Коммерциялық емес акционерлік қоғам

АЛМАТЫ ЭНЕРГЕТИКА ЖӘНЕ БАЙЛАНЫС УНИВЕРСИТЕТІ

Ғарыштық инженерия кафедрасы

ФИЗИКА 1

5В074600 – Ғарыштық техника және технологиялар мамандығының студенттеріне арналған дәрістер жиынтығы

Алматы 2019

ҚҰРАСТЫРУШЫЛАР: Сыздықова Р.Н., Саурова К.С. Физика 1. 5В074600 – Ғарыштық техника және технологиялар мамандығының студенттеріне арналған дәрістер жиынтығы. - Алматы: АЭжБУ, 2019. - 88 б.

Бакалавриаттың ғарыштық техника және технологиялар мамандықтары үшін «Физика 1» пәні бойынша дәрістердің қысқаша мазмұны берілген.

«Физика 1» пәні бойынша дәрістер жиынтығы оқу үдерісін әдістемелік қамтамасыз ету жүйесінің бір элементі болып табылады және дәрістік сабақтарда, сондай-ақ студенттердің өзіндік жұмыстарында теориялық мәліметтермен жұмыс істеуде, машықтандыру, зертханалық сабақтарына және емтиханға дайындық кезінде таратпа материал ретінде қолдануға болады. Студенттер мен жас оқытушыларға ұсынылады.

Сур. - 30 , әдеб. көр.- 15 , атау - 30

Пікір беруші: к.т.н., доцент Ғали К.О.

«Алматы энергетика және байланыс университеті» коммерциялық емес акционерлік қоғамының 2019 жылғы жоспары бойынша басылады.

2019 ж.жиынтық жоспары, реті 44

Рабиға Надейінбекқызы Сыздықова
Камила Серікбайқызы Саурова

ФИЗИКА 1

5В074600 – Ғарыштық техника және технологиялар мамандығының студенттеріне арналған дәрістер жиынтығы

Редакторы Ж.Н. Изтелеуова
Стандарттау бойынша маман Ж.Н. Изтелеуова

Басуға қол қойылды
Таралымы 50 дана.
Көлемі 5,4 есептік баспа табақ

Пішімі 60×84 1/16
Баспаханалық қағаз № 2
Тапсырыс бағасы 2700 тенге.

«Алматы энергетика және байланыс университеті»
коммерциялық емес акционерлік қоғамының
көшірмелі-көбейткіш бюросы
050013, Алматы, Байтурсынұлы көшесі, 126/1

Мазмұны

Кіріспе

«Физика 1» дәрістер конспектісінде осы пән бойынша бакалавриаттың ғарыштық техника және технологиялар мамандықтары үшін дәрістердің қысқа мазмұны берілген.

Әр дәрісте тақырыптың негізгі сұрақтары мен олардың логикалық байланысы және құрылымдық тұтастығы математикалық дәлелдеусіз немесе мысалдар келтірмей көрсетіледі. Сондықтан оқу-әдістемелік құрал студенттің дәрістік сабақтар, аудиториядан тыс өзіндік жұмыстар сияқты оқу іс-әрекеті үшін бағыттаушы құрал болып табылады.

Әр дәрістің мақсатының нақты берілуі, оқу материалының мазмұндалу формасы оның мазмұнына сай келеді, ол «Физика 1» курсын меңгеруде ЕСЖ-тарды жүйелеуге, жақсы көмек береді.

Дәрістер жиынтығы аспап жасау мамандығының студенттеріне арналған. Осы мамандықтар үшін «Физика 1» курсы жалпы мазмұнға ие. Мамандық бойынша оқу-әдістемелік қамтамасыз етудің барлық жүйесі кейбір бөлімдерді ғана тереңірек қарастырады. Бұл бөлімдер қысқа оқу-әдістемелік құралда көрсетілмейді.

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

Физика табиғаттың ортақ заңдарын және оның материя түрлерінің кейбір құрылымдық деңгейлерінде қолдануын зерттейді. Дәл осы физикада өмірдің әр түрлі саласындағы түрлі құбылыстардың себебтерін, байланысын, механизмін талдайтын ерекше аппараттар құрылды.

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 Дәріс №1. Материалды нүкте кинематикасы

Дәрістің мазмұны: физика ғылымының мәні және механиканың негізгі есебін шешу әдістерінің маңыздылығы келтіріледі.

Дәрістің мақсаты: физика пәнініне кіріспе және механиканың сипаттамалары мен заңдылықтарын ашып көрсету.

1.1 Материалдық нүкте және оның қозғалыс кинематикасы

Физиканың *механика* бөлімі денелердің механикалық қозғалысымен осы қозғалыспен байланысқан денелер арасындағы өзара әсерлесуді зерттейді.

Механикада денелердің қозғалысын сипаттау үшін берілген есеп шарттарына сәйкес әртүрлі физикалық үлгілер қолданылады. Олардың ішіндегі ең қарапайып түрлері: *материалдық нүкте, материалдық нүктелер жүйесі.* Бұл түсініктерді ендіру практикалық есепті жеңілдетеді.

Материалдық нүкте – берілген жағдайда өлшемі мен пішіні ескерілмейтін, массасы бар дене.

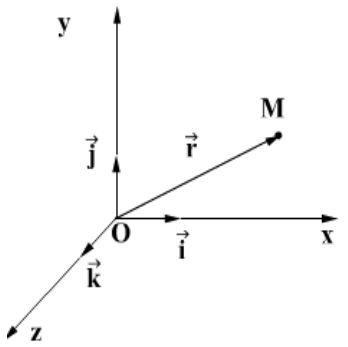
Материалдық нүктелер жүйесі - өзара әсерлесетін материалдық нүкте ретінде қарастыруға болатын, бірнеше бөліктерден, яғни нүктелерден тұратын жүйе. Механикада алдымен бір материалдық нүкте қозғалысын қарастырады, содан соң материалдық нүктелер жүйесінің қозғалысына өтеді.

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

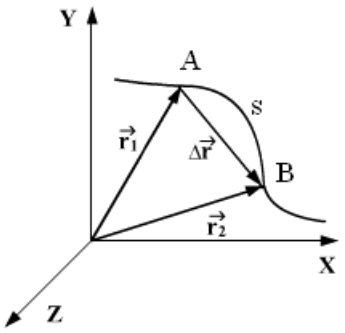
$\vec{r}$ - *радиус векторы* - координата *O* басы мен нүктенің *M* орнын қосатын бағыттаған кесінді (1.1 сурет) , өрнегі:

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}, \qquad (1.1)$$

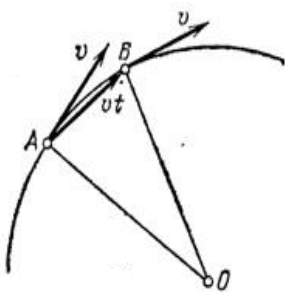
мұндағы $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ - бірлік ортогональ векторлар.



1.1 сурет



1.2 сурет



1.3 сурет

Материалдық нүктенің қозғалысы кезінде оның координаттары уақыт бойынша өзгереді. Жалпы жағдайда координаттардың уақыт бойынша *x(t), y(t) z(t)* өзгеріс теңдеулері және эквивалентті векторлық $\vec{r}(t)$ теңдеуі материалдық нүктелердің *кинематика (қозғалыс) теңдеулері* деп аталады.

Суреттегі $\Delta\vec{r} = \vec{r}_2(t_2) - \vec{r}_1(t_1)$ - *орын ауыстыру векторы.* Траекторияның *AB* бөлігінің ұзындығы, материяалдық нүктенің жүрген *s жолы* деп аталады (1.2 сурет).

Жылдамдық - материалдық нүктенің қозғалысының және бағытының өзгеру шапшаңдығын сипаттайтын, векторлық шама. Математикалық түрде *жылдамдық орын ауыстыру векторының уақыт интервалына қатынасының шегіне немесе радиус векторының уақыт бойынша бірінші туындысына тең шама:*

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

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

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

Осыдан жол жылдамдық арқылы былай анықталады:

$$s = \int_{t_1}^{t_2} \upsilon dt. \qquad (1.4)$$

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

Жоғарыдағы (1.2) өрнегінің координаттар осьтеріне проекциясы жылдамдық проекцияларын береді:

$$\upsilon_x = \frac{dx}{dt};\ \upsilon_y = \frac{dy}{dt};\ \upsilon_z = \frac{dz}{dt}. \qquad (1.5)$$

Жылдамдықтың уақыт бойынша өзгеру шапшаңдығын $\vec{a}$ үдеу векторы анықтайды. (1.2) өрнегі сияқты үдеу де мына өрнек арқылы анықталады:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\langle\vec{\upsilon}\rangle}{\Delta t} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}. \qquad (1.6)$$

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

$$\upsilon = \int_{t_1}^{t_2} a dt . \qquad (1.7)$$

Қисық сызықты қозғалысты қарастырайық. Жылдамдық $\vec{\upsilon}$ векторын оның υ модулы мен қандайда бір сызықтық жылдамдықпен бағыттас, қозғалыс траекториясына жанама бойымен бағытталған $\vec{\tau}$ бірлік вектордың көбейтіндісі ретінде қарастыруға болады:

$$\vec{\upsilon} = \upsilon \vec{\tau} , \qquad (1.8)$$

олай болса үдеу

$$\vec{a} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{d\upsilon}{dt}\vec{\tau} + \upsilon \frac{d\vec{\tau}}{dt} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n . \qquad (1.9)$$

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 үдеуі:

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n , \qquad (1.10)$$

оның модулі

$$a = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} . \qquad (1.11)$$

Үдеудің тангенциал және нормал құраушыларының қатынастарына қарай қозғалыстың, түзу сызықты бірқалыпты қозғалыс, түзу сызықты тең айнымалы қозғалыс, түзу сызықты айнымалы үдеумен қозғалыс, бірқалыпты шеңбер бойымен қозғалыс, тең айнымалы шеңбер бойымен қозғалыс, бірқалыпты қисық сызықты қозғалыс, қисық сызықты тең айнымалы қозғалыс, қисық сызықты айнымалы үдеумен қозғалыс, түрлері анықталады.

2 Дәріс №2. Айналмалы қозғалыс кинематикасының элементтері

Дәрістің мазмұны: айналмалы қозғалыс кинематикасы және оның сипаттамалары келтіріледі.

Дәрістің мақсаты: айналмалы қозғалыс кинематикасының элементтері мен қатты дене кинематикасын ұғыну.

Қатты дене қозғалыстары: *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. *Айналмалы қозғалыс* кезінде дененің нүктелері центрі айналу осьінде жататын, радиустары әртүрлі шеңбер бойымен қозғалады және барлық нүктелер *dt* уақытта бірдей $d\varphi$ бұрышқа бұрылады.

Айналмалы қозғалысты сипаттайтын негізгі физикалық шамалар:

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

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}; \qquad (2.1)$$

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

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}\ . \qquad (2.2)$$

Айналмалы қозғалыстың қарапайым түрі - *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

$$\omega(t) = \omega_0 \pm \varepsilon t \text{ және } \varphi(t) = \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2} \qquad (2.3)$$

түрінде болады.

Айналмалы қозғалыстың тағы бір көп кездесетін қарапайым түрі – *шеңбер бойымен бірқалыпты қозғалысы.* Мұндай қозғалыс кезінде дене шамасы тұрақты сызықтық жылдамдықпен шеңбер бойымен қозғалады. Бұл қозғалыс мынадай физикалық шамалармен сипатталады: *айналу периоды - T* бір айналымға кеткен уақыт:

$$T = \frac{1}{\nu} = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi R}{\upsilon}. \qquad (2.4)$$

Айналу жиілігі - ν бірлік (1с) уақыттағы айналым саны, оның өрнегі:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}. \qquad (2.5)$$

Осы кезде қозғалыс жылдамдығының модулі (*сызықтық жылдамдық*) болады:

$$\upsilon = \frac{2\pi R}{T} = \omega R. \qquad (2.6)$$

2.1 кесте - Ілгерілемелі және айналмалы қозғалыстың кинематикалық шамалардың арасындағы ұқсастықтар

№	*Ілгерілемелі қозғалыс*	*Айналмалы қозғалыс*
1	x - координата	φ – бұрыш
2	$\vec{\upsilon}$ - сызықтық жылдамдық	$\vec{\omega}$ - бұрыштық жылдамдық
3	$s = \varphi R$	
4	$\upsilon = \omega R$	
5	$x = x_0 + \upsilon t$	$\varphi = \varphi_0 + \omega t$
6	$\vec{a} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt}$	$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}$
7	$\vec{a}_\tau$ – жанама (тангенциал) үдеу	$\vec{\varepsilon}$ - бұрыштық үдеу
8	$\vec{a}_\tau = \varepsilon R$	
9	$\vec{\upsilon} = \vec{\vartheta}_0 + \vec{a}t$	$\vec{\omega} = \vec{\omega}_0 + \vec{\varepsilon}t$
10	$x = x_0 + \upsilon_0 t + \frac{at^2}{2}$	$\varphi = \varphi_0 + \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2}$
11	$N = \frac{\varphi}{2\pi}$ - айналым саны	

3 Дәріс № 3. Материялық нүкте динамикасы

Дәрістің мазмұны: механикалық қозғалыс себептері қарастырылады.

Дәрістің мақсаты: динамиканың негізгі мәселелерін түсіну және оны шешу әдістерінің маңыздылығын анықтау.

Табиғатта күштер алуан түрлі. Жалпы жағдайда *күш*-денеге басқа дененің әсерінің қарқындылығының өлшемі болып табылатын векторлық шама, нәтижесінде дене үдеу алады немесе пішіні мен өлшемі өзгереді.

Классикалық механикада 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.

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

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \text{ немесе } \vec{F} = m\vec{a}, \qquad (3.1)$$

немесе

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}. \qquad (3.2)$$

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

$\vec{F}$ - тең әсерлі күш. (3.2) өрнегі *Ньютонның екінші заңының жалпылама түрі* деп аталады. Бұл өрнекің (3.1) тұжырымдамадан ерекшелігі ол тек классикалық механикада ғана емес релятивистік механика үшін де дұрыс болып табылады.

Табиғатта күштер алуан түрлі. Жалпы жағдайда *күш*-денеге басқа дененің әсерінің қарқындылығының өлшемі болып табылатын векторлық шама, нәтижесінде дене үдеу алады немесе пішіні мен өлшемі өзгереді.

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

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}, \qquad (3.3)$$

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.

4 Дәріс №4. Қатты дененің айналмалы қозғалыс динамикасы

Дәрістің мазмұны: қатты дене динамикасы.

Дәрістің мақсаты: қатты дене динамикасын және оның сипаттамаларының мәнін ашып көрсету.

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

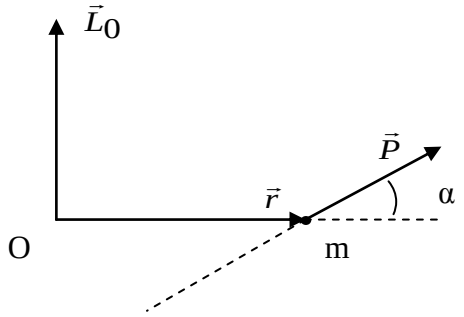
Бөлшектің О нүктесіне қатысты *импульс моменті* деп векторына тең шаманы айтады:

$$\vec{L}_0 = [\vec{r}\vec{p}], \tag{4.1}$$

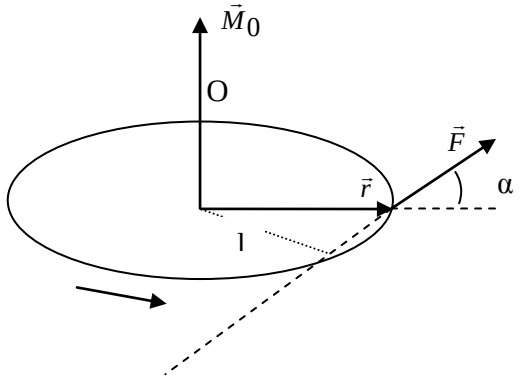
мұндағы $\vec{r}$ – берілген уақыт мезетіндегі бөлшектің радиус-векторы;

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

Импульс моментінің векторы $\vec{r}$ және $\vec{p}$ векторлары жатқан жазықтыққа перпендикуляр болады (4.1 сурет).



4.1 сурет



4.2 сурет

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

$$\vec{L} = \sum \vec{L}_{0i} \quad (\vec{p} = \sum \vec{p}_i \text{ ұқсас}). \tag{4.2}$$

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

$$\vec{M}_0 = [\vec{r}\vec{F}], \tag{4.3}$$

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 (4.2 сурет).

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

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \tag{4.4}$$

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 *O* нүктесіне қатысты $\vec{M}_0$ күш моментінің M_z проекциясын айтады. Ол берілген күштің берілген осьті айналдыру қабілетін сипаттайды және тең болады:

$$M_z = ([\vec{r}\vec{F}])_z = rF_\perp \sin\alpha = F_\perp l\,, \qquad (4.5)$$

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.

4.2 Денелердің инерция моменті. Штейнер теоремасы

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

$$J_z = \sum m_i \cdot r_i^2\,. \qquad (4.6)$$

Инерция моменті дене массасының осьті айнала орналасуына тәуелді және айналмалы қозғалыс кезіндегі *дененің инерттілігін* сипаттайды. (4.6) өрнегі жеке материалдық нүктелерден тұратын жүйенің инерция моментін есептеуге ыңғайлы. Тұтас денелердің инерция моментін есептеуге интеграл анықтамасын пайдаланып, (4.6) өрнегіе мына түрде жазуға болады:

$$J_z = \int r_i^2 dm\,. \qquad (4.7)$$

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:

$$J = J_0 + ma^2\,. \qquad (4.8)$$

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

4.1 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:

$$M_Z = J_Z \cdot \varepsilon, \qquad (4.9)$$

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.

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

5 Дәріс №5. Жұмыс және энергия

Дәрістің мазмұны: механикалық жұмыс, энергия, қуат және механикадағы сақталу заңдарын қарастырады.

Дәрістің мақсаты:

- энергия, жұмыс, қуат ұғымдарын түсіну;
- механика есептерін сақталу заңдары арқылы есептеу әдістерін меңгеру.

5.1 Энергия – материяның әр түрлі қозғалыс формаларының жалпы өлшем. Кинетикалық энергия және күш жұмысы

Энергия материяның әртүрлі қозғалыс формаларының ортақ өлшемі. Жүйенің энергиясы жүйеде мүмкін болатын өзгерістерді (сандық және сапалық) сандық түрде сипаттайды. Энергия –күй функциясы.

Табиғаттағы денелердің механикалық қозғалысының өзгерісін оған басқа денелер тарапынан әсер етуші күштер тудырады. Өзара әсерлесуші денелер арасындағы энергия алмасу процесін сандық түрде сипаттау үшін берілген денеге түсірілген күштің жұмысын қарастырады.

Алдыңғы дәрістегі (3.2) теңдеуінің екі жағын бөлшектің шексіз аз $d\vec{r}$ орын ауыстыру векторына көбейтсек ($\vec{p} = m\vec{\upsilon}$ және $d\vec{r} = \vec{\upsilon}dt$ екенін ескереміз):

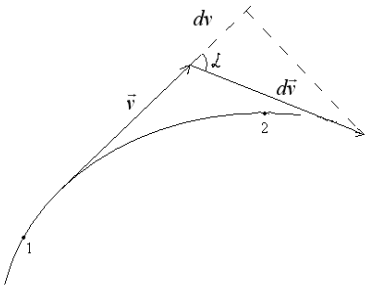
$$m\left(\vec{\upsilon}\frac{d\vec{\upsilon}}{dt}\right)dt = \left(\vec{F}d\vec{r}\right). \qquad (5.1)$$

5.1 суреттегі $\vec{\upsilon}d\vec{\upsilon}$ скаляр көбейтіндісі

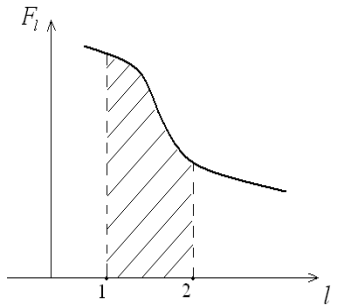
$$\vec{\upsilon}d\vec{\upsilon} = \upsilon d\upsilon\cos\alpha = \upsilon\left|d\vec{\upsilon}\right|_{\tau} = \upsilon d\upsilon = d\left(\frac{\upsilon^2}{2}\right)$$

тең болады. Онда,

$$d\left(m\frac{\upsilon^2}{2}\right) = \vec{F}d\vec{r}\ . \qquad (5.2)$$



5.1 сурет



5.2 сурет

5.2 өрнектің оң жағындағы шама $\vec{F}$ *күштің dA элементар жұмысы* деп аталады:

$$dA = \left(\vec{F}d\vec{r}\right) = Fdr\cos\alpha\ , \qquad (5.3)$$

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

Денені шекті қашықтыққа орын ауыстырғанда атқарылатын *толық жұмыс*:

$$A = \int_1^2 dA = \int_l \left(\vec{F}d\vec{r}\right) = \int_l F_l dl\ . \qquad (5.4)$$

Күш жұмысы – скаляр шама, ол оң да, теріс те, нөлге де тең болуы мүмкін. Жұмыстың сызбалық түрде анықталуы 5.2 суретте көрсетілген.

(5.2) теңдеуінің сол жағын қарастырайық. Ол қандай да бір функцияның толық дифференциалын береді:

$$W_k = \frac{m\upsilon^2}{2} + const \qquad (5.5)$$

W_k шамасы бөлшектің *кинетикалық энергиясы* деп аталады. *Кинетикалық энергия* – механикалық жүйенің, оны құрайтын бөлшектердің қозғалыс жылдамдығына тәуелді энергиясы. Тыныштықта тұрған дененің (υ=0) кинетикалық энергиясы болмайтынын ескерсек, (5.5) - дан тең екені шығады.

$$W_k = \frac{m\upsilon^2}{2} = \frac{p^2}{2m}. \qquad (5.6)$$

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

$$W_k = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{L^2}{2I}. \qquad (5.7)$$

(5.6) және (5.7) өрнектері реялитивистік емес ($v<<c$) бөлшектер үшін дұрыс болады.

Бөлшектің кинетикалық энергиясының өзгерісі осы бөлшекке әсер етуші барлық күштердің жұмысына тең болады:

$$A = dW_к \text{ немесе } A = \Delta W_к = W_{k2} - W_{k1}. \qquad (5.8)$$

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

$$N = \frac{dA}{dt}. \qquad (5.9)$$

5.2 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.

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

$$A = \oint \vec{F} d\vec{r} = 0. \qquad (5.10)$$

Орталық күштер (гравитациялық, кулондық) күштер, ауырлық күші, серпімділік күші консервативті күштерге жатады.

Консервативті емес күштің жұмысы орын ауыстыру өтетін жолға тәуелді болады. Мұндай күштерге үйкеліс күштері, ортаның кедергі күші

жатады. Үйкеліс күшінің жұмысы әрқашан теріс болады. Мұндай күштер диссипативті деп аталады.

Кеңістіктің әрбір нүктесінде бөлшекке бір нүктеден екінші нүктеге $\vec{F}(\vec{r})$ заңдылығымен өзгеретін күш әсер ететін кеңістіктің аймағын *күш өрісі* деп атайды. Күш өрістері векторлық болып табылады. Күш өрісі біртекті (ауырлық күшінің өрісі), орталық (гравитациялық өріс). Консервативті күштер өрісі ерекше қасиеттерге ие, олар потенциалды өрістер класын құрайды. Олай болса, бөлшек 1 нүктеден 2 нүктеге орын ауыстырғанда $\vec{F}(\vec{r})$ *консервативті күштің жұмысы* W_n *функциясының кемуіне тең болады:*

$$A = -dW_n \text{ немесе } A = -\Delta W_n = W_{n1} - W_{n2}. \qquad (5.11)$$

W_n функциясы сыртқы консервативті өрістегі бөлшектің *потенциалдық энергиясы* деп аталады. Мұндай өрісте жұмыс потенциалдық энергия есебінен жасалатынын (5.11) теңдеуінен көруге болады.

Потенциалды өрісте орналасқан бөлшектің энергиясы мен күштің арасындағы байланысы:

$$F_l = -\frac{\partial W_n}{\partial r}. \qquad (5.12)$$

Орын ауыстыру бағыты ретінде *x, y, z* координат осьтері бойындағы бағыттарды аламыз:

$$\vec{F} = -\left(\frac{\partial W_n}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial W_n}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial W_n}{\partial z}\vec{k}\right), \qquad (5.13)$$

немесе

$$\vec{F} = -gradW_n. \qquad (5.14)$$

(5.14) формуласы *потенциалды өрістегі энергия мен күштің арасындағы байланысты* өрнектейді.

6 Дәріс №6. Механикадағы сақталу заңдар

Дәрістің мазмұны: механикадағы сақталу заңдарын қарастырады.

Дәрістің мақсаты: механикадағы сақталу заңдарын меңгеру.

6.1 Импульстің және импульс моментінің 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 импульсы уақыт бойынша өзгермейді:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = 0, \qquad \vec{p} = \sum_{i=1}^{N} \vec{p}_i = const\,. \tag{6.1}$$

Айналмалы қозғалыс динамикасының негізгі заңында (4.4) сыртқы күштердің моменттерінің қосындысы тұйықталған кез келген жүйе үшін нөлге тең. Сондықтан

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0\text{, осыдан } \vec{L} = \sum \vec{L}_i = const \tag{6.2}$$

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

Егер дене қозғалмайтын осьті айналып қозғалса, $M_z = 0$, онда $L_z = const$. $L_z = I\omega$ екенін ескерсек:

$$\sum_{i=1}^{N} L_z = I_i\omega_i = const\,. \tag{6.3}$$

(6.2) және (6.3) өрнектері *импулс моментінің сақталу заңы* деп аталады.

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

6.2 Механикадағы энергияның сақталу заңы

Энергияның сақталу және айналу заңы табиғаттың негізгі заңдарының бірі болып табылады. Энергияның сақталу заңынегізінде *уақыттың біртектілігі* жатыр, яғни уақыттың барлық кезеңі бірдей Энергияның сақталу заңын Ньютонның екіші заңынан қорытып шығаруға болады. (5.12) өрнекті пайдаланып, (3.2) өрнегін былай жазуға болады:

$$m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = -\frac{dW_n}{dr}\,. \tag{6.4}$$

Осы өрнектің оң және сол жағын бөлшектің жылдамдық векторына скаляр көбейтеміз

$$m\vec{\upsilon}\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = -\frac{dW_n}{dr}\vec{\upsilon} = -\frac{dW_n}{dr}\frac{d\vec{r}}{dt} = -\frac{dW_n}{dt}. \tag{6.5}$$

(6.5) өнегінің сол жағын түрлендірсек

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{m\vec{\upsilon}}{2}\right)=-\frac{dW_n}{dt}, \qquad (6.6)$$

немесе

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{m\vec{\upsilon}}{2}+W_n\right)=0, \qquad (6.7)$$

Өрнекті интегралдау арқылы W механикалық энергияның сақталу заңын аламыз

$$\left(W_k+W_n\right)=W. \qquad (6.8)$$

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:

$$W_2-W_1=A_{12}. \qquad (6.9)$$

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

$$W=\sum_{i=i}^{N}W_i=\sum_{i=i}^{N}\left(W_{ki}+W_{ni}\right) \qquad (6.10)$$

Егер жүйе бөлшектерінің арасында сыртқы күштер болмай ($A_{12}=0$), тек қана консервативті күштер әсер етсе (мұндай жүйені консервативті де атайды), 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.

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.

Импульстің, импульс моментінің және энергияның сақталу заңдары басқа заңдардан өздерінің ерекшеленеді. Бұл табиғаттың негізгі заңдары

тек классикалық механикада ғана емес, релятивистік физика мен кванттық механикада да орындалады.

7 Дәріс №7. Арнайы салыстырмалылық теория және релятивистік динамика элементтері

Дәрістің мазмұны: арнайы салыстырмалылық теориясына қысқышы шолу жасалады.

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

7.1 Эйнштейн постулаттары. Арнайы салыстырмалылық теориясы

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

Эйнштейннің арнайы салыстырмалылық теориясы негізін екі постулат құрайды:

- 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:

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \qquad (7.1)$$

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

$$\Delta t = \frac{\Delta \tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \qquad (7.2)$$

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:

$$\Delta l = \Delta l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad . \tag{7.3}$$

Таяқша қозғалмайтын санақ жүйесінде өлшенген таяқшаның ұзындығы Δl_0 *меншікті ұзындық* деп аталады. (7.3)-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.

7.2 Лоренц түрлендірулері

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 (7.4) формуласы арқылы, ал К жүйеден К` жүйеге өту (7.5) формуласы арқылы жүзеге асады:

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \qquad y = y'; \qquad z = z'; \qquad t = \frac{t' + \frac{x'v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \tag{7.4}$$

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \qquad y' = y; \qquad z' = z; \qquad t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \tag{7.5}$$

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:

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{vu'}{c^2}} \quad . \tag{7.6}$$

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:

$$\Delta S^2 = c^2(t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2 = c^2\Delta t^2 - \Delta l^2 = (\Delta S')^2. \qquad (7.7)$$

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

7.3 Релятивистік динамика элементтері.

Релятивистік импульс мына формуламен өрнектеледі:

$$\vec{p} = \frac{m\vec{V}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \qquad (7.8)$$

$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$ қатынасымен өрнектелетін динамиканың негізгі заңы (7.8) өрнегін ескерсек, релятивистік қозғалыстар үшін де дұрыс болады.

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

Дененің *толық энергиясы* деп аталатын W шамасын қарастырайық:

$$W = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \qquad (7.9)$$

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:

$$W_k = W - W_0 = mc^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}} - 1\right). \qquad (7.10)$$

Энергия мен импульс бір-бірінен бөліп қарастырғанда салыстырмалы, яғни әртүрлі санақ жүйелерінде мәндері әртүрлі.

8 Дәріс №8. Тұтас орталар механикасының элементтері

Дәрістің мазмұны: тұтас орта механикасына қысқаша шолу жасалады.

Дәрістің мақсаттары:

- тұтас орталар механикасының элементтерімен танысу;
- газдар мен сұйықтардың жалпы қасиеттері мен заңдылықтарын ашып көрсету.

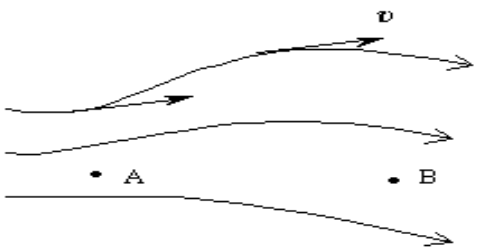
8.1 Тұтас орта түсінігі. Газдар мен сұйықтардың жалпы қасиеттері

Газдар мен сұйықтардың тепе-теңдігін және қозғалысын зерттегенде оларды үздіксіз тұтас орта түрінде қарастырады. Сұйықтардың тепе-теңдігін қарастыратын механиканың бөлімін – *гидростатика* деп атайды.

Сұйықтар мен газдардың серпімді қасиеті олардың жеке бөліктері бір-біріне немесе олармен жанасатын денеге әсер ететін сұйық пен газдардың сығылу дәрежесіне тәуелді болатын күшпен анықталады. Мұндай әсер қысыммен сипатталады.

Сұйықтардың қозғалысын зерттейтін механиканың бөлімін – *гидродинамика* деп атайды. Сұйық бөлшектерінің қозғалысы - *ағыс*, ал сұйықтың қозғалысы - *ағын* деп аталады. Кез келген нүктесінде жүргізілген жанама сол нүктедегі сұйық бөлшегінің жылдамдықтарымен сәйкес келетін сызықтарды *ағын сызықтары* деп атайды. Ағын сызықтарының жиілігі сол жерде сұйықтың жылдамдығын көрсетеді (8.1 сурет). Мысалы суреттегі *A* нүктесіндегі сұйықтың жылдамдығы *B* нүктесіндегі сұйықтың жылдамдығынан үлкен болады. Ағын сызықтарымен шектелген сұйық бөлігін *ағын сорғысы* деп атайды.

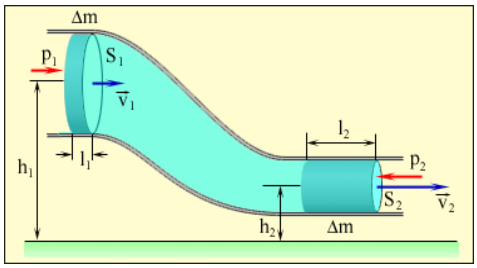
Егер кез келген нүктедегі сұйықтың жылдамдығының шамасы мен бағыты өзгермейтін ағысты *стационар ағыс* деп атайды. Сығылмайтын тұтқыр сұйықты *идеал сұйық*, сығылатын тұтқыр сұйықты *реал сұйық* деп атайды.



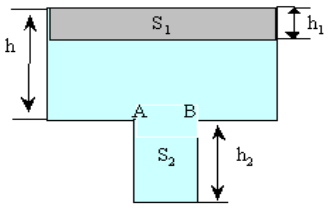
8.1 сурет

8.2 Бернулли теңдеуі және одан шығатын салдар

Идеал сұйықтың қозғалысын (ағысын) сипаттайтын өрнекті 1738 жылы Д.Бернулли (1700-1782 ж.) тұжырымдады. Бернулли энергияның сақталу заңын сүйене отырып, сұйық қысымының ағыс жылдамдыққа тәуелділігін анықтады. Бернулли теңдеуін қорытып шығару үшін көлденең қимасы әртүрлі түтікшедегі идеал сұйықтың қозғалысын қарастырылады (8.2 сурет).



8.2 сурет



8.3 сурет

Суретте S_1 мен S_2 қималардағы сұйықтардың толық энергиясы оның потенциалды және кинетикалық энергияларының қосындысына тең шама:

$$W_1 = W_{k1} + W_{n1} = \frac{m \cdot \upsilon^2}{2} + \rho g h_1; \qquad (8.4)$$

$$W_2 = W_{k2} + W_{n2} = \frac{m \cdot \upsilon_2^{\ 2}}{2} + \rho g h_2. \qquad (8.5)$$

Сонымен қатар S_1 мен S_2 қималарда жасалынатын жұмыстардың $A_1 - A_2 = F_1 l_1 - F_2 l_2 = F_1 \upsilon_1 t_1 - F_2 \upsilon_2 t_2$ яғни $A_1 - A_2 = p_1 S_1 \upsilon_1 t_1 - p_2 S_2 \upsilon_2 t_2$ және $A_1 - A_2 = W_2 - W_1$ өрнектері мен үздіксіздік теңдеуін пайдаланып, табатынымыз:

$$\frac{m \cdot \upsilon_1^{\ 2}}{2} + mgh_1. + S\upsilon t p_1 = \frac{m\upsilon_2^2}{2} + mgh_2 + S\upsilon t p_2.$$

$S \cdot \upsilon \cdot t = V$ -көлем екенін ескерсек:

$$\frac{\rho \cdot \upsilon_1^2}{2} + \rho g h_1 . + p_1 = \frac{\rho \upsilon_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_2 , \qquad (8.6)$$

мұндағы $\rho = \frac{m}{V}$ - сұйықтың тығыздығы.

Жалпы түрде алғанда:

$$\frac{\rho \cdot \upsilon^2}{2} + \rho g h + p = const , \qquad (8.7)$$

мұндағы $\frac{\rho \cdot \upsilon^2}{2}$ - динамикалық қысым;

$\rho g h$ - гидравликалық қысым;

р - статикалық қысым.

(8.7) теңдеуі *Бернулли теңдеуі* деп аталады.

Статикалық қысым (*p*) сұйықтың қозғалысына тәуелсіз, ал динамикалық қысым сұйық қозғалысына тәуелді болады. Ол сұйық тежелгенде айқын білінеді. Гидравликалық қысым салмақсыздық кезінде жойылады да, асқын салмақ кезінде өсе түседі.

Горизанталь құбыр үшін Бернулли теңдеуі:

$$\frac{\rho \cdot \upsilon^2}{2} + p = const . \qquad (8.8)$$

Сұйықтың жылдамдығы артқанда қысымы кемиді.

8.3 Ағынның үздіксіздік теңдеуі

Жоғарыда келтірілген 8.3 суреттегідей екі ыдыс алайық. Жоғарғы ыдыстағы сұйық деңгейінің биіктігі h, *AB* шүмегін ашқанда, жоғарғы ыдыстағы сұйықтың біразы төменгі ыдысқа ағып өтеді. Белгілі бір уақыт ішінде жоғарғы ыдыстағы сұйықтың деңгейі h_1-ге төмендейді. Егер сұйық сығылмайды және үзілмейді деп есептесек, онда жоғарғы ыдыстан ағып кеткен сұйық көлемі мен төменгі ыдысқа құйылған сұйық көлемі тең болады:

$$h_1 s_1 = h_2 s_2 , \qquad (8.9)$$

мұндағы s_1, s_2 - жоғарғы және төменгі ыдыстың көлденең қимасының аудандары.

Бұл өрнектің екі жағын t -ға бөлсек:

$$h_1 s_1 / t = h_2 s_2 / t \quad \text{немесе} \quad \upsilon_1 s_1 = \upsilon_2 s_2 ,$$

мұндағы υ_1, υ_2- жоғарғы және төменгі ыдыстағы сұйық ағысының жылдамдықтары. Сонда:

$$\upsilon \cdot s = const_2 \qquad (8.10)$$

(8.10) өрнекті ағынның *үздіксіздік теңдеуі* деп аталады. *Ыдыстың көлденең қимасының сұйық ағысының жылдамдығына көбейтіндісі тұрақты шама болады***.**

8.4 Сұйықтардың ламинарлы және турбулентті ағыны

Ағыстың қай түрі болуы сұйықтың тегіне, құбырдың өлшемдеріне және ағысының жылдамдығына тәуелді болады. Сұйық ағысының шарты Рейнольдс (Re) санымен анықталады:

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho \upsilon r}{\eta} h_2 s_2, \qquad (8.11)$$

мұндағы η- динамикалық тұтқырлық.

Егер, $l=r$ (радиус) болса, $\mathrm{Re} \prec 1000$ – ламинарлы ағыс,

$\mathrm{Re} \succ 1000$ – турбулентті ағыс.

Егер, $l=d$ (диаметр) болса, $\mathrm{Re} \prec 2000$ - ламинарлы ағыс,

$\mathrm{Re} \succ 2000$ турбулентті ағыс екенін көрсетеді.

$\nu = \frac{\eta}{\rho}$ - кинематикалық тұтқырлық деп аталады.

8.5 Стокс заңы

Дене сұйықта қозғалғанда, құйын пайда болмаса, қатты денеге тікелей жанасатын сұйық қабаты оның бетіне жабысады да, толығымен сол денеге ілеседі, ал одан кейінгі қабат денеге ілесе шағын жылдамдықпен қозғалады. Сөйтіп, сұйық қабаттарының арасында *үйкеліс күші* пайда болады. Бұл күш *Стокс күші*, ал сұйық қабаттары арасындағы үйкеліс коэффициенті η *тұтқырлық коэффициенті* деп аталады. Стокс заңы бойынша кедергі күші мынаған тең болады:

$$F_C = 6\pi\eta r \upsilon_2, \qquad (8.12)$$

мұндағы η - сұйықтың тұтқырлық коэффициенті;

r - шардың радиусы.

9 Дәріс №9. Гармоникалық және өшетін тербелістер. Тербелмелі процестер

Дәрістің мазмұны: дәрісте механикалық және электромагниттік тербелістерге шолу жасалады.

Дәрістің мақсаты: тербеліс және оның негізгі 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.

9.1 Еркін гармоникалық тербелістер

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

$$S(t) = A\cos(\omega_0 t + \varphi_0), \qquad (9.1)$$

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.

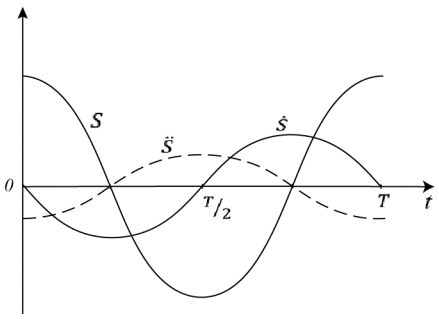
Толық тербеліс жасайтын уақыт *период* деп аталады (T), $T = 2\pi / \omega$.

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

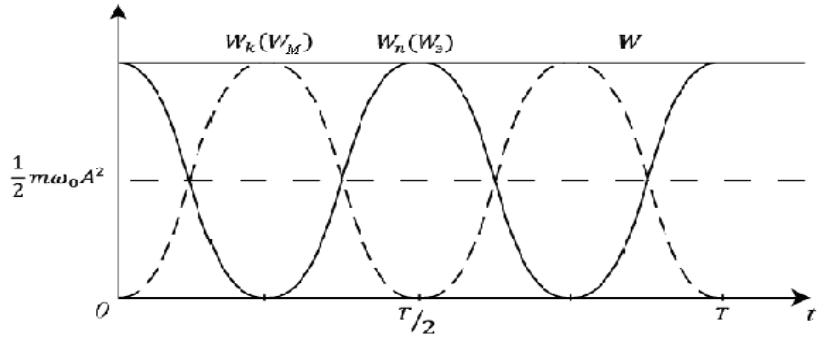
Гармоникалық еркін тербелістер екінші реттік біртекті дифференциалдық теңдеумен сипатталады:

$$\ddot{S} + \omega_0^2 S = 0; \qquad (\ddot{S} = d^2 S / dt^2). \qquad (9.2)$$

(9.2) теңдеуінің шешімі гармоникалық тербелістің теңдеуі (9.1) болып табылады.



9.1 сурет



9.2 сурет

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

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 түрі бойынша бірдей дифференциалдық теңдеулермен сипатталады.

9.2 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

$$W = W_k + W_n = \frac{kA^2}{2} = \frac{m\omega^2 A^2}{2} = W_{k\max} = W_{n\max} = const\,. \qquad (9.3)$$

10 Дәріс №10. Тербелістерді қосу. Өшетін және еріксіз тербелістер

Дәрістің мазмұны: дәрісте механикалық және электромагнитті тербелістер қасиеттеріне шолу жасалынады.

Дәрістің мақсаты: тербелістерді қосуды, өшетін және еріксіз тербелістерді оқып үйрену.

10.1 Бірдей бағыттағы және өзара перпендикуляр тербелістерді қосу

Тербелмелі жүйенің бір мезгілде бірнеше тербелмелі процестерге қатысып, жүйеде өтетін қорытқы тербелістің заңдылығын анықтауды тербелістерді қосу деп қарастырады. Екі шекті жағдайларды қарастырайық:

10.1.1 Бірдей бағыттағы,жіліктері бірдей тербелістерді қосу.

Егер жүйе бір мезгілде:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_{01}), \quad x_2 = A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_{02}), \tag{10.1}$$

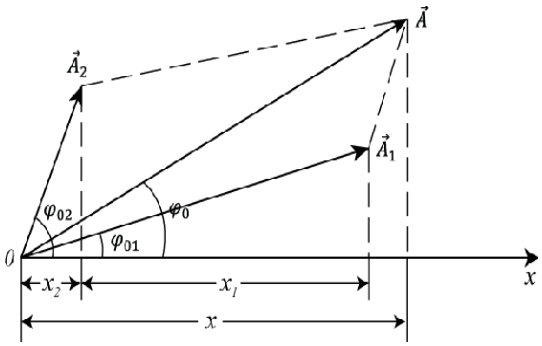
теңдеулерімен сипатталатын екі тербеліске қатысса, онда қосуды *векторлық диаграмма* әдісін қолданып, жүргізуге болады (10.1 сурет). Қорытқы $\vec{A}$ векторының x осіне проекциясы қосылғыш векторлардың проекцияларының қосындысына тең: $x = x_1 + x_2$.

10.1 сурет бойынша *қорытқы тербеліс амплитудасы* косинустар теоремасымен:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01}), \tag{10.2}$$

ал *қорытқы тербелістің бастапқы фазасы* тангенс бойынша анықталады:

$$tg\varphi_0 = \frac{A_1 \sin\varphi_{01} + A_2 \sin\varphi_{02}}{A_1 \cos\varphi_{01} + A_2 \cos\varphi_{02}}. \tag{10.3}$$



10.1 сурет

Сонда қорытқы гармоникалық тербелістің теңдеуі:

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

10.1.2 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:

$$x = A\cos\omega t\,,\ y = B\cos(\omega t + \varphi_0), \qquad (10.4)$$

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

Қорытқы тербелістің траекториясын анықтау үшін (10.4) теңдеудегі уақыттан құтылып, *траекторияның теңдеуін* шығарып аламыз:

$$\frac{x^2}{A^2} - \frac{2xy}{AB}\cos\varphi_0 + \frac{y^2}{B^2} = \sin^2\varphi_0. \qquad (10.5)$$

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

10.2 Еркін өшетін және еріксіз механикалық тербелістер. Резонанс

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

$$m\ddot{x} = -kx - r\upsilon_2, \qquad (10.6)$$

мұндағы r - ортаның кедергі коэффициенті;

k – серіппе қатаңдығы.

Түрлендірулерден кейін *өшетін тербелістің дифференциал* теңдеуін аламыз:

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0, \qquad (10.7)$$

мұндағы β - өшу коэффициенті, $\beta = \dfrac{r}{2m_2}$.

Бұл теңдеуінің шешімі өшетін тербелістің теңдеуі болып табылады:

$$x = A_0 e^{-\beta t}\cos(\omega t + \varphi_0), \qquad (10.8)$$

мұндағы A_0 - тұрақты, бастапқы амплитуда;

φ_0 (бастапқы фаза) бастапқы шарттарға, яғни бастапқы уақыт мезетіндегі x және $\dot{x} = \upsilon_2$ 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:

$$\lambda = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \beta T = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{N_e}, \qquad (10.9)$$

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. (10.7) өрнегіне сәйкес, еріксіз тербеліс теңдеуі:

$$\ddot{x} + 2\beta \dot{x} + \omega_0^2 x = f_0 \cos\omega_c t, \qquad (10.9)$$

бұл еріксіз тербелістің дифференциал теңдеуі, оның дербес шешімі:

$$x = A\cos(\omega t + \varphi), \qquad (10.10)$$

мұндағы A - еріксіз тербелістің амплитудасы;

φ - бастапқы фазасы.

Олар мына өрнектермен анықталады:

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

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:

$$\omega_{рез} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}. \qquad (10.11)$$

11 Дәріс №11. Толқындар

Дәрістің мазмұны: дәрісте толқындық процестер баяндалады.

Дәрістің мақсаты: механикалық толқындық процесті оқып үйрену.

11.1 Серпімді толқындар және оның теңдеуі

Тербелістердің кеңістікте таралу процесі *толқын* деп аталады. Механикалық тербелістердің серпімді ортада таралу процесі *серпімді толқын деп* аталады. Егер серпімді ортада оның бөлшектерін тербеліске келтірсе, онда олардың арасындағы өзара әсерлесу салдарынан тербеліс бір бөлшектен екінші бөлшекке қандай да бір жылдамдықпен беріледі.

Бұл кезде бөлшектер орын ауыстырмайды, тепе-теңдік маңында тербеледі. *Сондықтан толқындардың негізгі қасиеті – зат тасымалынсыз энергияны тасымалдау болып табылады.*

Тепе-теңдік маңайында (толқындардың бойлық немесе көлденең таралу бағыты) бөлшек қозғалысының бағытына қарай толқындарды *қума* және *көлденең* деп екіге бөледі.

Көлденең толқындар ығысуға кедергі жасайтын ортада (қатты денелерде) таралады. Қума толқындар сығылуға және созылуға кедергісі бар орталарда (сұйық, газ тәрізді және қатты денелерде) таралады.

Бірдей фазада тербелетін нүктелердің геометриялық орны *толқындық бет* деп, ал берілген уақыт мезетінде тербеліс келіп жеткен нүктелердің геометриялық орны *толқын фронты* деп аталады. Толқындық беттер көп болуы мүмкін, ал толқын фронты біреу ғана. Толқындық беттер қозғалмайды, ал толқын фронты орын ауыстырады. Толқындық беттің (толқын фронты) пішініне қарай толқындар *жазық* немесе *сфералық* болуы мүмкін.

Толқын келесі параметрлермен сипатталады:

λ - *толқын ұзындығы*, бір тербеліс периоды аралығында толқынның жүретін қашықтығы;

T - *толқын периоды,* бір тербелістің уақыты;

ν - *жиілік*, бірлік уақыт ішіндегі тербеліс саны. Олардың арасындағы байланыс:

$$\lambda = \upsilon \cdot T, \ \upsilon = \lambda \nu . \qquad (11.1)$$

Ортаның қандай да бір нүктесінде қандай да бір уақыт мезетінде ауытқу одан қандай да бір қашықтықта белгілі бір уақыттан кейін байқалады, яғни белгілі жылдамдықпен таралады.

Жалпы жағдайда толқынның теңдеуі уақыт пен үш кеңістіктік координатаның функциясы болып табылады. x осі бойымен ауытқулар таралғанда орта бөлшегінің тепе-теңдіктен ξ ығысуы x координата мен t уақыттың функциясы болып есептеледі, яғни $\xi = f(x,t)$.

Толқындарды сипаттау үшін k - *толқындық сан* қолданылады:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\upsilon T} = \frac{\omega}{\upsilon}. \qquad (11.2)$$

Толқындық сан ұзындығы 2π тең кесіндіге қанша толқын ұзындығы сәйкес келетінін көрсетеді. Сонда, энергия жұтпайтын ортада x осінің бойымен таралатын *жазық қума толқынның теңдеуі:*

$$\xi(x,t) = A\cos(\omega t - kx + \varphi_0), \qquad (11.3)$$

мұндағы φ_0 - толқынның бастапқы фазасы;

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

Кеңістікте энергия тасымалдайтын толқындар *қума толқындар* деп аталады. (11.3) теңдеудегі υ жылдамдық – толқынның *фазалық жылдамдығы*, ол толқын фазасының таралу жылдамдығы.

Егер ортада энергия шығыны орын алса, онда:

$$\xi = A_0 e^{-\gamma x}\cos(\omega t - kx + \varphi_0), \qquad (11.4)$$

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:

$$\xi(\vec{r},t) = A\cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varphi_0), \qquad (11.5)$$

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

11.2 Толқындық теңдеу

Материялық нүктенің барлық мүмкін болатын қозғалыстарын сипаттайтын динамиканың негізгі теңдеуі сияқты толқындық процестер үшін де толқынның түріне тәуелсіз жалпылама өрнек болып табылатын теңдеулер бар. Бұл теңдеулер - толқынды сипаттайтын кеңістік пен уақыттағы функцияның өзгерісін байланыстыратын дербес туынды түріндегі дифференциалдық теңдеулер.

Оларды толқындық теңдеулер деп атайды. Толқындық теңдеуді алу үшін (11.3) теңдеуді алдымен уақыт бойынша, сосын x бойынша екі рет дифференциал аламыз. x осі бойымен таралатын жазық қума толқынның *толқындық теңдеуін* аламыз:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{\upsilon^2}\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}. \qquad (11.6)$$

(11.3) жазық толқынның теңдеуі (11.6) толқындық теңдеудің шешімі болып табылады.

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

$$\nabla^2 \xi = \frac{1}{\upsilon^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \qquad (11.7)$$

мұндағы

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

11.3 Толқынның энергиясы. Умов векторы

Толқын таралатын серпімді орта бөлшектердің тербелмелі қозғалысының кинетикалық энергиясына:

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

және қарастырылып отырған көлем потенциалдық энергияға ие

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

мұндағы E - Юнг модулі;

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

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

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

Ортаның ΔV көлемдегі бөлшектердің потенциалдық және кинетикалық энергияларының теңдеулеріне жүргізілген талдау олардың максимум мәндерінің бірдей екендігін, ΔW_k және ΔW_n уақыттың бірдей функциялары болып табылатынын көрсетеді. Бұл заңдылық серпімді ортада кез келген қума толқынға тән. Ол серпімді ортада таралатын тербелістердің таралу процестеріне қолданатын энергияның сақталу заңынан шығады. Серпімді толқындардың таралуы ортаның бір аймағынан екінші аймағына энергияның тасымалдануымен тығыз байланысты, сондықтан энергия координата мен уақытқа тәуелді.

Толық энергия ΔW_k мен ΔW_n қосындысына тең:

$$\Delta W = \Delta W_k + \Delta W_n = \rho\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx)\Delta V . \qquad (11.8)$$

Осы энергияны көлемге бөлсек, *энергия тығыздығын* аламыз:

$$w = \frac{\Delta W}{\Delta V} = \rho\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx). \qquad (11.9)$$

Ортаның әрбір нүктесінде энергияның тығыздығы синустың квадраты бойынша өзгереді, сондықтан ортаның әрбір нүктесінде *энергияның орташа тығыздығы:*

$$\langle w \rangle = \frac{1}{2}\rho\omega^2 A^2 . \qquad (11.10)$$

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. Э*нергия ағынының тығыздығы* - энергия тасымалының бағытына перпендикуляр бағытталған бірлік аудан арқылы өтетін энергия ағыны:

$$j = \frac{d\Phi}{dS_\perp} = \frac{dW}{dt \cdot dS_\perp} . \qquad (11.11)$$

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

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

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

$$\vec{j} = w \cdot \vec{\upsilon}, \qquad (11.12)$$

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

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

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

11.4 Толқындық түйдек. Топтық жылдамдық. Толқын дисперсиясы

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

Тербелістерді қосу нәтижесінде келесі өрнек шығады:

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

Осы толқын синусоидалық толқыннан амплитудасымен ерекшеленеді:

$$A = 2A_0 \cos[(td\omega - xdk)/2]. \qquad (11.12)$$

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:

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \upsilon + k\frac{d\upsilon}{dk} = \upsilon - \lambda\frac{d\upsilon}{d\lambda}. \qquad (11.13)$$

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.

Егер орта дисперсиялаушы орта болса, онда толқындық түйдектің пішіні жиіліктері әртүрлі гармоникалық толқындардың қосындысы болып шығады.

12 Дәріс №12. Классикалық статистикалық физика принциптері. Молекула-кинетикалық теорияның (МКТ) негіздері

Дәріс мазмұны: молекула кинетикалық теория заңдылықтары қарастырылады.

Дәріс мақсаты: статистикалық физиканың зерттеу әдістері қарастырылады.

Статистикалық физика макроденелердің құрылымы жөнінде атом-молекулалық көрініс моделіне (мысалы, идеал газ моделі) және математикалық статистика 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. Статистикалық физика орташа шамаларды есептеу әдістерін және олардың көмегімен жүйенің макропараметрлерін анықтауға үлкен мүмкіндік береді. *Молекула-кинетикалық теорияның негізгі теңдеуі*н осындай жолмен алынған:

$$p = \frac{2}{3} n < \varepsilon_n >, \qquad (12.1)$$

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.

12.1 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:

$$i = i_{ілг} + i_{айн.} + 2i_{терб} \ , \qquad (12.2)$$

классикалық физикада тербелмелі еркіндік дәреже ескерілмейді.

Еркіндік дәрежесі бойынша энергияның біркелкі үлестіру заңы - классикалық жүйелерге қолданатын статистиканың негізгі заңдарының бірі. Жылулық тепе-теңдік жағдайында молекуланың әр еркіндік дәрежесіне $\frac{1}{2}kT$ тең орташа бірдей кинетикалық энергиядан келеді. Мұндағы, $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23} \frac{Дж}{К}$ - Больцман тұрақтысы.

Молекуладағы атомның тербеліс энергиясын ескерсек, орташа кинетикалық және орташа потенциалдық энергиясын қарастыруымыз қажет. Молекуланың орташа энергиясы:

$$< \varepsilon >= \frac{i}{2}kT \ , \qquad (12.3)$$

мұндағы i – молекуланың еркіндік дәреже саны.

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

$$U = \frac{i}{2}\frac{m}{M}RT \ . \qquad (12.4)$$

13 Дәріс №13. Максвелл таралуы және молекулалардың сипаттық жылдамдықтары. Барометрлік формула. Больцман таралулары

Дәрістің мазмұны: Максвелл таралуы және молекулалардың сипаттық жылдамдықтары. Барометрлік формула. Больцман таралулары қарастырылады.

Дәрістің мақсаты: Максвелл таралуы және молекулалардың сипаттық жылдамдықтары. Барометрлік формула. Больцман таралуларын оқып үйрену.

13.1 Молекулалардың жылдамдық бойынша үлестірілуіне арналған Максвелл заңы

Термодинамикалық тепе - теңдік күйде тұрған газды қарастырайық. Оның бөлшектерінің қозғалысы классикалық механика заңдарына бағынады. Газда N молекула бар, әр молекуланың массасы m. Жылулық хаосты қозғалыста молекулалардың таралуы қозғалыс бағыты бойынша біркелкі болуымен сипатталады (барлық бағыттар бірдей ықтималды). Бірақ молекула жылдамдықтарының сандық мәндері бірдей бола алмайды, соқтығысу

нәтижесінде уақытқа тәуелсіз молекулалардың жылдамдық бойынша қандай да бір таралуы орнығу керек.

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:

$$dN = Nf(\upsilon)d\upsilon, \qquad (13.1)$$

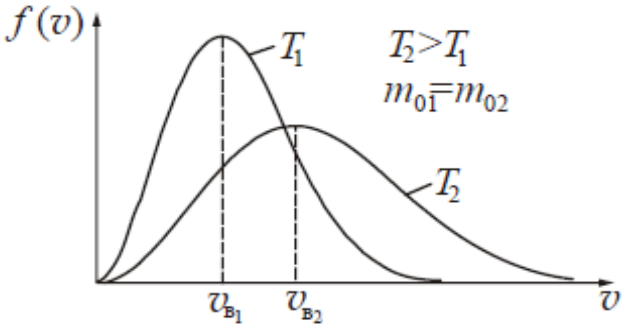
мұндағы $f(\upsilon) = \dfrac{dN}{Nd\upsilon}$ - функциясы *молекулалардың жылдамдық бойынша үлестірім функциясы* деп аталады.

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

Газ молекулаларының жылдамдық бойынша үлестірімі жөніндегі есепті 1859 – 1860 жж. Дж. К. Максвелл тұжырымдап, шығарған. Максвелдің үлестірім функциясы 13.1 суретінде көрсетілген және келесі формуламен өрнектеледі:

$$f(\upsilon) = 4\pi\upsilon^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}}. \qquad (13.2)$$

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



13.1 сурет

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:

$$\upsilon_{ык} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}\,; \qquad (13.3)$$

– 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 графигінде 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:

$$<\upsilon> = \int_0^\infty \upsilon f(\upsilon) d\upsilon = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}\,. \qquad (13.4)$$

Орташа квадраттық жылдамдық:

$$\vartheta_{орткв} = \sqrt{\langle \vartheta^2 \rangle}\,;\ <\upsilon^2> = \int_0^\infty \upsilon^2 f(\upsilon) d\upsilon\,;\ \vartheta_{орткв} = \sqrt{\frac{3kT}{\pi\mu}}\,. \qquad (13.5)$$

$f(\upsilon)$ 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.

13.2 Сыртқы потенциалды өрістегі бөлшектердің таралуына арналған Больцман заңы

Идеал газ *V* көлемді алып тұр және *T* температурада тепе-теңдік күйде тұр деп айтайық. Сыртқы өріс жоқ кезде кез келген молекуланың орналасуы тең ықтималды. Сондықтан газ барлық көлемде бірдей $n = \frac{N}{V}$ концентрациямен таралады.

Егер газ сыртқы күш өрісінде орналақан болса, газ бөлшектері осы өрістің әсеріне ұшырайды. Газдың тығыздығы мен қысымы әр жерде әр түрлі 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:

$$n(z) = n_0 e^{-\frac{\varepsilon(z)}{kT}} \qquad (13.6)$$

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:

$$p(z) = p_0 e^{-\frac{mgz}{kT}} = p_0 e^{-\frac{\mu gz}{kT}}. \qquad (13.7)$$

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. Нақты газдар үшін ол тек қашықтықта молекулалар арасында өзара әсерлесуді ескермеген кезде ғана қолданылады. Өте төмен температурада (азғындалған газдар аймағы) молекулалардың қозғалысы классикалық заңдарға бағынбайды.

14 Дәріс №14. Термодинамиканың бірінші бастамасы. Жұмыс және жылу мөлшері

Дәріс мазмұны: термадинамиканың бастамалары қарастырылады.

Дәріс мақсаттары:

- макрожүйеде өтетін процестерді талдауда олардың қолдану әдістерін меңгеру;
- термодинамиканың негізгі заңдарын (бастамаларын) оқып үйрену.

Термодинамика бастамалары негізіндегі тәжірибелерде тікелей өлшенетін шамалармен (макроскопиялық параметрлер: *көлем, температура, қысым* және т.б.) сипатталатын материялық денелердің қасиеттерін зерттеу *термодинамиканың негізгі тапсырмасы* болып табылады. Бұл жағдайда заттың құрылымы жөнінде ешқандай модельдік көріністер қарастырылмайды.

14.1 Жылу мен жұмыс термодинамикада энергия алмасу формалары.

Макроскопиялық денелер ішкі энергиясы бөлшектер жүйесінің механикалық энергиясынан сапалық жағынан ерекшеленеді. Бұл айырмашылық ішкі энергияны өзгертудің екі формасы – жұмыс пен жылу болған кезде ғана байқалады.

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:*

$$dU = dQ + dA' \text{ немесе } dQ = dU + dA, \qquad (14.1)$$

мұндағы A – жүйеде атқарылған жұмыс;

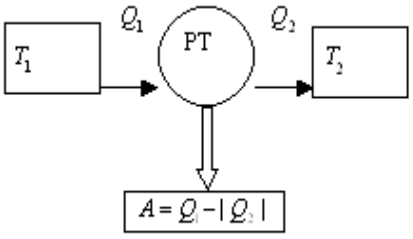
A' – сыртқы күштердің атқарған жұмысы.

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.

14.2 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 $Q_1 = A_{12}$.



14.1 сурет

Бірақ, 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 (14.1 сурет). Жылу двигателінің тиімділігі оның *пайдалы әсер коэффициентімен* сипатталады:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < 1 \ . \qquad (14.2)$$

(14.2) өрнегі жылу машиналарының ПӘК-і әрқашан бірден кіші болатынын көрсетеді. Бұл қорытынды термодинамиканың бірінші бастамасының салдары болып табылмайды, ол негізгі заңдардың тағы бір түрі –*термодинамиканың екінші заңының* мазмұнын сипаттап береді. 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.

14.3 Карно циклі. Карно теоремасы және Клаузиус теоремасы

Карно циклі барлық дөңгелек процестердің ішінде ерекше орын алады. Ол бір қыздырғыш (T_1) пен бір салқындатқыш (T_2) арқылы 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:

$$\eta_0 = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \ . \qquad (14.3)$$

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-не қарағанда кіші, яғни $\eta < \eta_0$. Олай болса:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \le \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad . \qquad (14.4)$$

Макрожүйелерде нақты қайтымды процестер болуы мүмкін емес, сондықтан (14.3) өрнегі асимптотикалық сипатқа ие, яғни дәл мәнін көрсету мүмкін емес.

Карно теоремасы (14.4) термодинамиканың екінші заңының математикалық өрнегін береді, ол бір қыздырғышы мен бір салқындатқышы бар тұйық процестер үшін ғана қолданылады. (14.4)-гі теңдік белгісі қайтымды процестер үшін, теңсіздік белгісі – қайтымсыз процестер үшін.

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

$$\oint \frac{dQ}{T} \le 0 . \qquad (14.5)$$

15 Дәріс №15. Термодинамиканың екінші бастамасы. Энтропия

Дәрістің мазмұны: Термодинамиканың екінші бастамасы. Энтропия ұғымдарын қарастырады.

Дәрістің мақсаты: Термодинамиканың екінші бастамасы. Энтропия ұғымдарын меңгеру.

15.1 Энтропия. Термодинамиканың екінші заңы - энтропияның өсу заңы

Термодинамиканың екінші заңының барлық қаралған тұжырымдамалары процестің мүмкіндіктерін талдау үшін энергия мөлшерінің сақталуының жеткіліксіз екенін көрсетеді. Энергия сандық түрде ғана емес, сапалық түрде де сипаттталуы қажет. Энергияның сапасын анықтайтын және термодинамиканың екінші заңындағы шектеулерді сандық түрде сипаттайтын шама S энтропия болып табылады.

Кез келген қайтымды цикл үшін Клаузиус теоремасын (15.5) жазайық:

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 . \qquad (15.1)$$

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

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad \text{және} \quad S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} \quad . \qquad (15.2)$$

(15.1) формуласын термодинамикадағы энтропияның анықтамасы ретінде қарастыруға болады.

(15.1) 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 (15.1) және (15.2) қатынастары негізінде есептеледі:

$$TdS = dU + dA. \qquad (15.3)$$

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:

$$k = \ln \Omega, \qquad (15.4)$$

мұндағы k –Больцман тұрақтысы;

Ω – берілген макрокүйдің статистикалық салмағы.

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

Барлық атомдар белгілі орындарға мықтап бекітілген деп қарастырайық. Онда тек қана бір микрокүй бар деп айтуға болады, яғни $\Omega = 1$ және $S = 0$. 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:

$$\Delta S \geq 0\,, S_2 \geq S_1. \qquad (15.5)$$

(15.5) 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.

Бірақ флуктуациялар да болуы мүмкін. Оқшауланған жүйедегі энтропияның арту заңы статистикалық сипатқа ие.

(15.5) –да математикалық түрде өрнектелген термодинамиканың екінші заңы оған дейін қарастырылған тұжырымдамалармен астасады.

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. Әртүрлі техникалық құрылғылар мен технологияларды жасауда энергия, энтропия және жүйенің жұмыс істеу мүмкіндігінің арасындағы байланысты назарда ұстау қажет.

16 Дәріс №16. Физикалық кинетика элементтері. Газдардағы тасымал құбылыстары

Дәрістің мазмұны: тасымал құбылысы мен нақты газдарға шолу жасау.

Дәрістің мақсаттары:

- тасымал құбылыстарының ортақ заңдылықтарын, механизмдерін және жеке сипаттамаларын түсіндіру;
- тасымал құбылыстармен танысу.

16.1 Тасымал құбылыстарының молекула-кинетикалық теориясының элементтері

Термодинамикалық 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:

$$J_m = -D\frac{d\rho}{dx}, \qquad (16.1)$$

мұндағы J_m- масса ағынының тығыздығы – ол бір өлшем уақытта x осіне перпендикуляр бір өлшем 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:

$$D = \frac{1}{3}\langle \upsilon \rangle \langle l \rangle \qquad (16.2)$$

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

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

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

$$M = D\frac{d\rho}{dx}t. \qquad (16.3)$$

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

$$J_E = -\lambda \frac{dT}{dx}, \qquad (16.4)$$

мұндағы J_m - жылулық ағынның тығыздығы – ол бір өлшем уақытта x осіне перпендикуляр бір өлшем 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:

$$\lambda = \frac{1}{3}c_V \rho \langle \upsilon \rangle \langle l \rangle, \qquad (16.5)$$

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 бір өлшем уақытта модулі бойынша әсер ететін күшке тең бір қабаттан екінші қабатқа импульстің берілу үрдісі ретінде қарастыруға болады. Ішкі үйкелісті бейнелейтін *Ньютон заңы*:

$$J_p = -\eta \frac{d\upsilon}{dx}\ , \qquad (16.6)$$

мұндағы j_p - импульс ағынының тығыздығы – ол бір өлшем уақытта x осінің оң бағыты бойынша және перпендикуляр бір өлшем аудан арқылы тасымалданатын толық импульсімен анықталатын шама

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

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

$$\eta = \frac{1}{3}\rho\langle\upsilon\rangle\langle l\rangle . \qquad (16.7)$$

Барлық тасымалдау құбылыстарының заңдылықтары бір-біріне ұқсас. Фурье, Фик және Ньютон заңдары олардың математикалық өрнектерінің сыртқы ұқсастығын орнатуға мүмкіндік берілуі молекулалардың бейберекет қозғалыс және бір-бірімен соқтығысу үрдісі кезіндегі орын ауыстырудың молекулалық механизмдері жылуөткізгіштік, диффузия және ішкі үйкеліс негізіндегі молекула-кинетикалық теориясымен негізделіп, қорытылып шығарылғанға дейін орнатылған болатын.

Жылуөткізгіштік, диффузия және ішкі үйкеліс коэффициентері үшін формулалар тасымалдау құбылыстарының коэффициенттерін және молекулалардың жылулық қозғалысының сипаттамаларын байланыстырады. Осы формулалардан λ,D және η араларындағы келесі қарапайым тәуелділіктер шығады:

$$\eta = \rho D;\ \frac{\lambda}{\eta c_V} = 1. \qquad (16.8)$$

17 Дәріс №17. Нақты газдар

Дәрістің мазмұны: нақты газдарға шолу жасау.

Дәрістің мақсаттары: нақты газдардың қасиеттерін оқып үйрену.

17.1 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:

$$(p + \frac{\nu^2 a}{V^2})(V - b) = \nu RT, \qquad (17.1)$$

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:

$$U = \nu C_V T + U' = \nu C_V T - \frac{a\nu^2}{V}, \qquad (17.2)$$

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.

18 Дәріс №18. Электростатикалық өріс. Электростатикалық өріс үшін Гаусс теоремасы

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.

18.1 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 е – элементар зарядтардан тұрады: $q = \pm Ne$, мұндағы $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Бұл қасиет электр зарядының кванттылығы деп аталады.

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

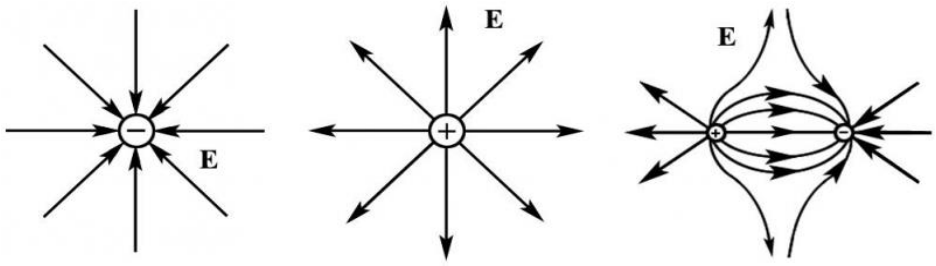
Келтірілген қасиеттер фундаменталды заңдар, олар басқа заңдардан қорытылып шығарылмайды, және осы қасиеттерді теріске шығаратын құбылыстар кездескен жоқ.

18.2 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:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}. \qquad (18.1)$$

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 (18.1 сурет).



18.1 сурет

Жоғарыдағы (18.1) 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:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^{n} \vec{F}_i \ . \qquad (18.2)$$

Берілген зарядтар жүйесіндегі қорытқы $\vec{E}$ өріс кернеулігі үшін (18.2) өрнегін ескеріп, төмендегі өрнекті жазуға болады:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^{n} \vec{E}_i \ . \qquad (18.3)$$

Бұл формула электр өрістерінің суперпозиция принципін өрнектейді.

18.3 Электростатикалық өріс үшін Гаусс теоремасы

Элетростатиканың негізгі есебі өрістің негізгі сипаттамалары: E өріс кернеулігін және φ потенциалын берілген шамалар бойынша табу және кеңістікте зарядтардың таралуын анықтау. Бұл есепті екі жолмен шешуге болады. Олар: суперпозиция принципі (18.3) және Гаусс теоремасы.

Электр өрісінің S бет арқылы өтетін кернеулік векторының ағынын:

$$\Phi = \int_S \vec{E} d\vec{S} = \int_S E dS \cos\alpha = \int_S E_n dS \ , \qquad (18.4)$$

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

$$\oint_S \vec{E}d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_i q_i \,. \qquad (18.5)$$

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 теоремасын біркелкі зарядталған шексіз сымның, екі параллель шексіз жазықтықтың, зарядталған сфералық және цилиндрлік беттердің электростатикалық өрістерін есептеуге қолдануға болады.

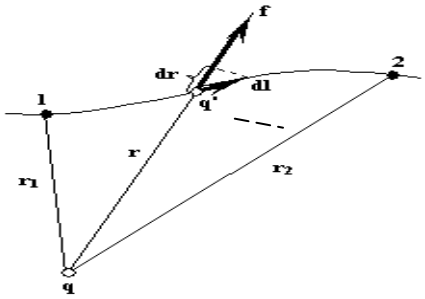
Гаусс теремасы (18.5) *электростатикалық өріс көзі- электр зарядтары екенін білдіреді.*

19 Дәріс №19. Электростатикалық өріс потенциалы

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.



19.1 сурет

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

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right). \qquad (19.1)$$

Осы (19.1) 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:

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r_1} - \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0 r_2} = W_{p1} - W_{p2} = -\Delta W_p. \qquad (19.2)$$

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 зардтың потенциалдық энергиясына тең):

$$\varphi = \frac{W_p}{Q_0}. \qquad (19.3)$$

Өріс күшінің потенциалы φ_1 1 нүктеден потенциалы φ_2 2 нүктеге Q_0 зарядтың орнын ауыстыруға жасайтын жұмысы

$$A_{12} = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) \qquad (19.4)$$

өрнегімен анықталады.

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:

$$\oint_L \vec{E}d\vec{l} = 0. \qquad (19.5)$$

$\oint_L \vec{E}d\vec{l}$ - $\vec{E}$ *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 (19.5) қасиетке ие болатын күш өрісі *потенциалды өріс* болып табылады. (19.5) формуласы электростатикалық өріс үшін дұрыс.

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

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:

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial}{\partial}\vec{k} \qquad (19.6)$$

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

20 Дәріс №20. Электростатикалық өрісіндегі өткізгіштер

Дәріс мазмұны: электростатикалық өрістегі өткізгіш қасиеттеріне шолу

Дәріс мақсаты:

- өткізгіштердің индукциялану құбылысын оқып үйрену;
- өткізгіштердің электр сыйымдылығы және конденсаторлар туралы түсінікті дамыту.

20.1 Электростатикалық өрістегі өткізгіш

Өткізгіштер деп зарядталған бөлшектері бар және олар электр өрісінің әсерінен орын ауыстыруға қабілетті денелерді айтады. Бұл бөлшектердің заряды *еркін зарядтар* деп аталады. Металл өткізгіште еркін зарядтарды тасушы- электрондар болып табылады. Металдың нейтраль атомдары бір-бірімен өзара әсерлеседі де әсерлесудің нәтижесінде атомдардың ішкі қабатында өз атомдарымен байланысын жоғалтады және өткізгіш үшін түгелдей жалпы болады. Осылайша, өткізгіштерді жалпы ортақ электрондардан тұратын теріс зарядталған газбен қоршалған оң зарядталған иондар түрінде қарастыруға болады.

Электростатикалық индукция деп электростатикалық өріске енгізілген өткізгіште зарядтардың қайта орналасу құбылысын айтады. Зарядталмаған пластинаны (өткізгішті) біртекті өріске енгізгенде елеусіз аз уақытта зарядтар қайта орналасады. Бұл процесс нәтижесінде шығатын пластина ішіндегі өріс кернеулілігі нөлге тең болады және зарядтар қозғалысы тоқтайды. Сондықтан өткізгіштің ішінде электростатикалық өріс жоқ. Сезгіш құрылғылар металл корпуста немесе сеткада орналастырылады, онда ешқандай сыртқы өріс оларға әсер етпейді электростатикалық қорғау осыған негізделген.

20.2 Өткізгіштердің электр сыйымдылығы және конденсаторлар

Электростатикалық өрісте кез келген өткізгіштің беті эквипотенциалды болып келеді. Өткізгіш ішіндегі өріс кернеулігі нөлге тең болғандықтан өткізгіштің *ішіндегі* барлық нүктелерде потенциалдар бірдей болады. *Эквипотенциал бет* бойымен зарядтың орын ауыстыруы кезінде өрістің жұмысы *нөлге тең*.

Электр сыйымдылығы дегеніміз екі өткізгіштің *электр зарядын ұстап қалу қабілетін* сипаттайтын шама.

Екі өткізгіштің электр сыйымдылығы деп екі өткізгіштің бірінің зарядының олардың потенциал айырмасына қатынасын айтады:

$$C = \frac{q}{U}. \qquad (20.1)$$

Дараланған өткізгіштің электр сыйымдылығы деп өткізгіштің q зарядының оның φ потенциалына қатынасын айтады:

$$C = \frac{q}{\varphi}. \qquad (20.2)$$

Өткізгіштің *электр сыйымдылығы* оның *формасына, сызықты өлшемдеріне* және қоршаған ортаның *электрлік қасиеттеріне тәуелді*.

Өткізгіштің электр сыйымдылығы ХБ жүйесінде 1Ф = 1Кл/В болады. Бұл бірлікті *фарад* (1*Ф*) деп атайды.

Конденсатор деп *диэлектриктердің жұқа қабатымен бөлінген* модульдары бойынша тең *әр аттас зарядталған* зарядтардың екі өткізгіштен тұратын жүйесін айтады.

Конденсаторлар *жазық, сфералық* және *цилиндрлік* деп бөлінеді.

Конденсатордың электр сыйымдылығы жоғарыда көрсетілген формуладағыдай екі өткізгіштің электр сыйымдылығымен есептеледі:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}.$$

Зарядталған конденсатор энергиясы мына формуламен анықталады:

$$W_p = \frac{q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2}, \qquad (20.3)$$

мұндағы q – конденсатор орамының заряды,

U – орамдар арасындағы потенциалдар айырымы.

Электр өрісінің энергиясы өрістің негізгі сипаттамасы *кернеулік* арқылы өрнектеледі:

$$W_p = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} \qquad (20.4)$$

мұндағы ε_0 - электр тұрақтысы.

Берілген кернеуде қажетті сыйымдылықты алу үшін конденсаторды батареяға жалғайды.

21 Дәріс № 21. Электростатикалық өрістегі диэлектриктер

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.

21.1 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)).

Диэлектриктерді сыртқы электр өрісіне енгізсе сыртқы өріс әсерінен диэлектрикте нөлден өзгеше электр моменті пайда болады, яғни диэлектрик үйектелінеді.

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:

$$\vec{P} = \frac{1}{\Delta V}\sum_i \vec{p}_i \,, \qquad (21.1)$$

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

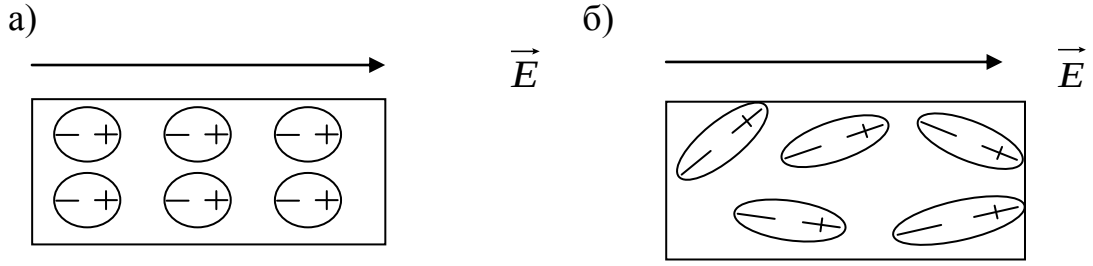
Үйектелу векторының модулы диэлектриктертердің үйектеліну дәрежесін анықтайды, ал бағыты үйектелу бағытымен сәйкес келеді.

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

$$\vec{P} = \varepsilon_0 x\vec{E}\,, \qquad (21.2)$$

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 (21.1, а сурет), сондықтан үйектеліну $\vec{P} = n\vec{p}_e$ өрнегімен анықталады (n – молекулалардың концентрациясы).



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

Мұндай диэлектриктердегі диэлектрлік қабылдағыштық температураға тәуелді емес. Температура тек молекулалардың концентрациясына ғана жанама әсері болуы мүмкін.

Полярлы диэлектриктер жағдайында сыртқы өрістің бағдарлаушы әсеріне молекулалардың жылулық қозғалысы кедергі жасайды (21.1(б) сурет). Нәтижесінде кейбір молекулалардың диполдік моменттері өріс бағытында бағдарланып, есептеулер мен тәжерибелерден (21.2) өрнегі шығады.

Полярлы диэлектриктерде диэлектрлік қабылдағыштық температураға кері пропорционал. Кристалды диэлектриктерде де үйектелу – өріс кернеулігімен (21.2) қатынастағыдай байланыста. $\vec{E}$ мен $\vec{P}$ арасындағы сызықты тәуелділік күшті емес өрістерде орындалады. Кейбір диэлектриктерге (21.2) өрнегі қолданылмайды. Олар кейбір кристалдар (электриттер, сегнетоэлектриктер). Сегнетоэлектриктерде $\vec{E}$ мен $\vec{P}$ арасындағы байланыс сызықсыз және $\vec{E}$-нің бұрынғы мәндеріне де тәуелді (бұл құбылыс гистерезис деп аталады).

Диэлектрикті сыртқы өріске орналастырса ол 11.1 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:

$$\sigma' = P\cos\alpha = P_n \ . \qquad (21.3)$$

(21.2) өрнегін ескеріп мына формулаға келеміз

$$\sigma' = P_n = \varepsilon_0 x E_n , \qquad (21.4)$$

мұндағы P_n –беттің берілген нүктесіндегі сыртқы нормалдағы үйектелінудің проекциясы;

E_n – өріс кернеулігінің сол нормалдағы проекциясы.

21.2 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:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \ . \qquad (21.5)$$

Ығысу векторы $\vec{D}$ екі түрлі физикалық шамалардың қосындысынан тұрады: $\varepsilon_0 \vec{E}$ және $\vec{P}$, сондықтан ол көмекші вектор, оның қандай да бір физикалық мағынасы жоқ, көп жағдайда диэлектриктердегі электр өрісін оқып үйренуге жеңілдік жасайды.

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

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \sum_i q_i \ . \qquad (21.6)$$

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

Жоғарыдағы (21.2) өрнектегі $\vec{P}$ мәнін (21.5), өрнегіне қойып алатынымыз:

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

немесе

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} \ , \qquad (21.7)$$

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

21.3 Екі диэлектрик шекарасындағы шарттар

Екі біртекті изотропты диэлектрик шекарасында $\vec{E}$ және $\vec{D}$ векторлары электростатиканың негізгі теоремаларымен анықталады. $\vec{E}$ векторының (21.4) циркуляциясы туралы теорема бойынша:

$$E_{1\tau} = E_{2\tau} \ , \ \frac{D_{1\tau}}{D_{2\tau}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \ , \qquad (21.9)$$

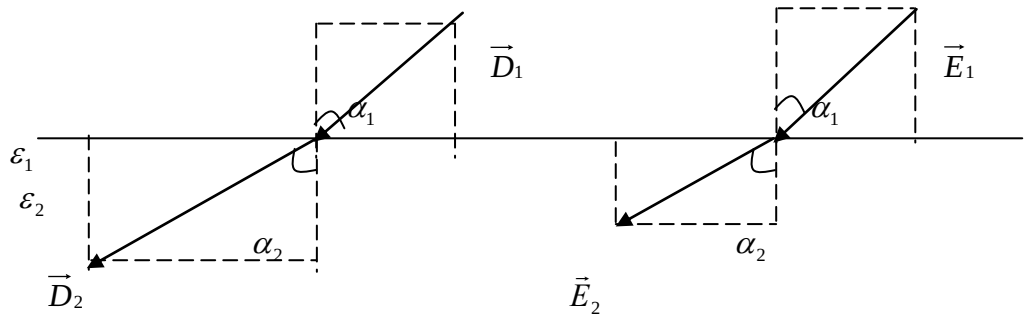
$\vec{E}$ векторының тангенциал құраушысы шекаралық бетке жақын жерде екі жақта да өзгермейді, ал $\vec{D}$ векторының тангенциал құраушысы шекаралықтан өткенде секірмелі өзгереді.

$\vec{D}$ векторы үшін Гаусса (21.6) теоремасынан келесі қатынастарды аламыз:

$$D_{1n} = D_{2n}, \ \frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \quad . \qquad (21.10)$$

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 (21.9) және (21.10) қатынастары осы вектор сызықтары сынатынын білдіреді және осының салдарынан беттің шекарасына түсірілген нормал мен $\vec{E}$ сызықтарының арасындағы α бұрышы өзгереді (21.2 сурет).



21.2 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

$$\frac{tg\alpha_2}{tg\alpha_1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \qquad (21.11)$$

формуласымен өрнектеледі.

22 Дәріс №22. Электростатикалық өріс энергиясы

Дәріс мазмұны: электростатикалық өріс энергиясын оқып үйрену.
Дәріс мақсаты:
-зарядтар жүйесінің әсерлесу энергиясын оқып үйрену;
- конденсаторлар мен оқшауланған өткізгіш энергиясын оқып үйрену.

22.1 Зарядтар жүйесінің әсерлесу энергиясы

Бөлшектер жүйесінің әсерлесу энергияларының өзгерісі нәтижесінде осы бөлшектердің өзара орын ауыстыру жұмыстары жасалынады. Егер бөлшектер жүйесіндегі әрқайсысының өрістегі энергиялары W_{12} және W_{21}

болса, онда олар өзара тең $W_{12}=W_{21}=W_p$, сондықтан екі бөлшектің әсерлесу энергиясы төмендегідей жазылады:

$$2Wp = \frac{1}{2}(W_{12} + W_{21}). \qquad (22.1)$$

Сәйкесінше жүйедегі барлық әсерлесуші бөлшектер жүйесі үшін:

$$W_p = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n} W_{pi}, \qquad (22.2)$$

деп жазуға болады. Мұндағы W_{pi}– і-ші бөлшектің жүйедегі қалған барлық бөлшектердің өрісіндегі потенциалды энергиясы.

Әсерлесуші нүктелік зарядтар жүйесі үшін:

$$W_p = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n} q_i\varphi_i, \qquad (22.3)$$

мұндағы φ_{1i}– жүйедегі барлық зарядтардың q_i заряд орналасқан нүктедегі толық потенциалы.

Егер заряд V көлем бойынша ρ көлемдік тығыздықпен үздіксіз таралатын болса, онда зарядтар жүйесін $dq = \rho dV$ элементар зарядтардың жиынтығы ретінде қарастырып, (12.3) қосындыдан интегралдауға өтеміз:

$$W_p = \frac{1}{2}\int_V \rho\varphi \cdot dV, \qquad (22.4)$$

мұндағы φ – жүйедегі барлық зарядтардың dV көлем бөлігіндегі тудыратын потенциалы.

22.2 Конденсаторлар мен оқшауланған өткізгіш энергиясы

Өткізгіштің q заряды мен φ потенциалы болсын. Сонда зарядталған өткізгіш энергиясы

$$W_p = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{C\varphi^2}{2} \qquad (22.5)$$

түрінде жазылады.

Зарядталған өткізгіш энергиясы оны зарядтауға кеткен сыртқа күштердің жұмысына тең.

Зарядталған конденсатор үшін келесі өрнек алынған:

$$Wp = \frac{q^2}{2c} = \frac{CU^2}{2} = \frac{qU}{2}. \qquad (22.6)$$

22.3 Электростатикалық өріс энергиясы

Зарядталған жазық конденсаторды қарастырамыз. Оның энергиясы (22.7) формуласымен, ал электр сыйымдылығы

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} \qquad (22.7)$$

өрнегімен анықталады.

Егер конденсатор астарларының d ара қашықтығы оның өлшемдерінен айтарлықтай аз болса, онда конденсатор энергиясын біртекті деп қарастыруға болады. Сонда $U = E \cdot d$, осы және (22.5) өрнектерін (22.6) формуласына қойып, алатынымыз:

$$W_p = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} \cdot S \cdot d = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} V, \qquad (22.8)$$

мұндағы $V = S \cdot d -$ жазық конденсатордағы өрістің алып тұрған көлемі.

Бұл формулада конденсатор энергиясы электр өрісін сипаттайтын $\vec{E}$ өріс кернеулігімен өрнектелетіні көрініп тұр. Осы жағдайда энергия таралған көлем бойынша осы энергияны тасымалдаушы рөлін өріс атқарып тұр. Тұрақты өріс және оған себепші зарядтар бір-бірімен тікелей байланыста. Алайда уақыт бойынша өзгеретін өріс өзін тудырушы зарядтарға байланыссыз болады да кеңістікте электромагнитті толқын ретінде тарай береді.

Атап айтқанда, Жер бетіндегі тіршілікке керекті энергия, Күннен электромагнитті толқындармен (жарықпен) жеткізіледі, радиоқабылдағыштардағы сөйлететін энергиялар орталық станциядан электромагнитті толқындармен жеткізіледі т.с.с. Осы фактілер энергия тасымалдаушылар өріс екендігін білдіреді.

Электростатикалық өріс энергиясының көлемдік тығыздығын (22.8) өрнегін пайдаланып мына түрде алуға болады:

$$w = \frac{Wp}{V} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} = \frac{D^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{ED}{2}. \qquad (22.9)$$

Изотропты диэлектриктерде $\vec{E}$ және $\vec{D}$ векторларының бағыттары бағыттас, сондықтан (12.9) формуласындағы $\vec{D}$-ны $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ -ге алмастырып, алатынымыз:

$$w = \frac{\vec{E}\vec{D}}{2} = \frac{\vec{E}(\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P})}{2} = \frac{\varepsilon_0 \vec{E}^2}{2} + \frac{\vec{E}\vec{P}}{2}. \qquad (22.10)$$

Бірінші қосынды вакуумдегі, екіншісі диэлектрикті үйектеуге кеткен өріс энергия тығыздығын сипаттайды.

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

$$W = \int_{VV} w \cdot dV = \int \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} dV \quad . \qquad (22.11)$$

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

23 Дәріс №23. Тұрақты электр тогы

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

Дәріс мақсаты:

- тұрақты электр тогының негізгі сипаттамаларын оқып үйрену;
- металдардың электр өткізгіштігінің классикалық теориясын және одан электр тогының негізгі заңдарын оқып үйрену.

23.1 Электр тогының жалпы сипаттамалары және бар болу шарттары

Электр тогы - зарядталған бөлшектер мен макроскопиялық денелердің реттелген қозғалысы.

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:

$$I = \frac{dq}{dt} \quad . \qquad (23.1)$$

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. 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:

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}} \ . \qquad (23.2)$$

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

$$I = \int_S \vec{j} d\vec{S} \ . \qquad (23.3)$$

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

$$\vec{j} = q \cdot n \cdot <\vec{\upsilon}> . \qquad (23.4)$$

23.2 Үздіксіздік теңдеуі. Электр тогының стационарлық шарты

Егер ток өтіп жатқан өткізгіш ортадан S ойша тұйықталған бет алатын болсақ, (23.3) 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:

$$\oint_S \vec{j} d\vec{S} = -\frac{dq}{dt} . \qquad (23.5)$$

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.

23.3 Металдардың электрөткізгіштігінің классикалық және электрондық теориясы

К. Рикке (1901), С.Л. Мандельштам и Н.Д. Папалекси (1913), Р. Толмена и Б. Стюарта (1916) тәжірибелерінде металдардағы ток тасмалдаушылар 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 аз, электрондардың еркін жүруінің τ орташа уақыты төмендегі формуламен анықталады:

$$<\tau>=\frac{<l>}{<u>}, \qquad (23.6)$$

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

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

– металдардың электр кедергісі еркін элетрондардың 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:

$$<\vec{\upsilon}>=\frac{e<l>\vec{E}}{2m<u>}, \qquad (23.7)$$

ал ток тығыздығы –

$$\vec{j}=\frac{ne^2\vec{E}<l>}{2m<u>}. \qquad (23.8)$$

өрнектерімен анықталады.

$$\gamma=\frac{2me^2<l>}{2m<u>} \qquad (23.9)$$

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

$$\vec{j}=\gamma\vec{E}=\frac{1}{\rho}\vec{E}. \qquad (23.10)$$

(23.10) формуласы *дифференцал түрдегі Ом заңын* өрнектейді.

Электрон әр соқтығыста тордағы ионға электр өрісінің орташа энергиясын береді:

$$<W_k>=\frac{1}{2}m<\upsilon_{\max}>^2=\frac{1}{2}\frac{eE^2<l>^2}{m<u>^2}. \qquad (23.11)$$

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

Сондықтан токтың жылулық қуатының көлемдік тығыздығы төмендегідей өрнектеледі:

$$w=\frac{ne^2<l>E^2}{2m<u>} \qquad (23.12)$$

немесе

$$w=\gamma E^2. \qquad (23.13)$$

(23.13) 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.

24 Дәріс №24. Газдар мен плазмадағы электр тогы

Дәрістің мазмұны: газдардың электр өткізгіштігін баяндайды;

Дәрістің мақсаты: газдардың және плазманың электрлік қасиеттеріне шолу жасау.

24.1 Газдардың өткізгіштігі және ток тасымалдаушылар

Қалыпты жағдайда барлық газдар диэлектриктер болвп саналады және электр тогын өткізбейді. Мұны көптеген аспаптарда ауаны изолятор ретінде қолданатынынан байқауға болады. Бұл газдарда токты тасымалдайтын (еркін зарядтардың) бөлшектердің концентрациясы аздағымен түсіндіріледі.

Алайда қандай да ионизаторлар көмегімен газдарды өткізгішке айналадыра аламыз. Ионизатор ретінде (газ молекулаларын иондау) рентген сәулелерін, ультракүлгін сәулелер, радиоактивті сәулелер, үдетілген электрондар т.б. қолданылады. Газда ионизациямен қатар кері процесс-иондардың рекомбинациясы да жүріп жатады, яғни газ иондарынан нейтрал молекулалар түзіліп жатады.

Молекулаларды иондау кезінде бір немесе бірнеше электрондар бөлініп шығып, нәтижесінде молекулалар иондарға айналады. Валенттілік электронды атомынан жұлып шығаруға кеткен жұмысты – W_i ионизация энергиясы деп атайды. Ол мынаған тең:

$$W_i = e\varphi_i , \qquad (24.1)$$

мұндағы φ_i - *ионизация потенциалы*.

Сыртқы электр өрісінің әсерінен иондалыну нәтижесінде пайда болған электрондар мен иондар қозғалысқа түсіп, электр тогы пайда болады.

Газ разряды - жылулық, оптикалық, электрлік және шумдық құбылыстардың әсерінен газ арқылы электр тогының өтуі. Көп жағдайда газды разрядтың өтуіне иондардың рөлі маңызды. Газдарда электр тогы түрлі (электрондар, түрлі иондар) тасымалдаушылар арқылы өтеді. Сондықтан газдардағы қорытқы ток жеке тасымалдаушылардың токтарының қосындысына тең:

$$J = \sum J_i = \sum_i \gamma_i E_i = \gamma E \ . \qquad (24.2)$$

Осыдан ток тасымалдаушылардың қорытқы γ электр өткізгіштігі мына өрнекпен анықталады:

$$\gamma = \sum_i \frac{n_i (Ze)_i^2 \lambda_i}{2 m_i u_i}, \qquad (24.3)$$

мұндағы n_i -концентрация;

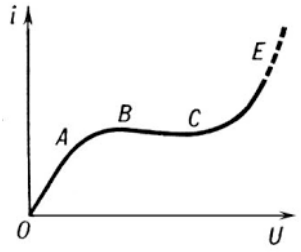
$(Ze)_i$ –заряды;

λ_i - орташа еркін жүру жолының ұзындығы;

m_i -масса;

u_i -хаосты қозғалыстың орташа жылдамдығы.

Бұлар әр бір ток тасымалдаушы үшін әр түрлі. Газдық разрядтың екі түрі бар: өздік және өздік емес. *Өздік емес(тәуелді)* газ разрядында газ өткізгіштігі сыртқы ионизаторлар көмегімен жүреді. Ал электродтар арасындағы электр өрісі арттырғанда, ионизатырсыз ақ газдың иондалуын *өздік разряд (тәуелсіз)* деп аталады. Газдық разрядтың вольт-амперлік сипаттамасы 24.1 суретте келтірілген.



24.1 сурет

Сызбаның түзу бөлігі (О-А) Ом заңына бағынады, кернеудің артуымен ток қанығу (В-С) мәніне жетеді. Қанығу тогының мәні сыртқы ионизатордың бірлік уақыттағы разряды кезіндегі ток тасымалдаушылар санымен шектелген. Алайда кернеуді одан әрі арттырсақ (С-Е) ток кенеттен арта бастайды, яғни үлкен кернеуде электрондар үлкен кинетикалық энергияға ие болып соқтығыса бастыйды, соның нәтижесінде иондалу артады. Мұндай процесті *соққы ионизациясы* деп атайды.

Газдың қысымына және электродтарға берілген кернеу шамасына байланысты *өзіндік(тәуелсіз) газ разрядының түрлері:* солғын разряд, ұшқынды разряд, доғалық разряд, тәж разряды. *Газ разрядының сипатын анықтаушы параметрлер* – газдың химиялық құрамы, температурасы мен қысымы, электродтардың материалы, конфигурациясы мен өлшемдері, электродтар арасына берілген кернеу, газдың тығыздығы.

24.2 Плазма туралы түсінік

Плазма – оң, теріс және нейтрал бөлшектерден тұратын квазинитрал - жүйе. Бұл терминді ғылымға ең алғаш 1929 ж. Ленгмюр мен Тонкс енгізген. Бірақ кез келген зарядталған бөлшектерден тұратын жүйені квазинеитрал жүйе деп айтуға болмайды, яғни квазинейтралдық шартын қанағаттандыра бермейді. Жалпы зарядталған бөлшектерден тұратын жүйенің квазинейтралдық шарты деп оң және теріс зарядталған бөлшектердің көлемдік тығыздығы шамамен тең болуы (n- ≈n+).

Плазманың күйін сипаттайтын негізгі параметрлер: Дебай радиусы (зарядталған бөлшектерден тұратын жүйенің кеңістік бойынша өзара ажырау масштабы), $\tau_в$ зарядтардың өздігінен ыдырау уақыты, плазманың сипаттамалық жылдамдығы, Ленгмюр жиіліг, n_α консентрациясы,

температурасы Tα. Бұл жерде α – сәйкесінше электронды, ионды немесе атомды көрсетеді.

Плазма зат күйінің төртінші түрі деп саналғанмен көп жағдайда газ заңдарына бағынады және өзін газ сияқты ұстайды. Бірақ кей жағдайларда, мәселен, электрлік және магниттік өрістерде ол нейтрал газдан басқаша әсерге ұшырайды. Сондықтан да ол заттың төртінші агрегаттық күйі ретінде қарастырылады.

25 Дәріс №25. Токтың магнит өрісі. Вакуумдегі магнит өрісі

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

25.1 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, оның 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 өлшемдеріне және рамканың орналасуына тәуелді:

$$M = ISB\sin\beta \ , \qquad (25.1)$$

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

$$\vec{M} = IS\vec{n}\vec{B}. \qquad (25.2)$$

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

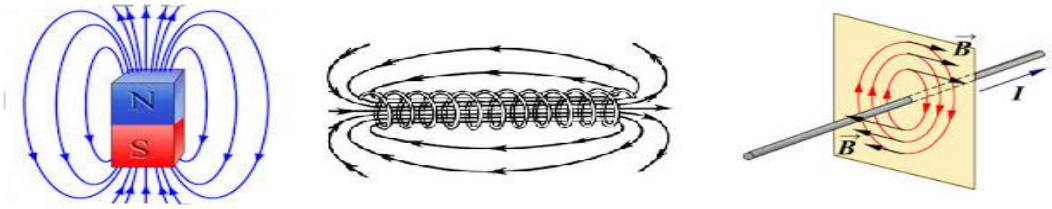
$$\overline{M} = \overline{P}\overline{B} \ . \qquad (25.3)$$

Осыдан магнит индукциясының шамасы

$$B = \frac{M}{P} \qquad (25.4)$$

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. Магнитиндукциясының күш сызықтарының электр өрісінің кернеулік сызықтарынан ерекшелігі - ол әр уақытта тұйық болады, 25.1 суретте әртүрлі жүйенің күш сызықтары көрсетілген. Тұйық болғандықтан оларды құйынды деп атайды.



25.1 сурет

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

25.2 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, онда осы нүктедегі қорытқы магнит өрісі олардың векторлық қосындыларымен анықталады:

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^{N} \vec{B}_i \cdot \qquad (25.5)$$

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:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I\left[d\vec{l}\vec{r}\right]}{r^3}. \qquad (25.6)$$

Модулі:

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} dl \sin\alpha\,, \qquad (25.7)$$

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

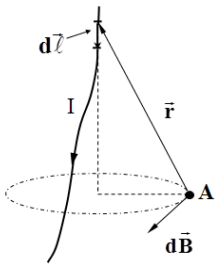
$I\,d\vec{l}$ - ток тығыздық векторының бағытымен сәйкес келетін ток элементі;

$\vec{r}$ – осы элементпен өрістің қарастырылған С нүктесін қосатын радиус-векторы, (25.2 сурет);

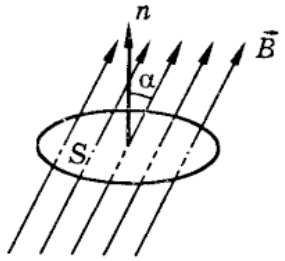
$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнит тұрақтысы;

I – өткізгіштегі ток күші.

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



25.2 сурет



25.3 сурет

25.3 Магнит ағыны. Магнит өрісінің негізгі заңдары

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

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

$$d\Phi = \vec{B}d\vec{S} = B_n dS = BdS\cos(\vec{B}\hat{\ }\vec{n}), \qquad (25.8)$$

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:

$$\Phi = \int_S \vec{B}d\vec{S} = \int_S B_n dS\,. \qquad (25.9)$$

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 (25.3 сурет)

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

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0 . \qquad (25.10)$$

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:*

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{i=1}^{N} I_i . \qquad (25.11)$$

Жоғарыда айтылғандай магнит өрісі потенциалды емес, екінші сөзбен айтқанда магнит индукциясының церкуляциясы нөлге тең емес, яғни магнит өрісі құйынды өріс екенін білдіреді. (25.11) өрнегі кейбір токтар конфигурацияларының өрісін есептеуге қолданылады.

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:

$$dA = IdФ . \qquad (25.12)$$

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

$$A = \int_1^2 IdФ \qquad (25.13)$$

тұрақты ток жағдайында

$$A = I(Ф_2 - Ф_1) = I\Delta Ф . \qquad (25.14)$$

26 Дәріс №26. Заттардағы магнит өрісі

Дәріс мазмұны: заттардағы магнит өрісінің негізгі сипаттамаларымен танысу;

Дәріс мақсаты: заттардағы магнит өрісін есептеудің негізгі әдістерін үйрену.

26.1 Атомдар мен молекулалардың магнит моменті

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

$$I = e\nu = \frac{e}{T} = \frac{eV}{2\pi r}, \qquad (26.1)$$

мұндағы ν, Т – электронның айналу жиілігі мен периоды.

Токтың магнит моменті:

$$P_m = IS, \qquad (26.2)$$

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

$$P_m = \frac{eV\pi r^2}{2\pi r} = \frac{eVr}{2}, \qquad (26.3)$$

немесе векторлық түрде:

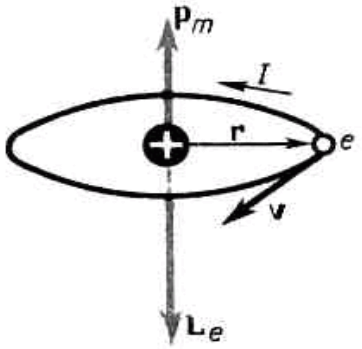
$$\vec{P}_m = \frac{e[\vec{V}\vec{r}]}{2}.$$

$\vec{P}_m$ бағыты $[\vec{V}\vec{r}]$ жазықтығына перпендикуляр болып ток бағытынмен оң бұрандалы, ал электронның қозғалыс бағытымен сол бұрандалы жүйені құрайды (26.1 сурет).

Орбита бойынша қозғалған электронның *орбиталды импульс моменті:*

$$\vec{L} = m[\vec{V}\vec{r}], \qquad (26.4)$$

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



26.1 сурет

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

$$\gamma = \frac{P_m}{L} = -\frac{eVr}{2mVr} = -\frac{e}{2m} \ . \qquad (26.5)$$

26.2 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:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B'} , \qquad (26.6)$$

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:

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V}\sum_{i=1}^{N}\vec{p}_{mi} , \qquad (26.7)$$

мұндағы ΔV – магнетиктің қарастырылған нүктесінің аймағынан алынған элементар көлем;

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

26.3 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:

$$\oint_S \vec{B}d\vec{S} = 0 . \qquad (26.8)$$

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:

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \mu_0(I + I') . \qquad (26.9)$$

Осы өрнектерді ескеріп алатынымыз:

$$\oint_L (\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J})d\vec{l} = I . \qquad (26.10)$$

Интеграл астындағы шама:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \qquad (26.11)$$

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:

$$\oint_L \vec{H}d\vec{l} = \sum_{i=1}^{N} I_i . \qquad (26.12)$$

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

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

Прамагнетиктер - B_0 сыртқы магнит өрісі мен B' өздік магнит өрістері бағыттас болып, магнит қабылдағышы $\chi > 0$ және $\chi \approx 10^{-7} - 10^{-6}$ м^3 / кмоль

аралығында жататып, 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 $\chi \approx 10^{-8} - 10^{-7}$ м^3 / кмоль аралығында жатады, температураға байланысты емес. Диамагнетиктерге мынандай заттар жатады: инертті газдар, Bi, Zn, Ag, су, шыны т.б.

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

Ферромагнетиктердің магнит қабылдағыштығы сыртқы өріс кернеулігіне байланысты.

26.4 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 11) және төмендегі формулалармен өрнектеледі:

$$B_{1n} = B_{2n}; \qquad \frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}; \quad H_{1\tau} = H_{2\tau}; \qquad \frac{B_{1\tau}}{B_{2\tau}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}. \tag{26.14}$$

$\overline{B}$ және $\vec{H}$ векторларының құраушылары үшін алынған екі диэлектрик шекарасындағы шекаралық шарттар бұл векторлардың сызықтары сынатынын, нәтижесінде α бұрышының өзгеретінін көруге болады.

Біртекті емес ортадағы магнит өрісін есептеуге толық ток және шекаралық шарттар қолданылады.

27 Дәріс №27. Электромагниттік индукция

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

Дәрістің мақсаты: электрмагниттік индукция құбылысын оқып үйрену.

27.1 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) 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*:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \qquad (27.1)$$

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:

$$\mathcal{E}_i = -N\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d\Psi}{dt}, \qquad (27.2)$$

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

27.2 Өздік және өзара индукция құбылыстары. Индуктивтілік

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

$$\mathcal{E}_o = -L\frac{dI}{dt}. \qquad (27.3)$$

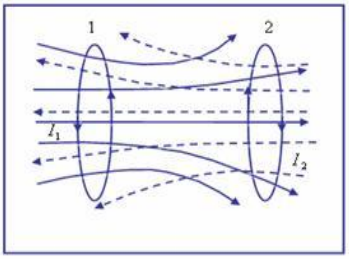
Минус таңбасы $\mathcal{E}_o$ әрқашан ток күшінің өзгерісіне кедергі жасайтындай етіп бағытталады (Ленц ережесіне сәйкес), L - контурдың индуктивтілігі деп аталатын коэффициент, ХБ жүйесінде өлшем бірлігі - Генри (Гн). Контурдың индуктивтілігі L контурдың пішіні мен өлшемдеріне, сондай-ақ қоршаған ортаның магниттік қасиеттеріне тәуелді, ол ток күшінің өзгерісіне қатысты контурдың *инерттілік мөлшері* болып табылады.

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

$$\Psi = L\,I, \qquad (27.5)$$

ферромагниттік орта бұл сызықтық (27.5) 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.



27.1 сурет

Бір-біріне жақын орналасқан екі қозғалмайтын контурларды қарастырайық (27.1 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:

$$\varepsilon_1 = -L_{12}\frac{d\,I_2}{d\,t}, \qquad \varepsilon_2 = -L_{21}\frac{d\,I_1}{d\,t}. \tag{27.6}$$

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.

27.3 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 $dA = \mathcal{E}_o Idt$ жұмыс атқаратын индукциялық ток пайда болады. (27.5) - ны қолданып, $dA = -LIdI$ өрнегін аламыз.

Магнит өрісінің энергиясының кемуі токтың жұмысына тең, сондықтан:

$$W_м = \int dA = -L\int_I^0 IdI = \frac{LI^2}{2}. \tag{27.7}$$

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:

$$w = \frac{dW_м}{dV} = \frac{B^2}{2\mu_0\mu} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \frac{\vec{B}\vec{H}}{2\mu_0\mu}, \qquad (27.8)$$

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

V көлемдегі магнит өрісінің энергиясы:

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

28 Дәріс №28. Максвелл теориясының негіздері

Дәрістің мазмұны: Максвелл теңдеулерінің электродинамикадағы маңызы ашып көрсетіледі.

Дәрістің мақсаты: Максвелл теңдеулерінің оқып үйрену.

28.1 Ығысу тогы

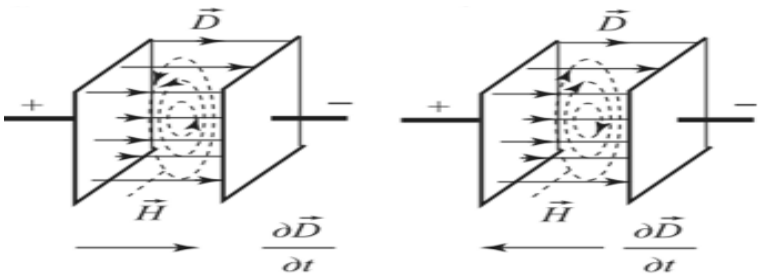
Айнымалы ток тізбегінде (28.1 сурет) конденсатор астарлары арасында өткізгіштік токты тұйықтайтын қандай да бір процесс өтеді, бұл – *ығысу тогы* болып табылады, ол токтың тығыздығы:

$$\vec{j}_{ыг} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} . \qquad (28.1)$$

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:

$$\oint_L \vec{H}\, d\,\vec{\ell} = \int_S \left(\vec{j}_{пр} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\,\vec{S}, \qquad (28.2)$$

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



28.1 сурет

(28.2) 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.

28.2 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:

$$\oint_L \vec{E}_B d\vec{\ell} = \mathcal{E}, \qquad (28.3)$$

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

Электромагниттік (16.1) индукция заңынан:

$$\oint \vec{E}_B d\vec{\ell} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad \text{немесе} \quad \oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = -\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} \qquad (28.4)$$

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 28.1 кестеде көрсетілген.

28.1 кесте

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

Алғашқы екі теңдеуден 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. 28.1 кестеде (5, 6, 7) қатынастары *материялық теңдеулер* деп аталады, себебі олар ортаның жеке қасиеттерін көрсетеді.

29 Дәріс №29. Еріксіз 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.

29.1 Еріксіз электромагнитті тербелістер

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

$$\ddot{q}+2\beta\dot{q}+\omega_0^2 q=(\varepsilon_m/L)\cos\omega t, \qquad (29.1)$$

бұл еріксіз тербелістің дифференциал теңдеуі, оның дербес шешімі

$$q=q_m\cos(\omega t-\varphi), \qquad (29.2)$$

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 (29.2) өрнекті былай жазуға болады:

$$q=\frac{q_m}{\sqrt{(\omega_0^2-\omega^2)^2+4\beta^2\omega^2}}\cdot\cos\left(\omega t-arctg\,\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2-\omega^2}\right). \qquad (29.3)$$

29.2 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

$$\mathcal{E}_i=-\frac{d\Phi}{dt}=BS\omega\sin\omega t=\varepsilon_0\sin\omega t, \qquad (29.4)$$

мұндағы $\mathcal{E}_0=BS\omega.$

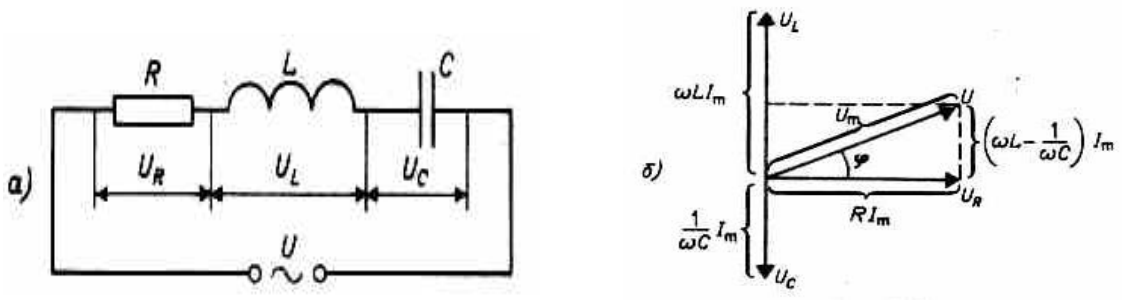
Олай болса, айнымалы ток үшін Ом заңы:

$$I=\frac{\mathcal{E}_i}{R}=\frac{\mathcal{E}_0\sin\omega t}{R}=I_0\sin\omega t. \qquad (29.5)$$

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 (29.1 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.



29.1 сурет

Ал U_L ндуктивтіліктегі кернеудің кемуі токтың фазасынан (29.1, 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 29.1, б суретте көрсетілген. Суреттен тізбектің кернеуі мен ток күшінің фазалық айырмасы φ мына өрнекпен анықталады:

$$tg\varphi = \frac{I_m\left(\omega L - \frac{1}{\omega c}\right)}{I_m R} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega c}}{R}. \qquad (29.6)$$

Жоғарыдағы 29.1 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:

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}, \qquad (29.7)$$

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:

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

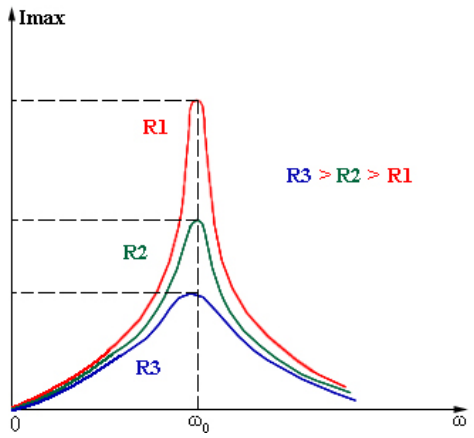
өрнегі шығады мұны *реактивті кедергі* деп атайды.

29.3 Резонанс

Жоғарыдағы (29.) 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 теңестіріп аламыз.
Сонда резонаныстық жиілік пен амплитуда:

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



29.2 сурет

29.2 суретте өшу коэффициетінің әртүрлі мәндеріне сәйкес келетін резонанстық қисық сызықтары берілген. R актив кедергілер аз болған сайын максимум сүйірлене түседі.

30 Дәріс №30. Электромагниттік толқын. Электромагниттік толқын энергиясы. Умов - Пойтинг векторы

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

Дәрістің мақсаты: электромагниттік толқындарды оқып үйрену.

30.1 Толқындық теңдеу. Толқын пакеті. Топтық жылдамдық

Максвелл теориясына сәйкес, еркін электр зарядтарынан $(\rho = 0)$ және макроскопиялық $(j = 0)$ токтардан қашықта орналасқан электромагниттік толқындар үшін (28.1кестедегі 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:

$$rot\vec{E} = -\mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t},\ rot\vec{H} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t},\ div\vec{E} = 0,\ div\vec{H} = 0, \qquad (30.1)$$

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 (30.1) теңдеуінен төмендегі өрнектерді алуға болады:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \quad \text{және} \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}; \qquad (30.2)$$

$$\mu_0 \mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = 0,\ \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} = 0. \qquad (30.3)$$

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

Бұл (30.2) теңдеулердің шешімдері:

$$E_y = E_m \cos(\omega t - kx + \varphi_1) \text{ және } H_z = H_m \cos(\omega t - kx + \varphi_2). \qquad (30.4)$$

Осы теңдеулерден электромагниттік толқынның негізгі қасиеттері шығады.

30.1.1 (30.3) 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.

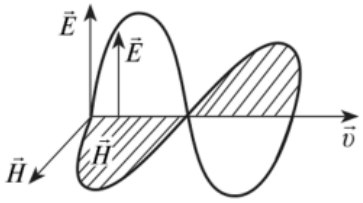
30.1.2 Электромагниттік толқындардың *фазалық жылдамдығы* ортаның қасиеттеріне тәуелді:

$$\upsilon = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu}}. \qquad (30.5)$$

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

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \, м/с. \qquad (30.6)$$

30.1.3 (30.2) теңдеуінен шығатыны: $\vec{E}$ және $\vec{H}$ векторлары өзара перпендикуляр, $\vec{\upsilon}, \vec{E}, \vec{H}$ векторлары оң бұрандалы жүйені құрайды (30.1 сурет).



30.1 сурет

30.1.4 (30.4) 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 (30.1 а сурет) синфазалы (бірдей фазалы) және олардың лездік мәндері өзара байланысы:

$$\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H. \qquad (30.7)$$

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

$$\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - kx + \varphi), \; \vec{H} = \vec{H}_m \cos(\omega t - kx + \varphi). \qquad (30.8)$$

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

30.2 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:

$$w = \varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu} EH = \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{c} EH = \frac{EH}{\upsilon}, \qquad (30.9)$$

мұндағы беттік тығыздықты (30.5) формуладағы υ - толқынның жылдамдығына көбейтсек, онда энергия ағыны тығыздығын шығады:

$$S = w\upsilon = EH. \qquad (30.10)$$

$\vec{E}$ мен $\vec{H}$ векторлары өзара перпендикуляр және бағыттары оң бұрандалы жүйенің таралу бағытына сәйкес, сондықтан (30.10) теңдеуі мына түрде жазылады:

$$\vec{S} = \left[\vec{E}\vec{H}\right]. \qquad (30.11)$$

$\vec{S}$ 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.

Толқын I қарқындылығы энергия ағынының тығыздығының орташа мәніне тең:

$$I = \left|\left\langle \vec{S} \right\rangle\right| = (\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 / \mu_0 \mu}) / E_m^2 / 2, \qquad (30.12)$$

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

Әдебиеттер тізімі

1 Физика 1. Дәрістер конспектісі. Л.Х. Мажитова., Р.Н. Сыздықова., Г.Н. Наурызбаева. Алматы: АУЭС, 2014. - 59 б.

2 Физика. Дәрістер конспектісі. Р.Н. Сыздықова., С.Н. Сәрсенбаева. - Алматы: АЭжБУ, 2018. - 114б.

3 Қойшыбаев Н. Механика. -Алматы: Зият-пресс, 2005. - т.1.

4 Қойшыбаев Н. Физика. Оқу құралы. Т.1: Механика. Молекулалық физика.-Алматы, 2001.

5 Қойшыбаев Н. Электр және магнетизм. - Алматы: Зият-пресс, 2006. - т.3.

6 Волькенштейн В.С. Жалпы физика курсының есептер жинағы. – Алматы: Нур-принт, 2012.

7 Трофимов Т.И. Физика курсы. – М.: Академия, 2006.

8 Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. - М.: Высш. шк., 2002.

9 Савельев И.В. Жалпы физика курсы. - Алматы: Мектеп, 1977. - т. 1.

10 Савельев И.В. Жалпы физика курсы. - Алматы: Мектеп, 1977. - т.2.

11 Никеров В.А. Физика. Современный курс. Учебник. – М: «Дашков и К», 2012.

12 Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. - М.: Высш. шк. , 2002.

13 Трофимова Т.И. Курс физики. - М.: Высш. шк., 2002.

14 Курс физики. Под ред. Лозовского В.Н. – СПб.: Лань, 2001. – т.1-2.

15 Иродов И.Е. Электромагнетизм. Основные законы. - М.: Физматлит., 2000.

КОММЕРЦИЯЛЫҚ ЕМЕС АКЦИОНЕРЛІК ҚОҒАМ
АЛМАТЫ ЭНЕРГЕТИКА ЖӘНЕ БАЙЛАНЫС УНИВЕРСИТЕТІ

Техникалық физика кафедрасы

«БЕКІТЕМІН»
АЭжБУ АҚЖ проректоры
_____С.В. Коньшин
"__"_____2019 ж.

ФИЗИКА 1

5В074600 – Ғарыштық техника және технологиялар мамандығының студенттеріне арналған дәрістер жиынтығы

КЕЛІСІЛДІ:
АМЖД директоры
_____Р.Р. Мухамеджанова
"___"_____2019ж.

Техникалық физика кафедрасының мәжілісінде қаралды және қабылданды,
№3 хаттама "15" 10 2018 ж.

Ғарыштық инженерия кафедрасының менгерушісі
_____К.А.Алипбаев
"___"___ 2019 ж.

ОӘК төрағасы
_____ Б.К.Курпенов
"___"_____2019 ж.

Редактор:
_____
"___"_____2019 ж.

Стандарттау маманы
_____
"___"_____2019ж.

Құрастырушылар:
_____ Сыздықова Р.Н.
_____ Саурова К.С.

Алматы, 2019ж.