбылысын 1831 ж. М.Фарадей ашты.

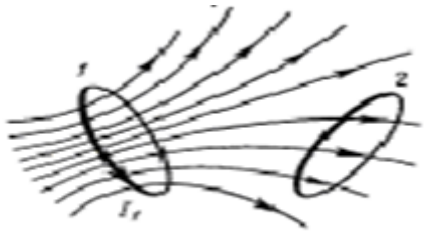
Фарадей тәжірибелер нәтижесінде бірінші текті құбылыстар үшін электрмагниттік индукция заңы (Фарадей заңы) (16.1 сурет) алынды: *Тұйық контурда пайда болатын электомагниттік индукцияның электр қозғаушы күші (ЭҚК) сан жағынан осы контурмен шектелген бет арқылы өтетін магнит ағынының*

уақытқа байланысты өзгеру жылдамдығына тең және таңбасы бойынша қарама-қарсы:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \qquad (16.1)$$



16.1 сурет



16.2 сурет

Индукциялық токтың бағыты Ленц ережесі бойынша анықталады. Ленц ережесі*: 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:

$$\mathcal{E}_i = -N\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d\Psi}{dt}, \qquad (16.2)$$

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

16.2 Өздік және өзара индукция құбылыстары. Индуктивтілік

Электрмагниттік 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 (16.1) Фарадей заңынан анықталады (ферромагнетиктер жоқ кезде, егер $L = const$ жағдайда) $\mathcal{E}o$:

$$\mathcal{E}_o = -L\frac{dI}{dt}. \qquad (16.3)$$

Минус таңбасы $\mathcal{E}o$ әрқашан ток күшінің өзгерісіне кедергі жасайтындай етіп бағытталады (Ленц ережесіне сәйкес), L - контурдың индуктивтілігі деп аталатын коэффициент, ХБ жүйесінде өлшем бірлігі - Генри (Гн). Контурдың индуктивтілігі L 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:

$$L = \mu_0 \mu n^2 V = \mu_0 \mu \frac{N^2}{\ell} S, \qquad (16.4)$$

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:

$$\Psi = L I, \qquad (16.5)$$

ферромагниттік орта бұл сызықтық (16.5) 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. Бұл *өзара индукция* деп аталады.

Бір-біріне жақын орналасқан екі қозғалмайтын контурларды қарастырайық (16.2 сурет). Егер 1 контурда I_1 ток жүрсе, екінші контурда, осы сияқты екінші контурда I_2 ток жүрсе, бірінші контурда пайда болатын ЭҚК-тері электрмагниттік индукция заңына сәйкес:

$$\varepsilon_1 = -L_{12} \frac{d I_2}{d t}, \qquad \varepsilon_2 = -L_{21} \frac{d I_1}{d t}. \qquad (16.6)$$

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.

16.3 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 $dA = \mathcal{E}_o I dt$ жұмыс атқаратын индукциялық ток пайда болады. (16.5) - ны қолданып, $dA = -LIdI$ өрнегін аламыз.

Магнит өрісінің энергиясының кемуі токтың жұмысына тең, сондықтан:

$$W_м = \int dA = -L \int_I^0 IdI = \frac{LI^2}{2}. \qquad (16.7)$$

Сонымен магнит өріс энергисы:

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

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

$$w = \frac{dW_м}{dV} = \frac{B^2}{2\mu_0\mu} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \frac{\vec{B}\vec{H}}{2\mu_0\mu}, \qquad (16.8)$$

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

V көлемдегі магнит өрісінің энергиясы:

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

17 Дәріс №17. Максвелл теориясының негіздері

Дәрістің мазмұны: Максвелл теңдеулерінің электродинамикадағы маңызы ашып көрсетіледі.

Дәрістің мақсаты: Максвелл теңдеулерінің оқып үйрену.

17.1 Ығысу тогы

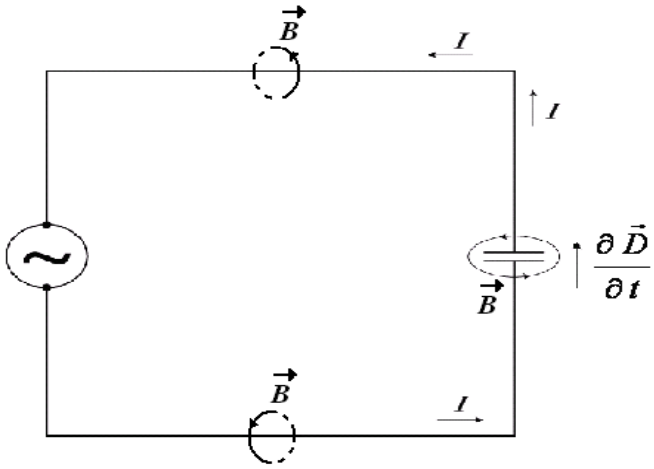
Айнымалы ток тізбегінде (17.1 сурет) конденсатор астарлары арасында өткізгіштік токты тұйықтайтын қандай да бір процесс өтеді, бұл – *ығысу тогы* болып табылады, ол токтың тығыздығы:

$$\vec{j}_{ыг} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \qquad (17.1)$$

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:

$$\oint_L \vec{H}\, d\,\vec{\ell} = \int_S \left(\vec{j}_{пр} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\,\vec{S}, \qquad (17.2)$$

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



17.1 сурет

(17.2) 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.

17.2 Максвелл теңдеулер жүйесі

Электромагниттік индукция құбылысын оқып үйрену кезінде магнит өрісі уақыт бойынша өзгергенде қозғалмайтын өткізгіш контурда индукциялық 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 индукциялық ЭҚК-не тең:

$$\oint_L \vec{E}_B d\vec{\ell} = \mathcal{E}\,, \qquad (17.3)$$

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

Электромагниттік (16.1) индукция заңынан:

$$\oint \vec{E}_B d\,\vec{\ell} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} \qquad \text{немесе} \qquad \oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = -\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} \qquad (17.4)$$

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 17.1-кестеде көрсетілген.

17.1 кесте

Интегралдық түрі	Дифференциалдық түрі
1. $\oint\limits_L \vec{E} d\vec{\ell} = -\int\limits_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}$	$rot\,\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
2. $\oint\limits_L \vec{H}\, d\,\vec{\ell} = \int\limits_S \left(\vec{j}_{пр} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\,\vec{S}$	$rot\,\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$
3. $\oint\limits_S \vec{B} d\vec{S} = 0$	$di\upsilon\,\vec{B} = 0$
4. $\oint\limits_S \vec{D}\, d\,\vec{S} = \int\limits_V \rho\, d\,V$	$di\upsilon\,\vec{D} = \rho$
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 шығатын маңызды қорытынды: *айнымалы электр және магнит өрістері біртұтас электромагниттік өріс жасап, бір-бірімен тығыз байланысқан.*

Үшінші және төртінші теңдеулер *электр өрісінің көздері – электр зарядтары, магнит өрісінің көзі болып саналатын - магниттік зарядтардың болмайтынын* көрсетеді. Сондықтан Максвелл теңдеулері электр және магнит өрістеріне қатысты симметриялы емес. 17.1-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.

18 Дәріс №18. Электромагнитті тербелістер. Айнымалы электр тогы

Дәрістің мазмұны: дәрісте электромагнитті тербелістерге және айнымалы ток қасиеттеріне шолу жасалады.

Дәрістің мақсаты: электр тербеліс процестерін және айнымалы ток қасиеттерін оқып үйрену.

18.1 Еркін және еріксіз электромагнитті тербелістер

Нақты тербелмелі контурдың идеал контурдан ерекшелігі - конденсатор мен катушкаға тізбектей жалғанған кедергісі R резистордан тұрады. Өшетін электр тербелістердің *дифференциалдық теңдеуін* R кедергіні ескеріп, жалпылама Ом заңынан аламыз:

$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = 0, \qquad (18.1)$$

мұндағы β - *өшу коэффициенті,* $\beta = \frac{R}{2L}$.

Бұл теңдеуінің шешімі өшетін тербелістің теңдеуі болып табылады:

$$q = q_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0), \qquad (18.2)$$

мұндағы q_{m0} тұрақты (бастапқы амплитуда) және φ_0 (бастапқы фаза) бастапқы шарттарға, яғни бастапқы уақыт мезетіндегі q және $\dot{q}$ мәндеріне тәуелді. Өшетін тербелістер периоды мен циклдік жиілігі $T = 2\pi / \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ және $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ өрнектерімен анықталады. Өшетін тербелістің амплитудасы e есе азаятын уақыт аралығын τ *релаксация уақыты* ($\tau = 1/\beta$) деп атайды. Өшетін тербелістің амплитудасының кему жылдамдығын сандық түрде сипаттау үшін өшудің логарифмдік декременті деген ұғымды қолданады. *Өшудің логарифмдік декременті* λ деп периодқа ерекшеленетін уақыт мезеттеріне сәйкес амплитудалардың мәндерінің қатынасының натурал логарифмін айтады:

$$\lambda = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \beta T = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{N_e}, \qquad (18.3)$$

мұндағы N_e - амплитудасы e есе азаятын уақыт аралығында жасайтын тербеліс саны.

Еріксіз электромагниттік тербелістерді тудыру үшін контурдың $R - L - C$ элементтерін айнымалы ЭҚК-не қосу қажет, берілген жағдайда тербелмелі контурдың теңдеуі келесі түрде жазылады:

$$L\frac{dI}{dt} + RI + \frac{q}{c} = \varepsilon_m \cos \omega t$$

немесе

$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = (\varepsilon_m / L)\cos \omega t, \qquad (18.4)$$

бұл еріксіз тербелістің дифференциал теңдеуі, оның дербес шешімі

$$q = q_m \cos(\omega t - \varphi), \qquad (18.5)$$

мұндағы q_m - конденсатордағы зарядтың амплитудасы;

φ - бастапқы фазасы және олар мына өрнектермен анықталады:

$$q_m = \frac{\varepsilon_m}{L\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \quad \text{және} \quad tg\varphi = \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2},$$

Осыларды ескеріп (18.5) өрнекті былай жазуға болады

$$q = \frac{q_m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \cdot \cos\left(\omega t - arctg\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}\right). \qquad (18.6)$$

18.2 Айнымалы электр тогы. Айнымалы электр тогына арналған Ом заңы

Электромагнит индукция заңынан магнит ағыны уақыт бойынша өзгерсе айналмалы электр қозғаушы күші пайда болады $\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}$. Айнымалы ток алу үшін, тұрақты бұрыштық жылдамдықпен айналатын рамканы магнит өрісіне (электромагнит полюстері арасына) енгізуіміз керек. Кез келген уақыт мезетінде рамка орамының ауданың тесіп өтетін магнит ағыны $\Phi = BS\cos\omega t$, олай болса

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} = BS\omega\sin\omega t = \varepsilon_0 \sin\omega t, \qquad (18.7)$$

мұндағы $\mathcal{E}_0 = BS\omega$.

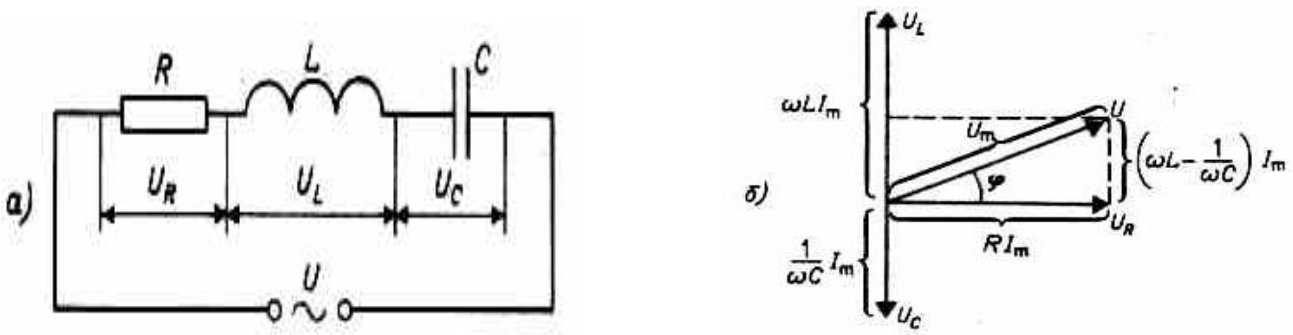
Олай болса, айнымалы ток үшін Ом заңы:

$$I = \frac{\mathcal{E}_i}{R} = \frac{\mathcal{E}_0 \sin\omega t}{R} = I_0 \sin\omega t. \qquad (18.8)$$

Айнымалы токтың және кернеудің әсерлік (эффективті) және ең үлкен мәндері мынандай қатынаста болады:

$$I_{эф} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \text{ және } U_{эф} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}.$$

Активті кедергіден, индуктивтіліктен және сыйымдылықтан тұратын тізбекті қарастырайық (18.1, а сурет). Тізбекке ω жиілігі бар кернеу тудырайық $U = U_m \cos\omega t$. Активті кедергіде ток пен кернеу арасында ығысу фазасы жоқ, сондықтан токтың өзгеруі $I = I_m \cos\omega t$ болады.



18.1 сурет

Ал U_L ндуктивтіліктегі кернеудің кемуі токтың фазасынан (18.1, б сурет). $\frac{\pi}{2}$ - ге озады, сыйымдылықтағы кернеу $\frac{\pi}{2}$ - ге қалады. Олай болса, катушкадағы ток $I_L = I_m \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$, сәйкес индуктивтілік кедергі $X_L = \omega L$. Ал конденсатордағы кернеу $U = U_m \cos\omega t$, ток күші $I_c = I_m \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$ заңымен өзгереді, сонда сыйымдылық кедергісі $X_c = \frac{1}{\omega C}$ өрнегімен анықталады.

Мұндай жүйенің векторлық диагрммасы 18.1, б-суретте көрсетілген. Суреттен тізбектің кернеуі мен ток күшінің фазалық айырмасы φ мына өрнекпен анықталады:

$$tg\varphi = \frac{I_m\left(\omega L - \frac{1}{\omega c}\right)}{I_m R} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega c}}{R}. \qquad (18.9)$$

Жоғарыдағы 18.1, б-суреттен U_R, U_L, U_C- кернеулер түсуінің қосындысы тізбекке түсірілген U толық кернеуге тең болады.

Сонда толық кернеудің максимал мәні:

$$U_m^2 = (RI_m)^2 + \left[\left(\omega L - \frac{1}{\omega c}\right)I_m\right]^2,$$

бұдан айнымалы тізбек үшін Ом заңы:

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}, \qquad (18.10)$$

мұндағы $\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega c}\right)^2} = Z$ - тізбектің *толық кедергісі* (импеданс) және $\omega L = X_L$, $\frac{1}{\omega c} = X_C$ екенін ескерсек:

$$X = X_L - X_C = \omega L - \frac{1}{\omega c}$$

өрнегі шығады мұны *реактивті кедергі* деп атайды.

18.3 Резонанс

Жоғарыдағы (18.6) өрнектегі ω_0 меншікті жиілік пен айнымалы ω ЭҚК жиілігінің айырмасы неғұрлым аз болған сайын, q_m амплитуда соғұрлым жоғары болады. Сыртқы әсер жиілігінің белгілі бір мәнінде еріксіз тербелістің амплитудасының күрт артуы *резонанс* деп аталады. Резонанс басталатын сыртқы әсердің (ЭҚК) жиілігі *резонанстық жиілік* деп аталады.

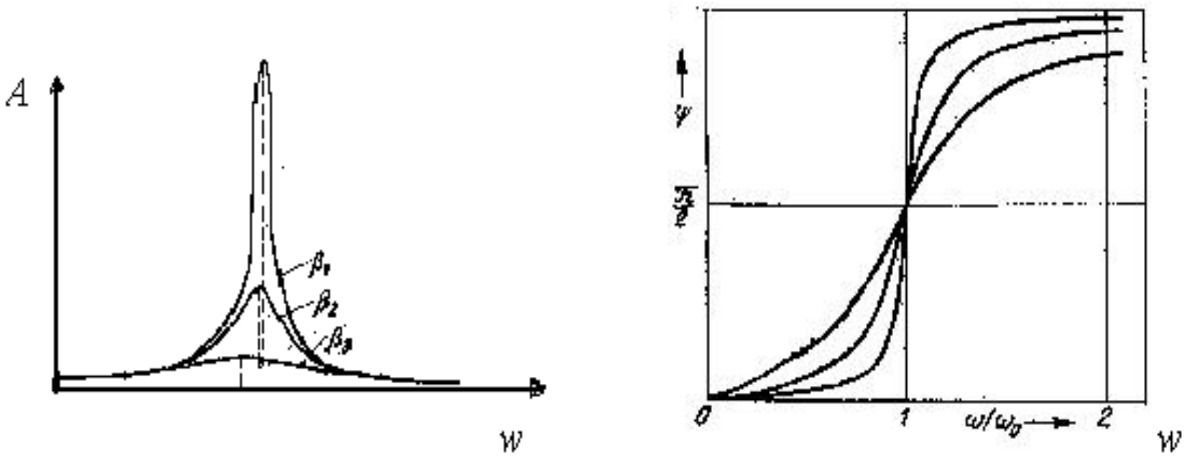
Жиілікті табу үшін q_m функциясының бөлімдегі түбір астындағы өрнекті ω бойынша дифференциалдап, нөлге теңестіреміз:

$$-4\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)\omega + 4\beta^2\omega = 0,$$

сонда резонаныстық жиілік пен амплитуда:

$$\omega_{рез} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} = \sqrt{\omega^2 - \beta^2},\ q_{рез} = \frac{q_m}{2\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}.$$

18.2, а-суретте өшу коэффициетінің әртүрлі мәндеріне сәйкес келетін резонанстық қисық сызықтары берілген. β аз болған сайын максимум



а) б)

18.2 сурет

сүйірлене түседі. Ал 18.2, б - суретте β өшу коэффициентінің әртүрлі мәндеріндегі еріксіз тербелістер фазасының сыртқы күштер фазасынан қалу сызбасы берілген. Қалу шамасы 0 мен π аралықта жатады. $\omega = \omega_0$ мәнінде $\varphi = \frac{\pi}{2}$ шамасына сәйкес келеді. Резонанс кезінде ($\omega_{рез} < \omega_0$) демек $\varphi < \frac{\pi}{2}$. Әлсіз өшу кезінде $\omega_{рез} \approx \omega_0$, $\varphi \approx \frac{\pi}{2}$. Сонымен қатар ток күші мен кернеудің резонанстық мәндерін де анықтауға болады.

19 Дәріс №19. Электромагниттік толқындар

Дәрістің мазмұны: дәрісте электромагниттік толқындардың интенсивтілігі, энергиясы және дифференциалдық теңдеуі қарастырылады.

Дәрістің мақсаты: электромагниттік толқындарды оқып үйрену.

19.1 Толқындық теңдеу. Толқын пакеті. Топтық жылдамдық

Электромагнитті ұйытқудың таралу жылдамдығы Максвелл теориясы бойынша (17.4), 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 (17.1-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:

$$rot\vec{E} = -\mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t},\ rot\vec{H} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t},\ div\vec{E} = 0,\ div\vec{H} = 0, \qquad (19.1)$$

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 (19.1) теңдеуінен төмендегі өрнектерді алуға болады:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \text{ және } \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}, \qquad (19.2)$$

$$\mu_0 \mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = 0,\ \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} = 0. \qquad (19.3)$$

(19.2) теңдеулері электромагниттік толқынның *толқындық теңдеулері* болып табылады.

Бұл (19.2) теңдеулердің шешімдері:

$$E_y = E_m \cos(\omega t - kx + \varphi_1) \text{ және } H_z = H_m \cos(\omega t - kx + \varphi_2). \qquad (19.4)$$

Осы теңдеулерден электромагниттік толқынның негізгі қасиеттері шығады.

19.1.1 (19.3) 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.

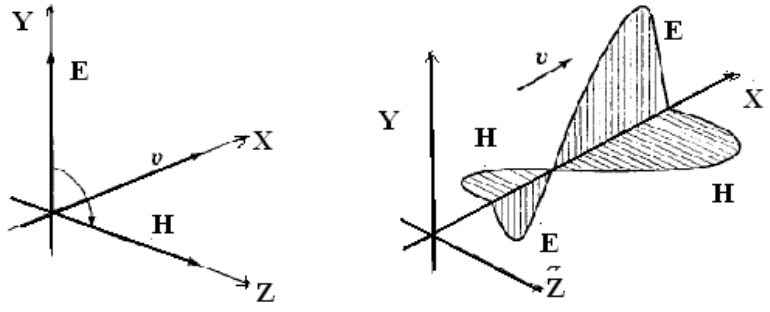
19.1.2 Электромагниттік толқындардың *фазалық жылдамдығы* ортаның қасиеттеріне тәуелді:

$$\upsilon = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu}}. \qquad (19.5)$$

Электромагниттік толқындардың вакуумдегі жылдамдығы $(\varepsilon = \mu = 1)$:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 3 \cdot 10^8\, м/с. \qquad (19.6)$$

19.1.3 (19.2) теңдеуінен шығатыны: $\vec{E}$ және $\vec{H}$ векторлары өзара перпендикуляр, $\vec{\upsilon}, \vec{E}, \vec{H}$ векторлары оң бұрандалы жүйені құрайды (19.1 сурет).



а) б)

19.1 сурет

19.1.4 (19.4) теңдеудегі бастапқы фазалары тең $\varphi_1 = \varphi_2$ сондықтан $\varepsilon_0 \varepsilon E_m^2 = \mu_0 \mu H_m^2$ болады.

Осыдан шығатыны $\vec{E}$ және $\vec{H}$ векторларының тербелісі (19.1, а сурет) синфазалы (бірдей фазалы) және олардың лездік мәндері өзара байланысты:

$$\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H \,. \tag{19.7}$$

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

$$\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - kx + \varphi),\ \vec{H} = \vec{H}_m \cos(\omega t - kx + \varphi). \tag{19.8}$$

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

19.2 Электромагнитті энергия ағын тығыздығы – Умов- Пойтинг векторы

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

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

$$w = \varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu} EH = \frac{\sqrt{\varepsilon \mu}}{c} EH = \frac{EH}{\upsilon}, \tag{19.9}$$

мұндағы υ - толқынның жылдамдығы (19.5).

(19.9) өрнекті υ жылдамдыққа көбейтсек, энергия ағыны тығыздығы шығады:

$$S = w\upsilon = EH \,. \tag{19.10}$$

$\vec{E}$ мен $\vec{H}$ векторлары өзара перпендикуляр және бағыттары оң бұрандалы жүйенің таралу бағытына сәйкес (19.1, б сурет), сондықтан (19.10) теңдеуі мына түрде жазылады:

$$\vec{S} = \left[\vec{E}\vec{H}\right]. \qquad (19.11)$$

$\vec{S}$ 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.

Гармоникалық электромагниттік қума толқын үшін энергия ағынының тығыздығы:

$$S = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 / \mu_0\mu} E_m^2 \cos^2(\omega t - kx). \qquad (19.12)$$

Толқын I қарқындылығы энергия ағынының тығыздығының орташа мәніне тең:

$$I = \left|\left\langle \vec{S} \right\rangle\right| = (\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 / \mu_0\mu}) / E_m^2 / 2, \qquad (19.13)$$

өйткені косинустың квадратының орташа мәні 1/2 -ге тең.

20 Дәріс 20. Толқындық оптика

Дәрістің мазмұны: дәрісте толқындық оптиканың негізгі түсініктері келтірілген.

Дәрістің мақсаты: толқындық оптиканың негізгі ұғымдарын енгізу

20.1 Жарық толқыны

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 электрмагниттік толқын деген қорытынды жасаймыз. Электрмагниттік толқынның барлық қасиеттері жарыққа да сәйкес келеді.

$$\sqrt{\varepsilon\mu} = n \qquad (20.1)$$

n шамасы ортаның сыну көрсеткіші деп аталады. Ортадағы электрмагниттік толқын жылдамдығы

$$\upsilon = \frac{c}{n}. \qquad (20.2)$$

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

$$n = \sqrt{\varepsilon}. \qquad (20.3)$$

Жарықтың ортадағы толқын ұзындығы

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

мұндағы λ_0 - вакуумдегі жарықтың толқын ұзындығы.

Жарықтың I қарқындылығы $\vec{S}$ Пойтинг (8.11) векторымен анықталады, сондықтан

$$I \sim nE_m^2 = nA^2, \qquad (20.4)$$

яғни жарықтың I қарқындылығы n ортаның сыну көрсеткішіне және жарық толқынының A^2 амплитудасының квадратына тура пропорционал.

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

20.2 Жарықтың интерференциясы. Когеренттілік

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.

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

Бұл шартты монохроматты толқын қанағаттандырады. Монохроматты тодқындар 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 когеренттілік* деп аталады. Бастапқы фаза кездейсоқ өзгерістер әсерінен бастапқы мәнінен π шамасына өзгеше мән қабылдайтын уақыт *когеренттілік 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:

1) жиіліктері бірдей

2) 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. (20.3) пен (20.4) өрнектерді ескерсек, қорытқы толқынның қарқындылығы

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\varphi_2 - \varphi_1). \qquad (20.5)$$

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

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

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

$$\Delta = \frac{\lambda_0}{2\pi}\Delta\varphi \qquad (20.6)$$

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

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

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

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

20.3 Жарық дисперсиясы

Сыну көрсеткішінің жиілікке тәуелділігі жарықтың дисперсиясы деп аталады. Жарықтың дисперсиясы электромагниттік толқындардың заттың ішіндегі оптикалық электрондармен әсерлесу нәтижесі болып табылады. Оптикалық электрондар дегеніміз – атомдар мен молекулалармен әлсіз байланысқан электрондар.

Сондықтан Максвеллдің макроскопиялық электромагниттік теориясы бұл құбылысты түсіндіре алмады. Лоренцтің классикалық электрондық теориясы бойынша, дисперсия – электромагниттік толқындардың затпен әсерлесу нәтижесі. Гармоникалық электромагниттік толқын әсерінен оптикалық электрондар еріксіз тербеліс жасайды, олар өз кезегінде екінші реттік электромагниттік толқындар шығарады.

Электронға үш күш әсер етеді: квазисерпімді күш, $\vec{F} = -m\omega_0^2\vec{r}$, бұл ядромен және басқа электрондармен әсерлесу күші; кедергі күші, $\vec{F} = -2m\beta\vec{\upsilon}$, бұл сәуле шығаруға жұмсалатын энергияны және атомның ілгерілемелі қозғалысына ай-

налған тербелмелі қозғалыс энергиясын сипаттайды; еріксіз күш - электромагниттік толқынның электр өрісі тарапынан әсер ететін күш.

Онда еріксіз тербелістерінің дифференциялдық теңдеуін мына түрде жазамыз:

$$\ddot{\vec{r}} + 2\beta\dot{\vec{r}} + \omega_0^2\vec{r} = -\frac{e}{m}\overline{E}_m \cos\omega t$$

мұндағы $\vec{r}$ - оптикалық электронның ығысуы;

m және ω_0 - оның массасы мен тербелісінің меншікті жиілігі;

β - электронның еріксіз тербелісінің өшу коэффициенті;

$\vec{E}_m$ және ω - айнымалы өрістің кернеулік векторының амплитудасы мен жиілігі.

Егер орта жарық жұтпайтын болса $(\beta = 0)$, онда еріксіз тербеліс амплитудасы

$$\vec{r}_m = -\frac{e\vec{E}_m}{m\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)}.$$

Оптикалық электрондар ығысқанда орта үйектеледі, оның үйектеліну дәрежесі

$$\vec{P} = -n_0 e\,\vec{r} = \frac{n_0 e^2 \vec{E}}{m\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$$

мұндағы χ - заттың электрлік қабылдағыштығы;

n_0 - атомдар концентрациясы.

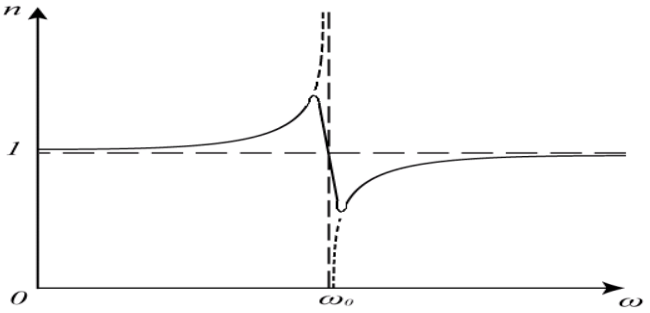
Сонда

$$\chi = \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)}.$$

(20.3) формулаға сәйкес

$$n^2 = \varepsilon = 1 + \chi = 1 + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)}. \qquad (20.7)$$

20.1-суретте (20.7) теңдеуге сәйкес $n(\omega)$ тәуелділік қисығы көрсетілген. ω-ны 0-ден ω_0-ге дейін өсірсе n 1-дегі мәнінен бастап $+\infty$-ке дейін бірқалыпты өседі. Егер $\omega = \omega_0$ болса, n-нің мәні секірмелі түрде $+\infty$-тен $-\infty$-ке дейін өзгереді, ары қарай ω-ны ω_0-ден ∞-ке дейін өзгертсек n тағы да бірқалыпты $-\infty$-тен 1-ге дейін өседі. $\omega \to \omega_0$ кезінде n-нің шексіз өсуінің физикалық мағынасы жоқ.



20.1-сурет

Мұндай нәтиже екінші ретті толқындарды шығаруға, атомдар арасындағы соқтығыстарға жұмсалатын энергия шығынын ескермегенде алынады. 20.1- суреттегі тұтас қисықты тұрғызғанда энергия шығыны ескерілген. Жиіліктің мәні меншікті жиілікке жақындағанда, *аномальды дисперсия* орын алады $dn/d\omega\langle 0$, басқа жағдайларда *қалыпты дисперсия* болады $dn/d\omega\rangle 0$.

Заттарда бір емес, бірнеше резонанстық жиілік болуы мүмкін, себебі заттың әрбір атомы өз меншікті жиілігімен тербелетін гармоникалық осцилляторлар. Бұл осцилляторлардың барлығы жарық толқынының электр өрісі әсерінен еріксіз тербеліс жасайды, сондықтан аномальды дисперсия аймақтары бірнешеу болады.

21 Дәріс 21. Жарық дифракциясы.

Дәрістің мазмұны: дәрісте толқындық оптиканың жарық дифракция құбылысына негізгі түсініктері келтірілген.

Дәрістің мақсаты: толқындық оптиканың жарық дифракцияның негізгі ұғымдарын енгізу

21.1 Жарық дифракциясы. Гюйгенс–Френель принципі. Френельдің аймақтық әдісі

Толқындардың, оның жолында кездесетін, d өлшемі λ толқын ұзындығымен шамалас, тосқауылдарды айналып өтуі құбылысы *дифракция* деп аталады. Дифракциялар арқасында толқындар геометриялық көлеңкелер аймағына түсіп, тосқауылдарды жеңіп, экрандағы шағын саңылаулар арқылы өтіп кете алады.

Геометриялық оптикамен сипатталатын, жарықтың таралу заңдарынан ауытқуы әдетте *жарық дифракциясы* болып түсіндіріледі.

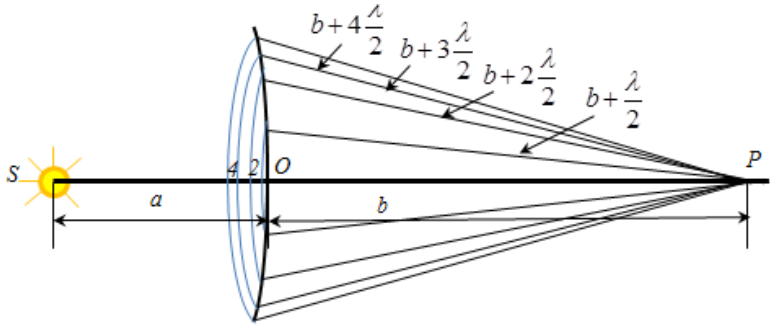
Гюйгенс принципінің көмегімен дифракцияны түсіндіруге болады. Жазық толқын мөлдір емес экрандағы саңылауға тік түседі деп алайық. *Гюйгенс принципіне сәйкес толқындық шеп келіп жеткен әрбір нүкте екінші реттік толқындар көзі болып табылады* (біртекті изотропты ортада олар сфералық болады).

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.

Екінші реттік толқындар амплитудалары мен фазалар есебі әрбір нақты жағдайда кеңістіктің кез келген нүктесіндегі қорытқы толқындардың амплитудасын (қарқындылығын) табуға, яғни жарықтың таралу заңдылығын анықтауға мүмкіндік береді. Жалпы жағдайда екінші реттік толқындар интерференциясын есептеу аса күрделі, бірақ төменде көрсетілгендей, қорытқы тербеліс амплитудаларын табудың кейбір жағдайлары үшін алгебралық қосындыларын шығарумен жүзеге асырылады.

Гюйгенс – Френель принципі толқындық теориялар шеңберінде жарықтың түзу сызықты таралуы туралы сұраққа жауап беруі тиіс болатын. Френель бұл

міндетті екінші реттік толқындардың *өзара интерференциясын* қарастырып және *Френель аймағы әдісі* деп аталған тәсілді қолдана отырып шешті.



21.1 сурет

S нүктесінде монохроматтық жарықтың нүктелік көзінен алынған біртекті ортада таралатын, жарық толқындарының амплитудасын табамыз (21.1 сурет).

Толқындар шебін аймақтарға бөлуді *P* нүктесіндегі центрмен радиустары $b+n\cdot\lambda/2$ сфераларды жүргізе отырып орындауға болады. Өйткені көрші аумақтардың тербелісі λ/2-ге өзгешеленетін қашықтағы *P* нүктесіне дейін өтеді, сондықтан *P* нүктесінде олар қарама-қарсы фазада болып келеді және осы тербелістердің қабаттасуы кезінде бір-біріне өзара әсер ететін болады. Сондықтан *P* нүктесіндегі қорытқы жарық тербелісінің амплитудасы:

$$A=A_1-A_2+A_3-A_4+\ldots\ldots, \qquad (21.1)$$

мұндағы A_1, A_2...- 1-ші, 2-ші,... аумақтармен қоздырылатын тербелістер амплитудалары.

Тербелістер амплитудаларын бақылау үшін Френель аумақтарының аудандарын табамыз. *M* аймағының сыртқы шекарасы толқындық бетте биіктігі h_m сфералық сегментті бөледі.

Осы сегмент ауданын σ_m арқылы белгілеп, Френельдің *m* аймағының ауданы $\Delta\sigma_m=\sigma_m-\sigma_{m-1}$-ге тең екенін табамыз, мұндағы σ_{m-1} - *(m–1)* аймағының сыртқы шекарасымен бөлінетін сфералық сегмент ауданы. Суреттен мынадай қорытынды шығаруға болады:

$$r^2_m=a^2-(a-h_m)^2=(b+m\frac{\lambda}{2})^2-(b+h_m).^2$$

Элементтер түрлендіргеннен кейін $\lambda \ll a$ және $\lambda \ll b$ екенін ескере отырып, мына формуланы аламыз:

$$h_m=\frac{bm\lambda}{2(a+b)}. \qquad (21.2)$$

Френельдің *m* аймағының ауданы мен сфералық сегментінің ауданы сәйкесінше мынаған тең:

$$\sigma_m=2\pi a h_m=\frac{\pi a b\lambda}{a+b}m;$$

$$\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}. \qquad (21.3)$$

(21.3) формуласы *m*-ге тәуелді емес, демек, *m* аса үлкен болмаған кезде Френель аймағы ауданы бірдей болады. Осылайша Френель аймағын құру *сфералық толқындардың толқындық бетін тең аумақтарға бөледі*.

Френельдің жорамалына сәйкес аймақтардың бетіне және *P* бағытына $\vec{n}$ нормаль арасындағы φ_m бұрышы неғұрлым үлкен болса, *P* нүктесіндегі бөлек аумақтардың әрекеті соғұрлым аз болады, яғни аймақтардың әрекеті центрдегіден (P_σ шамасында) шеттеріне қарай азаяды. Демек,

$$A_1 \succ A_2 \succ A_3 \succ A_4 \succ ..... \qquad (21.4)$$

Жарты сферада орналасатын Френель аймағының жалпы саны өте көп; мысалы, *a*=*b*=10 см және λ=0,5 мкм кезінде $N = \frac{2\pi\alpha^2}{\pi\alpha b\lambda}(a+b) = 8\cdot 10^3$. Сондықтан Френельдің кейбір *m* аймағының оған шектесетін аймақтар амплитудаларының орташа арифметикалық шамасына тең, A_m тербеліс амплитудасын жуықтау тәсілімен есептеуге болады, яғни

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}. \qquad (21.5)$$

Олай болса (21.1) формуланы келесі түрде жазуға болады:

$$A = \frac{A_1}{2} + (\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}) + (\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}) + ... = \frac{A_1}{2}. \qquad (21.6)$$

21.2 Френель және Фраунгофер дифракциясы

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.

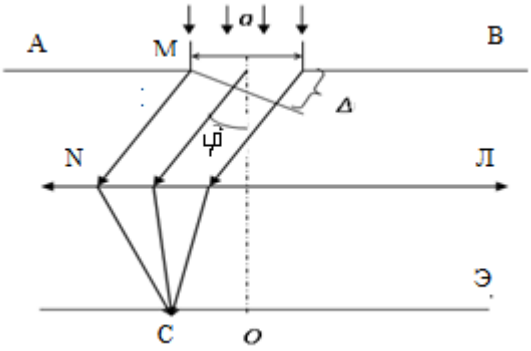
Фраунгофер дифракциясы (немесе параллель сәулелердің дифракциясы) жарық көзі мен бақылау нүктесі дифракция туғызатын *тосқауылдан шексіз алыстаған кезде* байқалады. Дифракциялардың осындай түрі әдетте жинағыш линза көмегімен жүзеге асады.

Параллель сәулелердің тар саңылаулардан өткендегі дифракциялануын (21.2 сурет) қарастырайық. Жазық монохроматтық жарық толқыны *AB* бөгетіндегі, ені *a* тар саңылау жазықтығына қалыпты түседі. Сөйтіп түскен жарық толқыны жазық бетінің саңылауы арқылы бір бөлігі ғана өте алады. Сонда толқындық беттің саңылаудың жазықтығына дәл келіп тұрған барлық бөліктерінің тер-

беліс фазалары бірдей болады. Гюгенс принципі бойынша толқындық беттің бұл бөлігінің әрбір нүктесі тербеліс көздері болып, олардан барлық жаққа тербеліс таралады. Сонда сәулелердің бастапқы бағытынан φ бұрышқа ауытқыған сәулелер *Л* жинағыш линзаның бас фокус жазықтығында (*Э* экрандағы *С* нүктесі) тоғысады, тоғысу нүктесінде дифракциялық көрініс пайда болады. Сонда ені *a* болатын саңылаудан өткен екі шеткі сәулелердің оптикалық жолдар (суреттегі Δ) айырымы:

$$\Delta = a \sin \varphi. \qquad (21.7)$$

Толқындық беті *MN* бағытына перпендикуляр, бір бірінен қашықтықтағы $\frac{\lambda}{2}$ -ге тең, бірнеше параллель жазықтықтар жүргізіп Френель аймақтарын бөлеміз.



21.2 сурет

Егер берілген φ бағытына қарап бөгелгенде саңылау жұп аймақтарға бөлінсе, онда сол бағытпен таралған жарық тербелістері бірін бірі өшіреді, өйткені әрбір тақ аймақтың әсерінен оған көршілес екі жұп аймақтың әсерлері жойып жібереді. Ал саңылау тақ аймақтарға бөлінсе, онда алынған бағытта таралған жарық тербелістері қосылғанда бірін бірі күшейтеді. Саңылауға сиятын Френель аймақтарының саны сәулелердің бастапқы бағытынан φ ауытқу бұрышына, *a* саңылау еніне және түскен толқынның λ ұзындығына тәуелді.

Олай болса, аймақтар саны жұп болса, онда *С* бақылау нүктесіндегі жарық нашар болып көрінеді де оның минимум шарты:

$$a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}, \qquad (21.8)$$

мұндағы k=1,2,3,...

Егер аймақтар саны тақ болса, *С* бақылау нүктесіндегі жарық күшейетіндіктен оның максимум шарты:

$$a \sin \varphi = (2k+1) \frac{\lambda}{2} \qquad (21.9)$$

болады.

Бұл екі теңдеуден мынадай қорытынды шығады. Егер саңылаудан өткен екі шеткі сәулелердің жолдар айырымы жұп жарты толқын ұзындығына тең болса, онда дифракцияланған жарық сәулелері бірін бірі әлсіретеді, ал сол жолдар

айырымы тақ жарты толқын ұзындығына тең болса, онда дифракцияланған жарық сәулелері бірін бірі күшейтеді.

Бір өлшемді дифракциялық тор – бір жазықтықта жатқан және ені бойынша мөлдір емес аралықтарымен теңдей бөлінген, ендері тең параллель саңыраулар жүйесі. Тордағы дифракциялық сурет бүкіл саңылаулардан келетін толқындардың өзара интерференцияларының нәтижесі ретінде анықталады.

Егер әрбір саңылаулардың ені *a*-ға тең болса, ал саңыраулар арасындағы мөлдір емес бөліктер ені *b* болса, онда $d = a + b$ шамасы дифракциялық *тор тұрақтысы* (тор периоды) деп аталады.

Жазық монохроматтық толқындар тор жазықтығына тік түседі. Өйткені саңылаулардан келетін сәулелердің оптикалық жол айырымдары аталған бағыт үшін бүкіл дифракциялық торлар шеңберінде бірдей болады және мына өрнекпен анықталады:

$$\Delta = CF = (a+b)\sin\varphi = d\sin\varphi \,. \qquad (21.10)$$

Егер осы жолдар айырымы жарты толқын ұзындығының жұп санына тең болса, онда дифракцияланған жарық сәулелері бірін бірі күшейтеді де дифракциялық жолақ жарық болады, оның күшею (максимум) шарты

$$d\sin\varphi = 2k\frac{\lambda}{2} = k\lambda\,, \qquad (21.11)$$

мұндағы k=1,2,3,...

Егер осы жолдар айырымы жарты толқын ұзындығының тақ санына тең болса, онда дифракцияланған жарық сәулелері бірін бірі әлсіретеді де дифракцияланған монохрамат жарықтың нашарлау (минимум) шарты мынаған тең болады:

$$d\sin\varphi = (2k+1)\frac{\lambda}{2}\,, \qquad (21.12)$$

мұндағы k=1,2,3,... .

22 Дәріс №22. Жылулық сәуле шығару

Дәрістің мазмұны: дәрісте сәулеленудің кванттық табиғаты қысқаша баяндалады.

Дәрістің мақсаты: абсолют қара дененің жарқырау, фотоэффект, Комптон эффектісі құбылыстарын оқып үйрену; кванттық механиканың негізгі ұстанымдарын меңгеру.

Физика классикалық және кванттық физика болып бөлінеді. 1900 жылы М.Планк кванттар гипотезасын тұжырымдады. 1926 жылы микроәлем физикасының теориясы жасалды.

22.1 Стефан – Больцман 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 спетрлік 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.

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:

$$R_T = \frac{d\Phi}{dS}. \qquad (22.1)$$

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

$$dR_{\omega,T} = r_{\omega,T} d\omega. \qquad (22.2)$$

Сәуле шығару қабілеті сәуле шығару энергиясының жиілікке тәуелді таралу функциясы болып табылады. Энергетикалық жарқыраудың сәуле шығару қабілетіне байланысы:

$$R_T = \int_0^\infty r_{\omega,T} d\omega. \qquad (22.3)$$

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

$$a_{\omega,T} + b_{\omega,T} = 1. \qquad (22.4)$$

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 шығарғыштық және жұтқыштық қабілеттері арасында мынадай байланыс бар:

$$\left(\frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}}\right)_2 = \ldots = f(\omega,T). \qquad (22.5)$$

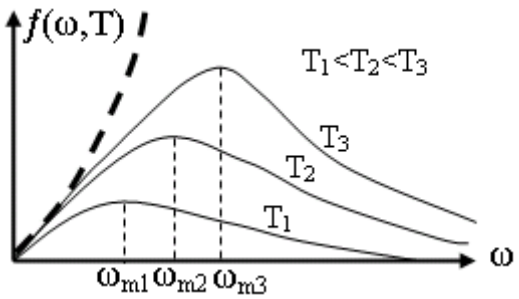
Бұл заңды 1859 жылы Г.Кирхгофф тағайындады. Сондықтан *Кирхгофф заңы* деп аталады. Бұл заң бойынша: денелердің энергетикалық жарқырауының спектрлік тығыздығының оның жұтқыштық қабілетіне тәуелділігі дене материа-

лына тәуелсіз және барлық денелер үшін бірдей, ол температура мен жиіліктің функциясы болып табылды.

$f(\omega,T)$ функциясы *Кирхгофф функциясы* деп аталады. (22.5) 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.

Төмендегі 22.1 - суреттен көрініп тұрғандай, абсолют дененің сәуле шығарғыштық қабілеті температура жоғарылаған сайын күшейе түседі. Температура өскенде сәуле шығару қабілетінің максимумы жоғары жиіліктер аймағына қарай ығысады: $\omega_{m\,1}<\omega_{m\,2}<\omega_{m\,3}$.



22.1 сурет

Эксперименттен төмендегідей заңдылықтар ашылды:

$$R_T = \sigma T^4; \tag{22.6}$$

$$\omega_m = bT, \tag{22.7}$$

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

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

(22.6) қатынасы *Стефан-Больцман заңы* деп аталады, ал (22.7) қатынасы *Виннің ығысу заңы* деп аталады. Бұл екі заң жылулық сәуле шығару теориясының дамуы кезінде үлкен рөл атқарды.

22.2 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:

$$f(\omega,T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT\,. \tag{22.8}$$

Релей-Джинс теориясындағы абсолют қара дененің энергетикалық жарқырауы $R_T \to \infty$ болады, мұның физикалық мәні жоқ (22.1 суреттегі үзік сызықтыр).

Барлық фактілерді 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.

22.3 Планктың кванттық гипотезасы және формуласы

Неміс физигі М.Планк алғаш 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:

$$W = n\hbar\omega, \tag{22.9}$$

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:

$$f(\omega,T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2}\frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT)-1}. \tag{22.10}$$

Планк формуласы $(0,\infty)$ жиілік интервалдағы барлық эксперименттік нәтижелерді қанағаттандырады (22.1 суреттегі тұтас сызықтыр).

Планк формуласы негізінде Стефан-Больцман және Вин заңдарындағы тұрақтылар есептелініп шығарылды. Планк формуласынан аз жиіліктер аймағында Рэлей-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.

23 Дәріс №23. Электромагниттік сәуле шығарудың кванттық табиғаты

Дәрістің мазмұны: жарықтың кванттық табиғаты ашып көрсетілген.

Дәрістің мақсаты: жарықтың кванттық табиғатын түсіндіретін құбылыстар, тәжірибелер және негізгі теорияларды оқып үйрену.

23.1 Жарық кванттарының энергиясы және импульсі

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

$$W = \hbar\omega, \tag{23.1}$$

мұндағы ω – жарық толқынының циклдік жиілігі.

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

$$p = \hbar\frac{\omega}{c} = \hbar k, \tag{23.2}$$

мұндағы $k = \omega / c = 2\pi / \lambda$ - $\vec{k}$ толқындық вектор модулі – толқындық сан, толқындық вектор жарық толқындарының таралу жылдамдығы векторының бойымен бағытталған. Фотон импульсі:

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}. \tag{23.3}$$

Фотон энергиясы мен импульсы арасындағы байланыс:

$$W = cp. \tag{23.4}$$

Фотонның массасы:

$$m_{\phi} = \frac{W}{c^2} = \frac{\hbar\omega}{c^2}. \tag{23.5}$$

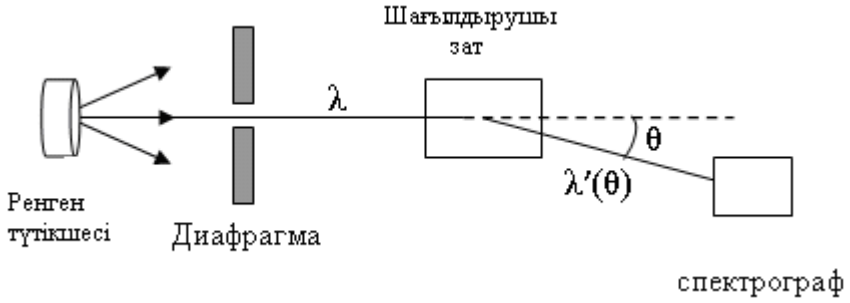
Фотонның басқа бөлшектерден айырмашылығы, оның тыныштықтағы массасы нөлге тең $m_0 = 0$.

23.2 Кванттық теорияның негізгі идеяларын эксперименттік негіздеу. Комптон эффекті және фотоэффект

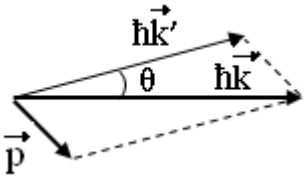
Электромагнитті сәуле шығарудың корпускулалақ қасиеттері бірнеше физикалық эксперименттермен дәлелденген. Олардың бірі фотоэффект және Комптон эффект.

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 23.1-суретте көрсетілген.



23.1 сурет



23.2 сурет

Комптон эффектісінің негізгі ерекшелігі: толқын ұзындығы өзгерісі $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ түскен сәуленің толқын ұзындығына да, шашырататын затқа да тәуелді емес, 23.2- суретте шашырау бұрышымен θ ғана анықталады:

$$\Delta\lambda = \lambda'(\theta) - \lambda = \lambda_c(1 - \cos\theta), \qquad (23.6)$$

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 энергия мен импульстің сақталу заңдары мына түрде жазылады:

$$\hbar\omega + m_0c^2 = \hbar\omega' + c\sqrt{p^2 + m_0c^2}\,; \qquad (23.7)$$

$$\hbar\vec{k} = \vec{p} + \hbar\vec{k}'\,, \qquad (23.8)$$

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 $\hbar\vec{k}'$ - соқтығысуға дейінгі және одан кейінгі фотон импульсі. (23.8) теңдеу 23.2-суретте векторлық диаграмма түрінде көрсетілген.

Осы диаграмманы және (23.7) өрнегін қолданып, (23.6) теңдеуін аламыз. Бұл формула Комптон тәжірибелерінің нәтижелерімен сәйкес келеді. Бұл электромагниттік сәуле шығарудың корпускулалық қасиеті туралы түсініктің дұрыс екенін көрсетеді.

Фотоэффект дегеніміз – электромагниттік сәуле әсерінен заттардан электрондардың ыршып 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 құ-

былысы *фотоионизация* деп аталады, бұл газдың жекелеген молекулалары мен атомдарынан электрондардың ұшып шығу құбылысы.

Фотоэффект заңдарын алғаш рет 1905 ж. А.Эйнштейн түсіндірді.

Бұл процесте энергияның сақталу заңы орындалады:

$$\hbar\omega = A + \frac{m\upsilon_m^2}{2}, \qquad (23.9)$$

мұндағы υ_m – металл бетінен ұшып шыққан электронның максималды жылдамдығы;

A – электронның металдан шығу жұмысы;

m –электронның массасы.

(23.9) 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;

- $\hbar\omega \langle A$ 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.

23.3 Микробөлшектердің толқындық қасиеттері. Де Бройль гипотезасы және Гейзенбергтің анықталмағандық қатынастары

Бөлшек пен толқын -корпускулалық 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:

$$\omega = \frac{W}{\hbar}, \ \lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}. \qquad (23.10)$$

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

Кез келген бөлшектің W энергиясы оның p импульсіне тәуелді $W(p)$. Бұл тәуелділік әр бөлшек үшін әртүрлі, (себебі әр бөлшектің табиғаты әртүрлі, мы-

салы релятивистік емес бөлшек үшін $W = p^2 / 2m$). Кез келген толқынның жиілігі $\omega(k)$ оның толқындық векторына тәуелді. Бұл тәуелділік $\omega(k)$ *дисперсия* деп аталады. Бұл заң әрбір толқын үшін әртүрлі жазылады.

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

$$\lambda = \frac{h}{m\upsilon} \tag{23.11}$$

болатын толқындық процесс сәйкес келеді. Мұндағы m және υ – бөлшектің массасы мен жылдамдығы.

Де Бройль гипотезасын америка ғалымдары К.Девиссон мен Л.Джермер 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.

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

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar \,. \tag{23.12}$$

Аналогиялық түрде (9.3) қатынасын y пен p_y , z пен p_z үшін де және энергия мен уақыт үшін де жазуға болады:

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq \hbar \,. \tag{23.13}$$

(23.12) және (23.13) қатынастары *анықталмағандық қатынастары* деп аталады. Анықталмағандақ қатынастарын бірінші рет 1927 ж. В.Гейзенберг орнатты.

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 $\hbar$ тұрақтысынан аз болмайды деген тұжырым *Гейзенбергтің анықталмағандық принципі* деп аталады.

24 Дәріс №24. Шредингердің уақыттық және стационар теңдеуі

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.

24.1 Толқындық функция және оның статистикалық мағынасы

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 динамикасы 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:

$$dP = |\Psi(x, y, z, t)|^2 dV . \qquad (24.1)$$

Ψ функциясы өзінің мағынасы бойынша қандай да бір шарттарды қанағаттандыруы қажет. Толқындық функция барлық жерде *үздіксіз* және *бірмәнді* болуы керек. Сонымен қатар (24.1) өрнегімен анықталатын ықтималдық толқындық функцияның нормалдау шартына сәйкес бірге тең болуы тиіс.

$$\int_V |\Psi(x, y, z, t)|^2 dV = 1 . \qquad (24.2)$$

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.

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:

$$i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}=-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi+U(x,y,z,t)\Psi, \qquad (24.3)$$

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:

$$\Delta\Psi+\frac{2m}{\hbar^2}(W-U)\Psi=0. \qquad (24.4)$$

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

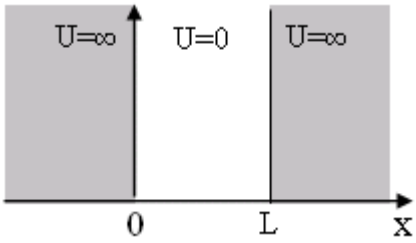
Берілген $U(x,y,z)$ жағдайда, (24.4) теңдеуін қанағаттандыратын $\Psi(x,y,z)$ функциясы *меншікті функция*, ал теңдеудің шешімінен шығатын W энергия мәндері *меншікті мәндер* деп аталады.

24.2 Қарапайым кванттық жүйе үшін Шредингер теңдеуінің шешімі

24.2.1 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 24.1 - суретте көрсетілген. Бөлшектің ψ функциясы *x* координатасына ғана тәуелді болғандықтан, Шредингердің (23.4) стационарлық теңдеуі мына түрде жазылады:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(W-U)\Psi=0. \qquad (24.5)$$



24.1 сурет

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

$$\Psi(0)=\Psi(L)=0. \qquad (24.6)$$

Шекаралық шарт - (24.6) теңдеуі (24.5) теңдеуіне қосымша. Шұңқырдың шектерінде (бұл аймақта $U=0$) (23.5) өрнегі мына түрде жазылады:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}W\Psi=0. \qquad (24.7)$$

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

Жоғарыдағы (24.7) теңдеуі – тербелістер теориясындағы белгілі теңдеу. Ол (24.6) шартты энергияның мына мәндерінде қанағаттандырады:

$$W_n=\frac{\pi^2\hbar^2}{2mL^2}n^2, \qquad (24.8)$$

мұндағы $n=1,2,3...$- бүтін сандар.

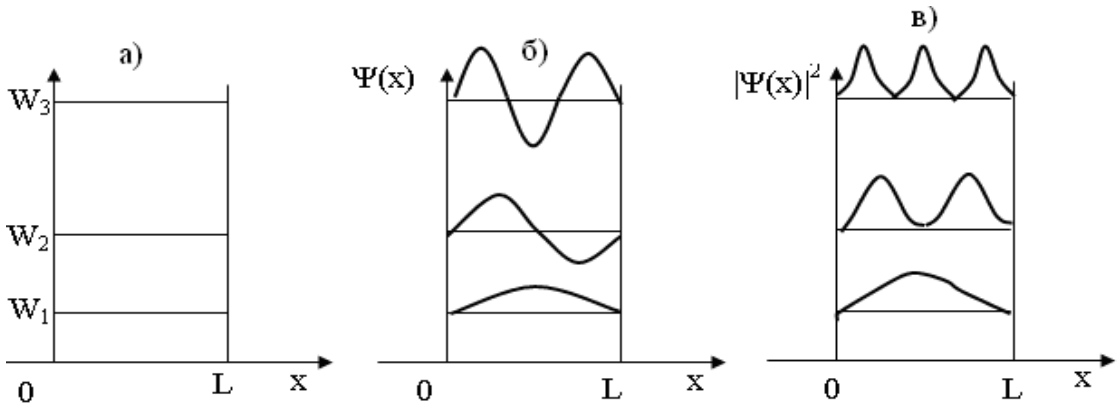
Бұл нәтиже микробөлшектің потенциалдық шұңқырдағы энергетикалық спектрі дискретті және бөлшек энергиясы кванталатынын көрсетеді. Ал W_n энергияның кванттық мәндері -*энергия деңгейлері*, *n-бас кванттық сан* деп аталады.

Бөлшектің меншікті функциясы (23.8) өрнегіне сәйкес,

$$\Psi_n(x)=A\sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right),\ o\le x\le L. \qquad (24.9)$$

Нормалдау (24.2) шартынан A коэффициенті табылады, және (24.9) өрнегі мына түрде жазылады:

$$\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{n\pi x}{L}. \qquad (24.10)$$



24.2 сурет

Бөлшектің потенциалдық шұңқырдағы энергетикалық деңгейлері 24.2 – 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 24.2- 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.

25 Дәріс № 25. Кванттық теориядағы сутегі атомы және молекуласы

Дәрістің мазмұны: дәрісте сутегі және сутегі тектес атомдар үшін Шредингер теңдеуін қолдану, Бордың сәйкестік принципі жайлы айтылады.

Дәрістің мақсаты: сутегі және сутегі тектес атомдар үшін Шредингер теңдеуін қолдануды меңгеру; Бордың сәйкестік принципін оқып үйрену.

25.1 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:

$$\Delta W_n = W_{n+1} - W_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2}(2n+1). \qquad (25.1)$$

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 сызықта артады.

Жоғарыда келтірілген (24.8) және (25.1) өрнектерінен $\Delta W / W$ қатынасын табамыз:

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{2n+1}{n^2}, \quad \text{n>>1 жағдайда} \quad \frac{\Delta W}{W} \approx \frac{2}{n}. \qquad (25.2)$$

Алынған нәтижелерден n кванттық санның артуына байланысты көршілес энергия деңгейлердің ΔW ара қашықтығы бөлшектің энергиясымен салыстырғанда азаятынынан шығады. Кванттық санның артуына байланысты $\Psi_n(x)$ функциясының түйіндері артады, n-нің үлкен $n \rangle\rangle 1$ мәндерінде қисықтың максимум және минимумдары бір - біріне өте жақын орналасады, бөлшектердің координаталарын дәл емес өлшеу кезінде суреттер тұтасып кетеді және біз классикалық нәтижеге өтеміз.

25.2 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

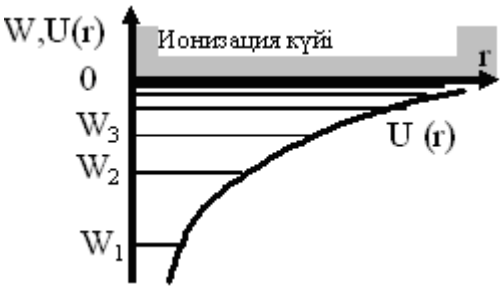
$$U = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}. \qquad (25.3)$$

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:*

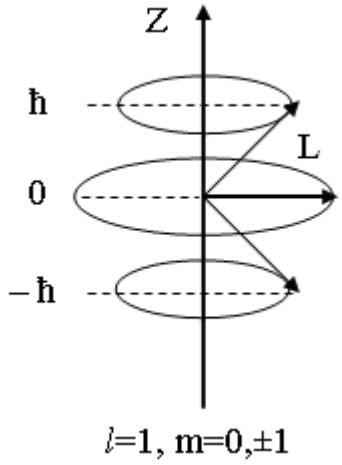
- $W \rangle 0$. Бұл аймақта кез келген энергия күйі - энергетикалық спектрі тұтас, толқындық функциясының күйі еркін бөлшектің күйіне жақын болады.;

- $W \langle 0$. Нәтиже классикалықтан өзгеше болады-электрон энергиясы квантталады. 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 (25.1-суретте) $U(r)$ потенциалды шұңқырдағы электронның энергетикалық деңгейлері көрсетілген). Электронның энергиясы $W_1 = 13{,}6 эВ$ ең аз мәнге ие болатын күйі ($n = 1$) *негізгі күй* деп аталады және ол стационар болып табылады. Ал $n \rangle 1$ 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 ала-

ды, 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.



25.1 сурет



25.2 сурет

25.3 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:

$$L = \sqrt{\ell/(\ell+1)} \cdot \hbar . \qquad (24.4)$$

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

Кванттық механикада L орбиталды импульс моменті өзіне тән қасиеттерге ие: бірмезгілде 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 квантталуымен түсіндіруге болады (25.2 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 әр-

түрлі күйде энергияның бір мәніне ие бола алатынын білдіреді (25.1 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

$$\sum_{\ell=0}^{n-1}(2\ell+1)=n^2 \ . \qquad (25.5)$$

25.1 к е с т е

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*	

25.4 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.

25.5 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.

$$L_S = \hbar\sqrt{S(S+1)} = \hbar\sqrt{(1/2)\cdot(3/2)} = (1/2)\hbar\sqrt{3}\,. \qquad (25.6)$$

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

$$L_{SZ} = m_S\hbar\,,\ m_S = \pm s = \pm 1/2\,. \qquad (25.7)$$

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 еселігі (25.5) тағы екі есеге көбейеді.

26 Дәріс № 26. Кванттық статистика және оны қолдану

Дәрістің мазмұны: дәрісте атомдар мен молекулалардың заманауи физикасының элементтері баяндалады.

Дәрістің мақсаты: кванттық статистиканың элементтерімен, Паули принципімен танысу.

26.1 Ұқсас бөлшектердің ажыратылмаушылығы. Паули принципі

Ұқсас бөлшектерің үлкен санынан тұратын кванттық жүйенің классикалық жүйеден елеулі ерекшіліктері болады. Кванттық физикадағы бұл ерекшелік микробөлшектердің табиғатымен, яғни олардың толқындық қасиеттері болғандығымен түсіндіріледі.

Кванттық теорияға сәйкес барлық микробөлшектер екі кванттық статистикаға бағынатын, екі класқа бөлінеді.

- *жартылай спинді* бөлшектер, оларды *фермиондар* және олар *Ферми-Дирак* статистикасына бағынады;

- *бүтін спинді* бөлшектер - *бозондар* және олар *Бозе-Эйнштейн* статистикасына бағынады.

Екі кванттық статистика белгілі бір шарттарда жуықтап классикалық *Больцман* статистикасына өтеді.

Барлық үш статистикада да микрокүйлер *тең ықтималды* деп есептелінеді. Олардың айырмашылықтары микрокүйлерді және статистикалық салмақтарын анықтау әдістерінде. Классикалық статистикада жүйедегі жеке бөлшектердің қозғалыстарын, олар ұқсас бөлшектер болса да, әрқашан бақылауға болады. Кванттық физикада бөлшектер жүйесінің теориясында ұқсас бөлшектердің

ерекше қасиеттері - *ұқсас бөлшектердің ажыратылмаушылық принципі* деп аталады. Ол былай тұжырымдалады: *берілген кванттық-механикалық жүйедегі барлық бірдей бөлшектер толығымен ұқсас болады*. Екі кванттық статистикалардың физикалық табиғаттарының ерекшеліктері, яғни ұқсас бөлшектердің күйін сипаттайтын ψ- толқындық функциясының *симметриялы* және *антисимметриялы* екі типі осы *ажыратылмаушылық принципінен* шығады.

Толқындық функцияның симметриялы және антисимметриялы болуы олардың өзара әсерлесуіне тәуелсіз, бөлшектің спинімен анықталады.

Фермиондардың ерекшелігі: олар *Паули принципіне* бағынады. *Паули принципі*: ұқсас фермиондардан тұратын кез келген кванттық-механикалық жүйеде бір күйде тек қана бір фермион бола алады.

Бозе-Эйнштейн статистикасында әрбір кванттық күйде бірнеше бөлшектер бола алады.

26.2 Кванттық үлестірілулер

Кванттық статистиканың негізгі есебі – барлық бөлшектер жүйесінің ең ықтимал күйін сипаттайтын параметрлердің орташа мәнін анықтау және осы параметрлерге сәйкес таралу функцияларын табу.

Бөлшектердің W энергиясы бойынша кванттық үлестірілуін қарастырамыз. Бұл үлестірілу энергиясы W бір күйдегі бөлшектердің орташа санын анықтайтын, $f(W)$ функция түрінде жазылады:

Фермиондар үшін:

$$f(W)=\frac{1}{e^{(w-\mu)/kT}+1}, \qquad (26.1)$$

Бозондар үшін:

$$f(W)=\frac{1}{e^{(w-\mu)/kT}-1}, \qquad (26.2)$$

мұндағы μ – химиялық потенциал.

Бұл үлестірулердің ерекшеліктері:

– фермиондар үшін $f(W)$ функциясының мәні бірден артық болмауы керек, ал бозондар үшін кез келген мән бола алады;

– бозондар үшін (26.2) өрнектегі μ мәні оң сан болуы мүмкін емес;

– егер $f(W)\langle\langle 1$ болса, онда екі үлестірілудің де алымдарындағы бірлікті ескермеуге болады және формула Болцман үлестірілуіне өтеді:

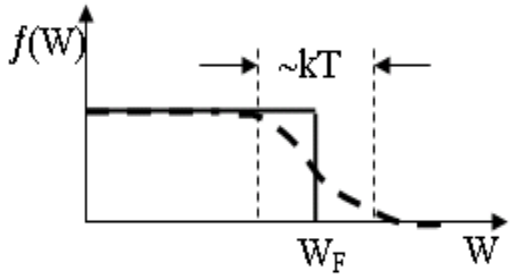
$$f(W)=e^{\frac{\mu}{kT}}\cdot e^{-\frac{W}{kT}}=Ae^{-\frac{W}{kT}}, \qquad (26.3)$$

мұндағы A – нормалау коэффициенті.

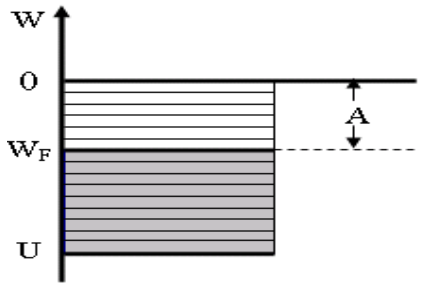
Бұл жағдайда бөлшектердің түрі өзгермейді (бозон бозон болып, фермион фермион болып қалады), формула сәйкес келеді.

26.3 Металдардағы электрондар үшін Ферми-Дирак үлестірілуі

Классикалық электронды теорияда металдардың көптеген қасиеттері еркін электрондар моделімен түсіндіріледі. Кванттық физикада еркін электрондары жуықтап тік бұрышты потенциалды шұңқырдағы фермиондардан тұратын идеал газ ретінде қарастыруға болады. Электрондардың энергетикалық спектрі дискретті, бірақ энергетикалық деңгейлері тығыз орналасқандықтан оларды квазиүздіксіз деп алуға болады. Абсолют нөл $T = 0K$ температурадағы электронды газды қарастырамыз.



26.1 сурет



26.2 сурет

Бұл жағдайда

$f(W) = 1$, егер $W \le \mu$

$f(W) = 0$, егер $W \rangle \mu$.

26.1 - суретте тұтас сызықпен f функциясының сызбасы көрсетілген. Сызбада энергиясы $W \langle \mu$ барлық күйлер толтырылған, ал энергиясы $W \rangle \mu$ күйлер бос. Қарастырылып отырған жағдайда μ шамасын Ферми энергиясы немесе $W_F = \mu$ Ферми деңгейі (26.2 сурет) деп атайды. Ферми энергиясы - $T = 0K$ жағдайда металдардағы еркін электрондардың энергиясының максимал мәні:

$$W_F(0) = \frac{\hbar^2}{2m}\left(3\pi^2 n_e\right)^{2/3}, \qquad (26.4)$$

мұндағы m - электрон массасы;

n_e - металдағы электрондардың концентрациясы.

Металдар үшін: $W_F \approx 5$ эВ. Еркін электрондардың орташа энергиясы есептеулер бойынша:

$$\langle W \rangle \cong \frac{3}{5} W_F . \qquad (26.5)$$

Классикалық газдарда мұндай орташа энергияға $T \sim 5 \cdot 10^4 K$ температура сәйкес келер еді. Бұл температура кез келген металдың балқу температурасынан бірнеше есе артып кетеді. Ферми деңгейіндегі электрондардың жылдамдығы $10^6 м/с$ шамасында.

Электронды газдың мұндай күйі (26.1 суреттегі $f(W)$ сызбасының тұтас қисық) толығымен азғындалған газ деп аталады.

Ферми-Дирак үлестірілуі $T \rangle 0$ жағдайда еркін электрондар мен атомдардың жылулық қозғалысының әсерлесу салдарынан Ферми деңгейінен (26.1 суреттегі $f(W)$ сызбасының пунктирлі қисық) асып кетеді. Асып кету аймағы шамамен жылулық қозғалыстың kT энергиясымен шамалас. Сондықтан тек Ферми деңгейіне жанасып жатқан ең жоғарғы деңгейлердегі электрондар ғана өзінің энергияларын өзгерте алады.

Электронды газ потенциалды шұңқырда орналасқан деп алып, электрондардың үлестірілуін қарастырамыз. Мұндағы U-потенциалды шұңқырдың тереңдігі. W_F – Ферми деңгейі, бұл деңгейден төменгі аймақ еркін электрондармен толтырылған, ал электрондардың металдан шығу жұмысының шамасы стрелкамен көрсетілген.

26.2-суретте көрсетілгендей, электрондардың металдан шығу жұмысы классикалық физикадағыдай, потенциалды шұңқырдың түбінен бастап емес, электрондармен толтырылған ең жоғарғы энергетикалық деңгейден бастап есептелінеді екен.

Ферми энергиясы температураға тәуелді болғандықтан, шығу жұмысы да температураға тәуелді болады. Электрондардың кинетикалық энергиясы потенциалды шұңқырдың түбінен бастап есептелінеді.

Металдардың электр өткізгіштігінің кванттық теориясы классикалық электронды теориядан алынған:

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

Меншікті электр өткізгіштік өрнегі:

$$\gamma = \frac{ne^2 \lambda(\mu)}{m\upsilon_0(\mu)}. \qquad (26.6)$$

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.

27 Дәріс № 27. Конденсацияланған жүйе

Дәрістің мазмұны: кристалдардың кейбір физикалық ерекшеліктері қарастырылады.

Дәрістің мақсаты: кристалдардың негізгі элементтерімен және құрылымын зерттеу әдістерімен танысу; кристалдық тордың жылу сыйымдылығын оқып үйрену.

27.1 Құрылымдық кристаллография элементтері

Конденсацияланған жүйе – тек қатты немесе сұйық фазадан тұратын термодинамикалық жүйе. Соның ішінде қатты денелерді қарастырамыз.

Қалыпты жағдайда қатты денелердің екі түрі белгілі: кристалды және аморфты. Егер қатты денелердегі бөлшектер (атомдар, молекулалар немесе иондар) орналасуы дұрыс үш өлшемді периодтылыққа бағынса, олар *кристалдар* болып саналыды. Кристалдардың пішіндері әртүрлі көпжақты: куб, призма, пирамида, т.б. болып келеді. Кристалдардың сыртқы жазықтықтары – *жақтары*, жақтарының қиылысқан жерлері - *қырлары*, ал қырларының түйіскен нүктелері – *төбелері (түйіндері*) деп аталады.

Аморфты заттар (грекше – «пішінсіз» зат) құрайтын бөлшектер ретсіз орналасқан, олар өзіндік қырлы формалар түзей алмайды (мысалы жанартаулық шыны).

Барлық кристалдар нақты бір симметриялылық қасиетпен сипатталады. *Симметриялылық* кристалды құрайтын бөлшектердің, кристалдардың қырларының, жақтарының және төбелерінің заңды орналасуы. Кристалдардың симметрия элементтері келесідей: *симметрия жазықтығы* (P), *симметрия өсі* (L), *симметрия центрі* (C). Кристалдың симметриясы геометриялық элементтер (жазықтық, түзу сызық, нүкте) арқылы айқындалады.

Симметрия жазықтығы (P) - кристалды екі тең бөлікке бөлетін, әр бөлігі басқа бөлігінің айналық кескіні болатын, ойдан алынған жазықтық.

Симметрия осы (L) - осы ойдан алынған осьтен кристалл 360° айналғанда бірнеше рет кеңістіктегі бастапқы қалпын қайталайды. Бұл қайталану саны *симметрия осынің дәрежесі* деп аталады. Кристалдарда тек екінші (L^2), үшінші (L^3), төртінші (L^4) және алтыншы (L^6) дәрежелер болуы мүмкін. Бір кристалда бір мезгілде әртүрлі дәрежедегі бірнеше *симметрия осы* бола алады.

Симметрия центрі (C) – оның айналасында кристалдың жақтары мен қырлары дұрыс қайталанатын, кристалл ішіндегі нүкте.

Кристалдың пішіні қатты денелерді құрайтын атомдардың (иондардың), молекулалардың кеңістікте таралу заңдылықтарының ерекшеліктеріне байланысты. Олар қатты денеде *кристалл құрылымын* немесе *кристалдық тор* құрады.

Атомдар, молекулалар немесе иондар кристалдық тордың түйіндерінде орналасады. Кристалдық тордың түйіндеріндегі бөлшектердің сипатына қарай олар төрт түрге бөлінеді: иондық, атомдық, металдық және молекулалық.

27.2 Фонондар. Кристалдық тордың жылу сыйымдылығы

Заттың қасиеттерінің корпускулалық - толқындық екіжақтылығына сәйкес, кристалдағы серпімді толқындармен энергиясы $E = \hbar\omega$ болатын фонондар қатар қарастырылады. *Фонон* - серпінді толқындар (дыбыс толқындары) энергиясының кванты. Фонондар квази бөлшектер –микробөлшектерге ұқсас элементар қозулар болып табылады. Электромагниттік сәуленің кванталуы фотон туралы ұғым туғызғаны сияқты серпімді толқындардың кванталуы фонон туралы ұғымның тууына әкелді.

Квази бөлшектердің, оның ішінде фонондардың, кәдімгі бөлшектерден (мысалы, элеткрондар, протондар, фотондар) айырмашылығы көп, себебі олар жүйенің көптеген бөлшектерінің ұжымдық қозғалыстарымен байланысқан. Квази бөлшектер вакуумда болмайды, олар тек кристалдарда ғана өмір сүреді. Кристалда фонондардың соқтығысуы кезінде олардың импульсі кристалдық торға дискретті порция түрінде беріле алады – яғни ол сақталмайды. Сондықтан фонон жағдайында квазиимпульс ұғымы қолданылады.

Қатты денелерде кристалдық тор энергиясы *фонондық газ* энергиясы түрінде қарастырылады. Ол Бозе-Эйнштейн статистикасына бағынады, сондықтан фонондар - бозондар (спиндері нөлге тең) болып табылады. Фонондар шығарыла және жұтыла алады, бірақ олардың саны тұрақты сақталмайды.

Қатты дене N атомнан тұрады және атомдардың тербелісінің еркіндік дәрежесі $3N$ болады. Классикалық теория бойынша әрбір еркіндік дәрежеге kT орташа жылу энергиясы сәйкес келеді. Сондықтан тордың жылулық тербелісінің энергиясы былай өрнектеледі:

$$U = 3NkT. \tag{27.1}$$

Осыдан қатты дененің жылу сыйымдылығын оңай табуға болады:

$$C_V = \frac{\partial U}{\partial T} = 3Nk, \tag{27.2}$$

мұндағы k - Больцман тұрақтысы.

Табылған жылу сыйымдылық температураға тәуелсіз, ал молярлы шама барлық қатты дене үшін бірдей. Бұл *Дюлонг-Пти заңы* деп аталады, айтарлықтай жоғары температурада тәжірибемен жақсы сәйкес келеді (300К және одан жоғары). Бірақ төменгі температурада тәжірибе нәтижелерімен сәйкес келмейді. Осыдан құбылыстарды классикалық сипаттауларына шектеу қойылады.

Эйнштейн моделінде (1907) кристалл $\omega_э$.- эйнштейндік жиілік деп аталатын, бірдей жиілікті $3N$ кванттық осциллятордан тұрады деп қарастырады. Әр осциллятордың орташа энергиясы:

$$\bar{\varepsilon} = \hbar\omega_Э\left(\bar{n} + \frac{1}{2}\right), \tag{27.3}$$

мұндағы $\bar{n}$ толудың орташа саны. Тор тербелісінің өрісі әр осциллятор үшін орташа саны төмендегідей анықталатын және энергиясы $\hbar\omega$ болатын бозе - кванттар жиынтығы ретінде қарастырылады:

$$\bar{n} = \frac{1}{e^{\hbar\omega_э/kT} - 1} \quad . \tag{27.4}$$

Сондықтан тор энергиясы былай анықталады:

$$U = 3N\bar{\varepsilon} = 3N\frac{\hbar\omega_Э}{e^{\hbar\omega_э/kT} - 1} + U_0, \tag{27.5}$$

мұндағы $U_0 = \frac{3}{2} N\hbar\omega_э$ - температураға тәуелсіз, нөлдік тербеліс энергиясы. $\theta_э = \frac{\hbar\omega_э}{k}$ – Эйнштейннің сипаттамалық температурасын енгізе отырып, тордың жылусыйымдылығын анықтаймыз:

$$C_V = \frac{\partial U}{\partial T} = 3Nk\left(\frac{\theta_э}{T}\right)^2 \frac{e^{\theta_э/T}}{(e^{\theta_э/T} - 1)^2}. \qquad (27.6)$$

Жоғары ($T >> \theta_э$) температурада $e^{\theta_э/T} >> 1 + \frac{\theta_э}{T}$ жіктеуін қолданса, (27.6) формуласы Дюлонг - Пти заңына өтеді. Төменгі температурада ($T << \theta_э$) (27.6) формуласы тәжірибемен жақсы сәйкес келетін мына түрге келеді

$$C_V = 3Nk\left(\frac{\theta_э}{T}\right)^2 e^{-\theta_э/T}. \qquad (27.7)$$

Қарапайым торларға осцилляторлардың жиілік бойынша таралуын ескеретін, Дебай моделі (1912) жақсы сәйкес келеді. Тордың тербелісін энергиясы $E = \hbar\omega$ және импульсі $p = \hbar\omega/\upsilon$ болатын фононды газ ретінде қарастырады. Мұндағы υ - фонондар яғни дыбыс жылдамдығы. Дебай теориясында фонондар жылдамдығы жиілікке және поляризацияға тәуелсіз деп алынады. Фонондар үш тәуелсіз поляризациялармен сипатталады, олар: бір бойлық және екі көлденең (g=3). Фононды газ гармоникалық жуықтауда идеал және фотонды газ тәрізді деп алып, нөлдік химиялық потенциалды Бозэ статистикасына бағынады.

Көлемі V болатын кристалдағы фонондар үшін тор энергиясы былай анықталады:

$$U = U_0 + 9N\frac{\hbar}{\omega_Д^3}\int_0^{\omega_Д} \frac{\omega^3 d\omega}{\left(e^{\hbar\omega/kT} - 1\right)}, \; . \qquad (27.8)$$

Осыдан тордың жылу сыйымдылығы:

$$C_V = \frac{\partial U}{\partial T} = 9Nk\left(\frac{\theta_Д}{T}\right)^3 \int_0^{\theta_Д/T} \frac{e^x x^4 dx}{\left(e^x - 1\right)^2}, \qquad (27.9)$$

мұндағы $x = \frac{\hbar\omega}{kT}$ - өлшемсіз айнымалы;

$\theta_Д = \frac{\hbar\omega}{k}$ - *Дебайдың сипаттамалық температурасы*. Дебай температурасы әрбір зат үшін тербеліс энергиясының елеулі кванттану аймағын көрсетеді.

Жоғары ($T >> \theta_Д$) температурада интеграл астындағы бөлшек алымына $e^x >> 1 + x$ жіктеуін, бөліміне $e^x >> x$ қолданса, (27.9) формуласы Дюлонг - Пти заңына өтеді. Төменгі температурада ($T << \theta_Д$) (27.9) формуласындағы интегралдың жоғарғы шегіне шексіздік қойсақ, интеграл мәні температураға тәуелсіз

шығады, сондықтан тәжірибеден алынған $C_V = T^3 \times const$ - *Дебайдың куб заңымен* сәйкес келеді.

28 Дәріс № 28. Аймақтық теориядағы металдар, өткізгіштер мен жартылай өткізгіштер

Дәрістің мазмұны: дәрісте қатты дене физикасының элементтері оқытылады.

Дәрістің мақсаты: аймақтық теориядағы металдар, өткізгіштер мен жартылай өткізгіштер құрылымын, электрондардың деңгейлерге таралуын оқып үйрену; энергетикалық деңгейлер түрін және *p-n* ауысу принципін қарастыру.

28.1 Кристалдардағы электрондардың энергетикалық спектрінің аймақтық құрылымы

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 атомдармен әсерлесуінен жіктелетіндігімен түсіндіруге болады. Электрондар Паули принципіне бағынатындығы әсерлесуші атомдардың бірдей энергетикалық күйлерінің мүмкін болмайтындығына әкеліп соғады.

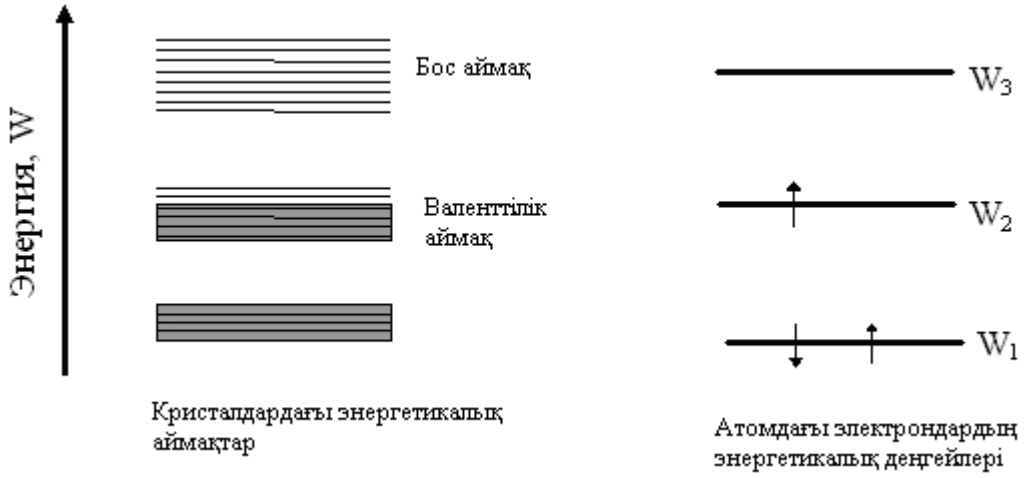
Әрбір рұқсат етілген аймақ бір-біріне жақын орналасқан N деңгейлерден тұрады. Олардың саны кристалдағы атомдар санына тең. Рұқсат етілген энергетикалық аймақтар тыйым салынған аймақпен бөлінген. Тыйым салынған аймақта энергетикалық деңгейлер болмайды.

Кристалдағы атомдардың энергетикалық деңгейлерінің жіктелінуі 28.1-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.

Атомдардың белгілі бір қасиеттеріне байланысты рұқсат етілген аймақ арасында ені ΔW болатын тыйым салынған аймақ болады, немесе көршілес аймақтар қабаттасып кетеді. Атомдардың валенттік электрондары рұқсат етілген аймақтардың бірінде толығымен немесе жартылай толып орналасуы мүмкін (28.2

сурет). Бұл аймақ *валенттік аймақ* деп аталады. Одан жоғары бос аймақтар орналасқан.



28.1 сурет

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

28.2 сурет

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 жартылай өткізгіш 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 кристаллдар *диэлектриктер* деп

аталады. Егер кристалдағы тыйым салынған аймақтық ені $\Delta W \leq 1$ эВ болса, онда ол $T > 0$ температурада жартылай өткізгіш болып табылады.

28.2 Қоспалы және меншікті жартылай өткізгіштердің электр өткізгіштігі

Жартылай өткізгіштердің металдардан ерекшелігі оларда ток тасымалдаушының екі түрі болады. Олар: *электрондар* мен *кемтіктер*. Электрондар валенттік аймақтан өткізгіштік аймаққа өткен кезде валенттік аймақта 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.

Жартылай өткізгіштердің өткізгіштігінің екі түрі болады. Олардың бірі-*меншікті* (таза жартылай өткізгіштер), екіншісі *қоспалы* деп аталады. Меншікті жартылай өткізгіштерде кемтіктер мен электрондар саны тең болады. Қоспалы жартылай өткізгіштерде 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:

$$f(W) \approx e^{-\Delta W / 2kT}. \qquad (28.1)$$

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 жартылай өткізгіштердің меншікті өткізгіштігі:

$$\gamma = \gamma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}, \qquad (28.2)$$

мұндағы $\gamma_0 \approx const$.

Бұл өрнектен температура артқан сайын жартылай өткізгіштердің меншікті өткізгіштігі шапшаң артатындығын көруге болады. Жартылай өткізгіштер мен металдардың өткізгіштіктерінің температураға байланыстылығы қарама-қарсы.

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

Жартылай өткізгіштердің өткізгіштігін оларға қоспалар қосу арқылы едәуір арттыруға болады. Қоспаның валенттілігіне байланысты тыйым салынған аймақтарда (донорлық қоспада бос аймақтың түбіне жақын аймақта, акцептор-

лық қоспада валенттілік аймақтың жоғарғы жағында) қосымша деңгейлер пайда болады.

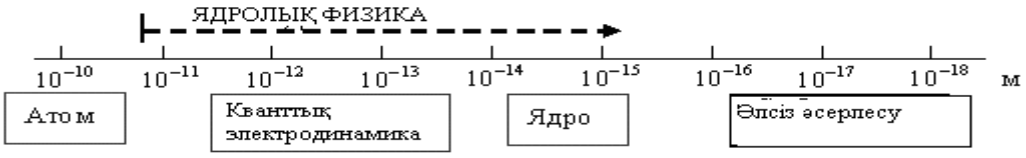
Қоспалы жартылай өткізгіштер қазіргі заманғы электроникада кеңінен қолданылады.

29 Дәріс №29. Атом ядросы

Дәрістің мазмұны: дәрісте атом ядросының физикасының элементтері және элементар бөлшектер табиғаты туралы жалпы түсінік беру.

Дәрістің мақсаты: материя құрылымын түсіндіру.

Ядролық физикада өлшемі атомның өлшемінен аз болатын материяның құрылымы зерттеледі. Ядролық физикадағы әртүрлі қашықтық шкаласы логарифмдік масштабта 29.1-суретте көрсетілген.



29.1 сурет

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

29.1 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 29.1- кестеде келтірілген.

29.1 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, яғни 2,5 m_e 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 аықтайды, 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:

$$r = r_0 A^{1/3} \tag{29.1}$$

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.

29.2 Ядроның массасы мен байланыс энергиясы

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

$$m_я = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta m. \tag{29.2}$$

Ядродағы нуклондардың массаларының қосындысынан оның массасының Δm айырымы *массалық ақау* деп аталады. Массалық ақау ядродағы нуклондардың *байланыс энергиясын* сипаттайды. Байланыс энергиясы $W_{бай.}$ – ядроның оны құрайтын нуклондарға ыдыратуға кететін минимал энергия. Ол ядроның беріктігін сипаттайтын негізгі шамалардың бірі. Ядроның байланыс энергиясын біле

отырып, кез келген ыдырау және ядролардың өзара түрлену процестері үшін энергетикалық шығыстарды есептеуге болады:

$$W_{байл} = \Delta m \cdot c^2 = c^2 \{[Zm_p + (A - Z)m_n] - m_я\}. \qquad (29.3)$$

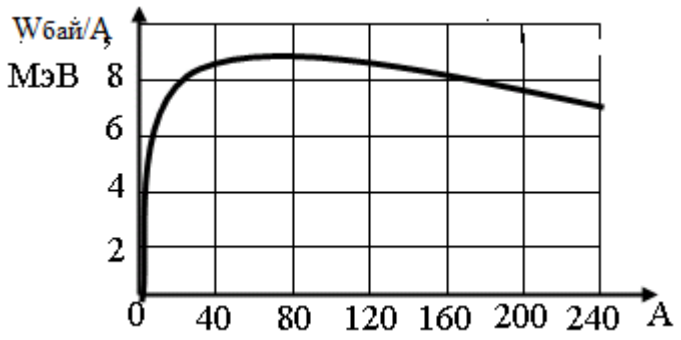
Практикалық есептеулерде төмендегі формуланы қолдану ыңғайлы

$$W_{байл} = c^2 \{[Zm_H + (A - Z)m_n - m_a]\}, \qquad (29.4)$$

мұндағы m_a – атом массасы;

m_H – сутегі атомының массасы.

Байланыс энерсиясының *A* толық нуклондар санына қатынасы *меншікті байланыс энергиясы* деп аталады. Меншікті байланыс энергиясы мен массалық санның тәуелділік сызбасы (29.2 сурет) тұрақты ядролар үшін ядролардың қасиеттері және ядролық күштердің сипаты туралы қызықты мәліметтер береді.



29.2 сурет

Массалық санның артуына байланысты меншікті байланыс энергиясы да $A \approx 50$-ге дейн 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.

29.3 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 *қаныгу 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 алмасуы арқылы жүзеге асады. Оларды көбнесе *пиондар* деп атайды.

Пиондардың екі зарядтық күйі бар, $\pm e$ оң және теріс заряд. Бұл бөлшектер тұрақты емес және спиндері болмайды. Пиондардың негізгі қасиеттері 29.2- кестеде көрсетілген.

29.2 кесте – Пиондардың сипаттамалары

Пионның белгіленуі	Массасы, МэВ	Электр заряды, 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 $\tau = \hbar / m_{\pi}c^{2}$ уақыттай 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.

Виртуалды процестер нәтижесі:

$$p \leftrightarrow n + \pi^{+},\ n \leftrightarrow p + \pi^{-},\ p \leftrightarrow p + \pi^{0},\ n \leftrightarrow n + \pi^{0}\ .$$

Жеке нуклон ядро өрісін құрайтын, виртуалды π-мезондар бұлтымен (мезонды тон) қоршалған.

Сонымен нуклондар арасындағы күшті әсерлесу, олардың өзара виртуалды пиондармен алмасуы арқылы жүзеге асады екен. Күшті әсерлесудің бірнеше сұлбасы төменде келтірілген.

$$p + n \leftrightarrow n + \pi^{+} + n \leftrightarrow n + p\,, n + p \leftrightarrow p + \pi^{-} + p \leftrightarrow p + n\,,$$

$$n + n \leftrightarrow n + \pi^{0} + n \leftrightarrow n + n.$$

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.

30 Дәріс №30. Элементар бөлшектер

Дәрістің мазмұны: элементар бөлшектер табиғаты туралы жалпы түсінік беру.

Дәрістің мақсаты: элементар бөлшектердің әсерлесу түрлері.

30.1 Фундаменталды әсерлесулер. Күшті, әлсіз, электромагнитті, гравитациялық байланыстар

Элементар бөлшектерді ішкі құрылымы физиканың дамуының заманауи деңгейіндегі басқа бөлшектерден тұрады деп қарастыруға болмайды. Олар бір бүтін және бір - біріне айналып отырады.

Элементар бөлшектердің әсерлесуінің белгілі 4 түрі бар: *күшті, әлсіз, электромагнитті, гравитациялық.*

Төмендегі 30.1-кестеде әсерлесу түрлерінің тұрақты шамалар реті және бөлшектердің орташа өмір сүру уақыты келтірілген.

30.1 кесте

Әсерлесу	α_i	R,м	τ, с	Сақталу заңдары	Қатысушылар*	Тасымалдаушылар	Түсі, иісі өзгереді
S	~1	10^{-15}	$\sim 10^{-23}$	Барлығы	q(H)	g_i(i=1...8)	+ -
E	$\sim 10^{-2}$	∞	$\sim 10^{-20}$	T дан басқа	q(H),$\ell^{\pm}$ $W^{\pm}$	γ	- -
W	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-18}$ ∞	$\sim 10^{-13}$?	барлығы p,E,J	q(H), ℓ	$W^{\pm}$	- +
G	$\sim 10^{-38}$			q,B,L ?	барлығы	G	? ?

Белгіленулері: S – күшті, E – электромагнитті, W – әлсіз, G – гравитациялық, q – кварктер, H – адрондар, ℓ - лептондар.

30.1 кесте берілгендері бойынша әсерлесу түрі қашан және қандай шартта ерекшелінетінін көруге болады. Мысалы гравитациялық әсерлесудің әсерлесу қашықтығы радиус бойынша шектелмеген, бірақ микро әлем процестерінде айтарлықтай рөл атқармайды, қарқындылығы өте әлсіз әсерлесу болып табылады.

30.2 Элементар бөлшектер классификациясы. Лептондар, адрондар. Кварктар

Элементар бөлшектер үш негізгі топқа бөлінеді: алғашқы топқа тек бір бөлшек қана жатады ол - *фотон*. Фотон - электромагнитті толқын энергиясының кванты. Екінші топтағы бөлшектерге *лептондар* жатады. Олар электромагнитті және әлсіз әсерлесуге қатысады. Оларға: нейтрино, электрондар, мюондар, таон (τ-лептон) және олардың антибөлшектері жатады. Үшінші топтағы бөлшектерге *адрондар* жатады. Олар электромагниттіден басқа күшті және әлсіз әсерлесуге қатысады. Оларға: протон, нейтрон, пиондар және каондар жатады.

Әсерлесудің барлық түріне *энергияның, импульстің, импульс моментінің және электр зарядының сақталу заңдары* орындалады. Күшті әсерлесуде *изотопты спиннің сақталу заңы* орындалады. Бұл - изотопты мультиплеттегі мүшелер санын көрсететін, ішкі сипаттамаларының бірі, мысалы, мультиплетінде изоспині I =1/2 болатын нуклондар (нуклон мультиплетінде мүшелер саны екеу - протон, нейтрон).

Антибөлшектер туралы гипотезаны 1928 ж. П. Дирак ұсынған болатын, кейіннен 4 жылдан кейін К. Андерсон космостық сәулелердегі электронның антибөлшегі - позитронды тапты. Кванттық теория бойынша бөлшектер мен антибөлшектердің массасы және олардың вакуумде өмір сүру уақыты, магнит моменті және электр зарядының модулы бойынша тең және таңбасы қарама - қарсы, спиндері және изоспиндері бірдей болуы қажет.

1956 жылы мұндай симметриялық күшті және электромагнитті әсерлесуде орындалатыны, ал әлсіз әсерлесуде ол бұзылатыны дәлелденді. Тәжірибе бойынша протон (1955) және нейтрон (1956), және π^+-мезон, каондар мен гиперондар үшін анти бөлшектер табылды. Алайда нақты нейтрал, антибөлшектері жоқ бөлшектер де бар. Оларға - фотон, π^0- мезон, η - мезондар жатады. Оларда аннигиляция болмайды, бірақ оларда элементар бөлшектердің фундаменталды қасиеттерінің бірі бір - біріне айналу болады.

1964ж. ең алғаш рет американдық физик *М.Гелл-Манн* (1929 жылы туған) мен австриялық физик *Д.Цвейг* (1937 жылы туған) бір біріне тәуелсіз түрде - кварктердің бар екені туралы гипотезасын ұсынды.

30.2 кесте

Кварк (анти-кварк)	Электрлік Заряды, *e* бірлікте	Бариондық саны B	Спин, *ħ* бірлікте
u (u) *d (d)* *s(s)* *c (c̃)*	+2/3 (-2/3) -1/3 (+1/3) -1/3 (+1/3) +2/3 (-2/3)	+1/3 (-1/3) +1/3 (-1/3) +1/3 (-1/3) +1/3 (-1/3)	1/2 1/2 1/2 1/2

Кварктердің сипаттамалары 30.2-кестеде көрсетілген. Кварктер бөлшекті элементар зарядталған, олардың спині 1/2.

Қазіргі көзқарас бойынша барлық адрондарды құрайтын жорамал материалдық нысандар - кварктер деп аталады. «*Кварк*» деген атаудың дәл аудармасы жоқ. Бұл сөз Д. Джойстың «*Поминки по Финнегану*» деген романынан алынған. Осы романда «*кварк*» сөзі анықталмаған, мистикалық нәрсені білдіреді. Кварктер жөніндегі болжам (*резонанстар*дың) көп ашылуына және оларды жүйеге келтіру қажеттілігіне байланысты шықты. Жорамал бойынша бариондар үш кварктен (ал антибариондар үш антикварктен), мезондар *кварк* пен *антикварктен* құралады. Кварктер (немесе антикварктер) адрондардың ішінде глюондық өрісте ұсталады. Кварктердің спиннен басқа «*аромат*» және «*түс*» деп аталатын екі ішкі еркіндік дәрежесі болады. Ал ішкі еркіндік дәрежесінің толық саны 72-ге тең. Әрбір кварк үш «*түстің*» (шартты түрде «қызыл», «көк» және «сары») бірін иеленеді. Бұл терминология оптикалық қасиетке байланысты қойылмаған, тек қолайлылық үшін ендірілген. Үш «түстің» жарық квантын жұтуы да, шығаруы да бірдей болып келеді. Олардың «*түстік*» күйлерінің массалары да бір - біріне тең. Ал ароматтың белгілісі әзірше бесеу, тағы біреуі (*t* - *кварк*) бар деп есептеледі. Әр түрлі «*ароматы*» бар кварктердің қасиеті де әртүрлі болып келеді. Сондықтан оларды массасының өсуіне қарай мынадай әріптермен белгілейді: *u, d, s, c, b, t.* Соңғы *t* - кваркін өте ауыр болғандықтан бақылау мүмкін болмай отыр. Кәдімгі қарапайым зат ядро нуклондарының құрамына енетін *u* және *d* кварктерден құралады. Бұдан да гөрі ауыр кварктер зарядталған бөлшектер үдеткіштерінде жүргізілген тәжірибелер кезінде жасанды түрде алынуы не ғарыштық сәулелер құрамында байқалуы мүмкін. Көптеген жылдар бойы жүргізілген зерттеулерге қарамастан кварктер (жеңілі де, ауыры да) бос күйде тіркелген жоқ. Кварктерді тек адрондардың ішінде ғана бақылауға болады. Кварктер *гравитациялық, әлсіз, электромагниттік және күшті* өзара әсерлердің барлығына да қатысады. Тек кварктердің өздері неден тұратыны белгісіз (мүмкін олар элементар бөлшектер болар). Кварктердің өзіндік өлшемі 10–16 см-ден кем болуы мүмкін.

30.3 Қазіргі физика мен астрофизиканың өзекті мәселелері жөнінде түсінік

Заманауи физиканың алдындағы негізгі, ең басты мәселелерінің бірі барлық іргелі әсерлесулердің *біртұтас* теориясын құру. Қазіргі уақытта электромагнитті және әлсіз әсерлесулердің біртұтас теориясы құрылды. Бұл іргелі әсерлесулер төменгі энергияда біртұтас электроәлсіз әсерлесулердің әртүрлі көріністерін тудырады және олардың арасындағы айырмашылық бөлшектердің энергиясының артуына байланысты жоғалады.

Электроәлсіз және күшті әсерлесулердің бір *электроядролық әсерлесуге «ұлы біріктіру»* және барлық төрт іргелі әсерлесулердің біріккен сипаттамасын жасау мәселесін шешу үшін табысты әрекеттер жасалынуда.

Сонымен қатар космологияның дамуы үшін жаңа, қиын әлі де шешімін таппаған мәселелер жеткілікті. Мысалы, тығыздығы ядро тығыздығынан да бірнеше есе жоғары заттардың күйін зерттеуге тіпті жаңа физикалық теория қажет болып отыр. Космологияның дамуы нәтижесінде *Ғаламның жалғыз болу мәселесі* де алға қойылды. Қазіргі космология аясында Метагалактиканы жалғыз деп айтуға болады. Ғаламдағы зарядтың симметриясыздығы (ассимметриялығы) мәселесі де шешімін тапқан жоқ. Біздің ғарыштық кеңістікте (мысалы, Күн жүйесі мен Галактикада, мүмкін бүкіл Ғалам шегінде) заттың сандық мөлшері антизаттың сандық мөлшерінен әлдеқайда көп болып отыр. Ал космологияның галактикалық шоғырлар мен жекеленген галактикалардың түзілу мәселелері қазіргі кезде табысты шешілуде. Дегенмен, космологияның кейбір мәселелері (ерекше күйдегі Ғалам, ғарыштық модельдерді таңдау, т.б.) әлі де шешімін тапқан жоқ [8].

Қазақстанда космологиялық зерттеулер ХХ ғасырдың 60-жылдарынан Астрофизика институты мен ҚазМУ-да (қазіргі ҚазҰУ) жүргізіле бастады. Ұлғайған Метагалактиканың шектелмеуі жайлы идея одан әрі (Г.М. Идлис) дамытылды. Гравитация тұрақтысы әлсірей беретін галактикалар жүйесінің динамикалық ерекшеліктері (Т.Б. Омаров) анықталды. Космологиялық сәуледен пайда болатын қосымша күштер ескеріле отырып, ұлғайған Метагалактикадағы галактикалар типтес жүйенің динамикасы (Т.Б. Омаров, Т.С. Қожанов) зерттелді. Жазық космологиялық модельде гравитацияланатын тозаң тәрізді материядағы екі дене есебінің жалпы шешімі табылды, сондай-ақ осы есептің релятивистік нұсқасы қарастырылды. Басқаша айтқанда, Ғаламның біртекті емес моделі негізінде ірі масштабты ғарыштық галактикалар жүйесінің бақыланатын қасиеттерін сипаттайтын метрика (Т.Б. Омаров) құрылды. Тартылыстың релятивистік теориясындағы нүктелік массалардың қозғалу заңдылықтары (М.М. Әбділдин, З.Х. Құрмақаев) қарастырылды. Сондай-ақ біртекті емес кіші өлшемдегі жүйелердің құрылысы мен дамуы жөнінде теориялық болжамдар (Т.С. Қожанов) жасалды. Біртекті емес ұлғайған *Ғаламның қалай пайда болғанын түсіндіретін теория* ұсынылды [8].

Әдебиеттер тізімі

1 Сыздықова Р.Н., Сарсенбаева С.Н. Физика 1. 5В071600- Аспап жасау мамандықтарының студенттеріне арналған дәрістер жиынтығы– Алматы: АЭжБУ, 2017. – 71 б.

2. Сыздықова Р.Н., Қалықпаева Р.С. Физика 2. 5В071600- Аспап жасау мамандықтарының студенттеріне арналған дәрістер жиынтығы – Алматы: АЭжБУ, 2016. – 62 б.

3. Сыздықова Р.Н., Сарсенбаева С.Н. Физика 5В100200 -Ақпараттық қәуіпсіздік жүйелері мамандығында оқитын студенттерге арналған дәрістер жиынтығы

4. Детлаф А.А. , Яворский Б.М. Курс физики. -М. : Высш. шк., 2002.

5. Трофимова Т.И. Физика курсы. - М. : Высш. шк., 2004.

6. Иродов И.Е. Электромагнетизм. Негізгі заңдар.-А., 2013

7. Иродов И.Е. Кванттық физика. Негізгі заңдар.-А., 2012

8. Қойшыбаев Н. Физика Т.4. Оптика, Атом, Ядро, Элементар бөлшектер.-А, 2006

9.Савельев, И.В. Курс общей физики [Текст]: в 4-х т.:учеб.пособие для вузов.: И.В. Савельев; под ред. В.И.Савельева.- 2-е изд.стереотип.- М: КноРус, 2012. Т.1-3

Мазмұны

1 Дәріс №1. Кіріспе. Материялық нүкте мен қатты дене кинематикасы... 3
2 Дәріс №2. Материялық нүкте және қатты дене динамикасы 6
3 Дәріс №3. Механикалық энергиялар, жұмыс және қуат. 9
4 Дәріс №4 Механикадағы сақталу заңдары..... 12
5 Дәріс №5. Арнайы салыстырмалылық теория және релятивистік динамика элементтері..... 15
6 Дәріс №6. Тербелмелі процестер..... 18
7 Дәріс№7.Серпімді толқындар 23
8 Дәріс №8. Молекула - кинетикалық теорияның (МКТ) негіздері. Статистикалық таралулар..... 27
9 Дәріс №10. Термодинамика негіздері..... 30
10 Дәріс №10. Тасымал құбылыстары. ……..... 33
11 Дәріс №11. Вакуумдегі электростатикалық өріс..... 37
12 Дәріс №12. Заттардағы электростатикалық өріс. Электр өрісінің энергиясы..... 41
13 Дәріс №13. Тұрақты электр тогы. .....……..... 44
14 Дәріс №14. Вакуумдегі магнит өрісі .....……. 48
15 Дәріс №15. Заттардағы магнит өрісі..... 51
16 Дәріс №16.Электромагнитті индукция құбылыстары..... 54
17 Дәріс №17. Максвелл теориясының негіздері 57
18 Дәріс №18. Электромагнитті тербелістер. Айнымалы электр тогы..... 59
19 Дәріс № 19. Электромагниттік толқындар..... 63
20 Дәріс №20. Толқындық оптика 66
21 Дәріс №21 Жарық дифракциясы..... 70
22 Дәріс №22. Жылулық сәуле шығару..... 74
23 Дәріс №23. Электромагниттік сәуле шығарудың кванттық табиғаты.. 77
24 Дәріс №24. Шредингердің уақыттық және стационар теңдеуі..... 82
25 Дәріс №25. Кванттық теорядағы сутегі атомы және молекуласы..... 85
26 Дәріс №26. Кванттық статистика және оны қолдану..... 89
27 Дәріс №27. Конденсацияланған жүйе..... 92
28 Дәріс №28. Аймақтық теориядағы металдар, диэлектриктер мен жартылай өткізгіштер..... 96
29 Дәріс №29. Атом ядросы..... 99
30 Дәріс №30. Элементар бөлшектер..... 103
Әдебиеттер тізімі..... 107

2022 ж.жиынтық жоспары, реті 139

Байпақбаев Түркістан Сайдахметович
Сарсенбаева Сұлуқас Низаматдинқызы

ФИЗИКА

5В071900 – Радиотехника, электроника және телекоммуникациялар 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
Көлемі – 6,8 оқу- бас.ә. Тапсырыс Бағасы 3400 тг.

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