



**Коммерциялық емес  
акционерлік  
қоғам**

**АЛМАТЫ  
ЭНЕРГЕТИКА ЖӘНЕ  
БАЙЛАНЫС  
УНИВЕРСИТЕТІ**

Техникалық физика  
кафедрасы

## **ФИЗИКА 1**

5B070300 -Ақпараттық жүйелер  
мамандығының студенттері үшін дәрістер жинағы

Алматы 2018

Құрастырушылар: Байпақбаев Т.С. Қызгарина М.Т. Азилкияшева М.М.  
Физика 1: 5В070300 Ақпараттық жүйелер мамандығының студенттері үшін  
дәрістер жинағы. – Алматы: АЭЖБУ, 2017. – 55 б.

5В070300 – Ақпараттық жүйелер мамандығы үшін «Физика 1» пәніне арналған дәрістердің қысқаша мазмұны баяндалады. Дәрістер жинағы пәннің оқу бағдарламасына негізделіп жазылған. Дәрістер жинағы өз пәні бойынша оқу үрдісін әдістемелік қамтамасыз етеді және дәрістерде таратылу материалдары ретінде, сондай-ақ, студенттердің өздік жұмыс жасау кезінде, машықтану, зертханалық сабақтарында және емтиханға дайындық кезінде теориялық материалдарды өз бетінше пайдалануына болады.

Ил. - 15 , әдеб. көрсеткіші - 11 атау.



Пікір беруші: Мусапирова Г. Д.

«Алматы энергетика және байланыс университеті» коммерциялық емес акционерлік қоғамының 2017 ж. баспа жоспары бойынша басылады.

© «Алматы энергетика және байланыс университеті» КЕАҚ, 2018 ж.

## Кіріспе

Бұл дәрістер жинағында 5B070300 – Ақпараттық жүйелер мамандығы үшін «Физика 1» курсы бойынша оқылатын дәрістердің қысқаша мазмұны берілген.

«Физика 1» - материялық денелердің механикалық қозғалысы мен сол қозғалыс салдарынан туатын өз ара әсерді (күшті), қозғалыс мөлшерінің сақталу заңдарынан, бірдей уақыт аралығында қайталанып отыратын үрдістер мен тербелістің кез келген ортада шекті жылдамдықпен таралуы жайлы және әртүрлі заттың физикалық қасиеттерін оның құрылысы мен молекулаларының жылулық қозғалысының сипаты арқылы зерттейтін физиканың саласы.

«Физика 1» курсы студенттерде классикалық және заманауи физиканың нақты физикалық және әлемдік көзқарастағы байланысы туралы түсінігін, сондай-ақ, ғылыми және техникалық жаңа технологияны қолдануда өзінің санасында жаңаша ойлау қабілетін қалыптастырады.

«Физика 1» курсын оқып үйрену жоғары техникалық оқу орнының түлектерінің инженерлік-техникалық білімінің, дағдысы мен машықтарының негізін құрайды. Олардың ғылыми дүниетанымын қалыптастырады.

Курстың негізгі мақсаттары:

классикалық және қазіргі физиканың теорияларын, заңдарын олардың ішкі өзара байланыстарын, бір тұтастығын т.б. көріністерінің негізгі мән мағынасымен таныстыру, сондай-ақ болашақ инженерлер үшін физикалық ұғымдар мен құбылыстарды және олардың заңдарын игеріп, белгілі жағдайда тиімді пайдалана білудің қаншалықты маңызды екендігіне көз жеткізу;

студенттерді, кәсіби мәселелерді шешудің негізі болып табылатын физика пәнінің әртүрлі салаларына қатысты мәселелерді (теориялық және эксперименталдық оқу мәселесі) шешуге дағдылану;

студенттерді эксперименталдық немесе теориялық зерттеу әдістері арқылы алынған нәтижелердің дұрыстығының дәрежесін анықтауға дағдыландыру;

студенттердің физикалық құбылыстардың моделін компьютер арқылы жасау, табиғи құбылыстарды өз бетімен танып білу, шығармашылық ойлау жүйесін дамытуға жол ашу;

студенттерді қазіргі өлшеу аспаптарымен таныстыру, эксперименталдық зерттеулерді жүргізу, нәтижелерді өңдеу дағдысы мен іскерліктерін жетілдіру, болашақ мамандығына байланысты қолданбалы мәселелердің нақты физикалық мағынасын танып білуге үйрету.

Студенттердің «Физика 1» курсын оқып үйренуде алған білімдері мен біліктіліктері «Физиканың арнайы тараулары», «Электр тізбектерінің теориясы», «Механика», «Метрология, стандарттау және өлшеу», «Схемотехника» сияқты техникалық пәндерді оқуда негіз бола алады.

## 1 Дәріс №1. Материялық нүктенің және қатты дененің кинематикасы

**Дәрістің мақсаты:** механикалық қозғалысты, оның болу себептерін қарастырмай, оларды сипаттайтын физикалық шамалармен және олардың арасындағы өзара тәуелділік заңдылықтарын оқып үйрену.

Физика - табиғат құбылыстарының қарапайым, сонымен бірге жалпы заңдылықтарын және материяның қасиеті мен құрылысын, оның қозғалыс заңдарын зерттейтін ғылым.

Физика курсы жоғары математика және теориялық механика курстарымен бірге инженерлерді дайындаудың теориялық негізін қалайды және де кез келген мамандық бағыты бойынша жоғары техникалық оқу орнын бітіруші мамандардың инженер-техникалық қызметінің негізгі базалық міндетін атқарады.

Ерте дүниедегі ұлы ойшылдардың ғылымға қосқан теңдесі жоқ мол үлесі халықтың ғасырлар бойына жинақталған тәжірибелерімен ұштаса келіп, физиканың ірге тасы болып саналатын классикалық механиканың тууына себеп болды.

*Физика I курсы:* механика, молекулалық физика және термодинамика, электростатика және тұрақты ток бөлімдерін қарастырады.

*Механика* – материялық денелердің механикалық қозғалысы мен сол қозғалыс салдарынан туатын өзара әсерді (күшті) зерттейтін физиканың бөлімі. Механика тәжірибелік деректер нәтижесінде физикада қалыптасқан қағидаларға сүйене отырып, механикалық қозғалыс пен өзара әсерді байланыстыратын жалпы заңдылықтарды қарастырады. Материялық денелердің қай түрінің қозғалысын зерттеуіне байланысты мынадай салаларға бөлінеді: *материялық нүкте механикасы, материялық нүктелер жүйесінің механикасы, абсолют қатты дене механикасы және тұтас ортаның механикасы.*

Тұтас орта механикасы өз алдына серпімділік теориясы, гидроэромеханика т.б. салаларға бөлінеді. Механиканың көп тараған заңдары мен негізгі тәсілдерін материялық нүкте, материялық нүктелер жүйесі және абсолют қатты дене қозғалысына қолданатын бір бөлімі *теориялық механика* деп аталады. Механика денелер қозғалысын, сол қозғалысты тудыратын себептермен бірге немесе әр қайсысын өз алдына бөлек қарастыруына байланысты *кинематика, статика, динамика* болып бөлінеді. Классикалық механикада жылдамдықтарды вакуумдағы жарық жылдамдығынан әлдеқайда аз денелер қозғалысы қарастырылады. Жылдамдықтары жарық жылдамдығымен шамалас денелер қозғалысы салыстырмалық теорисында, ал микробөлшектердің өзіндік ерекше қозғалысы *кванттық механикада* зерттеледі.

*Кинематика* – дененің қозғалысын, сол қозғалысқа себеп болатын күштерді ескермей, қарастыратын механиканың бөлімі.

Кинематиканың негізгі зерттейтін мәселелері:

1) Материялық нүктенің немесе дененің қозғалысын математикалық теңдеулер арқылы берілген санақ жүйесінде өрнектеу.

2) Материялық нүкте мен дене қозғалыстарының кинематикалық сипаттамаларын анықтау.

*Механикалық қозғалыс* – дененің уақыт өзгерісіне сай, басқа денелермен салыстырғанда кеңістіктегі орын ауыстыруы. Қозғалу барысында денелер бір траектория (жол сызқ) сызады. Осы жол сызықтың пішініне қарай механикалық қозғалыс ілгерілемелі және айналмалы болып бөлінеді.

Материяның кез келген өзгерісін оның қозғалысы деп атайды, олай болса ол үнемі қозғалыста болады және қозғалыс материяның басты сипаттаушы қасиеті. Материяның қозғалысының бірден-бір өлшеуіші - *кеңістік пен уақыт*.

Дененің кеңістікте орын ауыстыруын басқа бір денемен немесе денелер жүйесімен салыстырылып анықтауға болады. Ондай денені немесе денелер жүйесін *кеңістіктік санақ жүйесі* деп атайды.

Санақ жүйесі нүктелерінің орналасу жағдайын әртүрлі тәсілдермен сипаттауға болады, соған сәйкес, нүктенің қозғалысын да түсіндіруге мүмкіндік туады.

Дененің кеңістіктегі орнын анықтау үшін декарттық координаттар жүйесін алады.

*Материялық нүкте* деп геометриялық мәні бойынша математикалық нүктеге эквивалентті, бірақ массасы бар физикалық нысанды айтады. Материялық нүктенің кеңістіктегі орны  $r$  радиус-векторымен немесе оның  $x, y, z$  өстеріндегі проекцияларымен анықталады:

$$\begin{aligned} r &= xi + yj + zk ; \\ r &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} , \end{aligned} \quad (1.1)$$

мұндағы  $i, j, k$  –  $x, y, z$  өстеріне сәйкес орттар.

Материялық нүкте қозғалысының траекториясы – деп нүктенің кеңістікте жүріп өткен сызығы (геометриялық нүктелер жиынтығы) айтылады. Траекторияның пішініне байланысты қозғалыс түзу сызықты және қисық сызықты (шеңбер бойымен, парабола бойынша, кез келген қисық сызық бойынша қозғалысы) болып бөлінеді.

Орташа жылдамдық векторы  $\vec{v}_{op}$  екі нүкте арасындағы орын ауыстыру кезінде вектор ретінде анықталады:

$$\vec{v}_{op}(t, t + \Delta t) = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} . \quad (1.2)$$

Лездік жылдамдық:

$$\vec{v}(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d \vec{r}}{dt} \quad (1.3)$$

Декарттық координаттар жүйесінде:

$$\vec{v} = \frac{d \vec{r}}{dt} = i \frac{dx}{dt} + j \frac{dy}{dt} + k \frac{dz}{dt} , \quad (1.4)$$

мұндағы  $i, j, k$  – координаттар осьтеріндегі бірлік векторлар.

Лездік жылдамдық траекторияға жанама бойымен бағытталған:

$$\vec{v} = \vec{\tau} v, \quad (1.5)$$

мұндағы  $\vec{\tau}$  - траекторияға жанама бірлік вектор.

Жылдамдықтың Халықаралық бірліктер жүйесіндегі (ХБЖ) өлшеу бірлігі м/с.

Үдеу – уақыт бойынша жылдамдық векторының бірінші туындысына тең немесе радиус-вектордан уақыт бойынша алынған екінші туындысына тең векторлық шама.

$\Delta t$  уақыт бойынша орташа үдеу мынаған тең:

$$\vec{a}_{op}(t, t + \Delta t) = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}. \quad (1.6)$$

$\Delta t \rightarrow 0$  кезде алынатын үдеу:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}. \quad (1.7)$$

Декарттық координаттар жүйесінде:

$$\vec{a} = i \frac{d^2x}{dt^2} + j \frac{d^2y}{dt^2} + k \frac{d^2z}{dt^2}. \quad (1.8)$$

Толық үдеу өзара перпендикуляр екі вектордан:

$\vec{\tau} \left( \frac{dv}{dt} \right) = \vec{a}_\tau$  тангенциал үдеуден және  $n \frac{v^2}{R} = \vec{a}_n$  нормаль үдеуден тұрады:

$$\vec{a} = n \frac{v^2}{R} + \vec{\tau} \left( \frac{dv}{dt} \right). \quad (1.9)$$

Толық үдеудің модулі:

$$a = \sqrt{a^2} = \sqrt{\left( \frac{v^2}{R} \right)^2 + \left( \frac{dv}{dt} \right)^2}. \quad (1.10)$$

Үдеудің ХБЖ – дегі өлшеу бірлігі м/с<sup>2</sup>.

Дененің айналу бұрышының (радианмен алынады) уақыт бойынша бірінші туындысына тең векторлық шама бұрыштық жылдамдық деп аталады, яғни:

$$\vec{\omega} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{\varphi}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}. \quad (1.11)$$

Егер  $\omega = \text{const}$  болса, онда айналмалы қозғалыс бірқалыпты деп аталады.  $\varphi$  бұрышы  $d\varphi$ -дан алынған интегралға тең, яғни

$$\varphi = \int_0^1 d\varphi = \omega \int dt = \omega t. \quad (1.12)$$

Бірқалыпты айналмалы қозғалысты айналу периоды арқылы сипаттауға болады. Толық бір айналуға ( $\varphi = 2\pi$ ) кеткен уақытты айналу периоды  $T$  деп атайды. Жоғарыдағы (1.12) өрнегінен ( $t = T$ ) болған жағдайда,

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad \text{немесе} \quad \omega = 2\pi n \quad (1.13)$$

мұндағы  $n = \frac{1}{T}$  - дененің шеңбер бойымен бірқалыпты қозғалысының уақыт бірлігі ішінде жасайтын толық айналу саны, бұл шаманы айналу жиілігі деп атайды.

Дененің бірқалыпты емес айналу кезінде бұрыштық жылдамдықтың өзгеруін бұрыштық үдеу арқылы сипаттауға болады. Егер шексіз аз  $\Delta t$  уақыт ішінде дененің бұрыштық жылдамдығы  $\Delta\omega$  шамаға өзгерсе, онда бұрыштық үдеу

$$\varepsilon = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{\omega}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{d^2\vec{\varphi}}{dt^2}. \quad (1.14)$$

## 2 Дәріс №2. Материялық нүктенің және материялық нүктелер жүйесінің динамикасы

**Дәрістің мақсаты:** динамика заңдарымен танысу.

Динамика механиканың негізгі тарауы болып табылады. Оны өзара байланысқан заңдардың жүйесі болып саналатын Ньютонның үш заңы құрайды. Бұл заңдардағы өзара әсерлесу ұғымын суреттеу үшін күш деген физикалық шама енгізіледі.

*Күш* – денелердің механикалық өзара әсерлесулерінің нәтижесінің өлшеуіші болатын физикалық шама. Денелерге әсер ететін күш- векторлық шама. Ол модулімен (сан мәнімен), бағытымен және түсу нүктесімен сипатталады. Күш бағытталған түзу оның әсер ету сызығы деп аталады. Күштерді қосу заңы статикада, ал денелердің сол күштер әсерінен қозғалу заңдылықтары динамикада қарастырылады. Динамика бөлімін негізінен Ньютонның үш заңы құрайды.

*Ньютонның бірінші заңы* - инерция заңы. *Егер денеге басқа денелер тарапынан күш әсер етпесе, онда ол (қозғалыс күйін)- тыныштық күйін немесе түзу сызықты бір қалыпты қозғалыс күйін сақтайды.* Дененің қозғалыс ( тыныштық немесе бірқалыпты түзу сызықты қозғалыс) күйін сақтауға тырысу қасиеті оның инерттілігі деп аталады. Инерция (латынның) - әрекетсіздік деген сөзінен алынған.

*Ньютонның екінші заңы* – денеге әсер ететін күш пен осы күштің денеге беретін үдеуінің арасындағы байланысты тағайындайтын заң. *Инерциялық санақ жүйелерінде дененің үдеуі оған әсер ететін күшке тура пропорционал және бағыты күштің бағытымен бағыттас, ал дененің массасына кері пропорционал:*

$$a = \frac{F}{m}. \quad (2.1)$$

Қазіргі заманғы анықтамасы бойынша : Денеге әсер ететін күштердің тең әсерлі күші олардың қорытқы имульстарының уақыт бойынша өзгеру жылдамдығына тең, яғни

$$F = dP/dt .$$

Ньютонның үшінші заңы - әсер және қарсы әсер заңы. Екі дененің бір бірімен өз ара әсерлесу күштері бағыттары жағынан қарама-қарсы, модулі бойынша тең және олардың ауырлық центрлерін қосатын түзу бойымен бағытталады :

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \quad (2.2)$$

Масса (m, кг) – дененің инерттілігінің өлшеуіші.

Инерттілік барлық денелерге тән қасиет; өзара әсер нәтижесінде екі дененің қайсысының жылдамдығы аз өзгерсе, сол дене инерттірек делінеді, яғни, массасы үлкен дене үлкен инерттілікке ие болады.

Тәжірибелер нәтижелері көрсеткендей, үдеу бағыты бойынша күшпен сай келеді. Негізінде күш – себепкер, ал үдеу – салдар. Бір күш әртүрлі денелерге әртүрлі үдеу береді. Әр мәнді күштер бір ғана денеге әртүрлі үдеу береді. Алайда, күштің үдеуге қатынасы қашанда бір ғана шамаға тең:

$$\frac{F}{a} = const = m . \quad (2.3)$$

Бүкіл әлемдік тартылыс заңы бойынша тартылыс күші екі дененің массаларының көбейтіндісіне тура пропорционал да, ал олардың ара қашықтықтарының квадратына кері пропорционал және осы денелер арқылы өтетін түзудің бойымен бағытталған:

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2} , \quad (2.4)$$

мұндағы G-гравитациялық тұрақты;

$$G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{кг}^2 .$$

Күштердің әсерінен дене деформацияланады, яғни оның өлшемі мен пішіні өзгереді. Егер күштердің әсері тоқталғаннан кейін дене алғашқы өлшемі мен пішініне қайтып келетін болса, онда деформация *серпінді деформация* деп аталады.

Дененің серпінді деформациялануынан пайда болатын күштерді серпінділік күші деп атайды. Ол дене бөлшектерінің ығысуына пропорционал және оған қарама қарсы бағытталған күш:

$$F = -kx , \quad (2.5)$$

мұндағы k – серіппенің қатаңдық коэффициенті.

Минус таңбасы серпімділік күшінің деформациясы азаю жағына бағытталғанын көрсетеді.

### 3 Дәріс №3 Қатты дененің айналмалы қозғалысының динамикасы



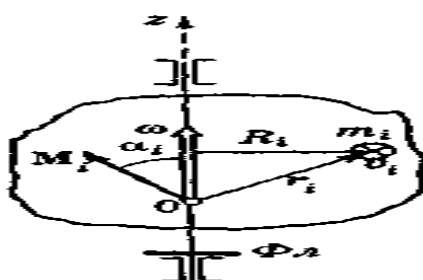
### Дәрістің мақсаты:

-айналмалы қозғалыс динамикасы сипаттайтын физикалық шамаларды ұғыну;

айналмалы қозғалыс динамикасы заңдарын оқып-үйрену.

*Абсолют қатты дене* – іс жүзінде, қозғалыс кезінде мөлшері мен пішіні аз өзгертін нақтылы қатты денелер абсолют қатты дене ретінде алынады.

Қатты дене қозғалысының екі түрі болады: *ілгерілемелі* және *айналмалы*. Айналымалы қозғалыс кезінде қатты дененің барлық нүктелері шеңбер бойымен қозғалады, олардың центрлері айналу осі деп аталатын бір түзудің бойында жатады (3,1 сурет).



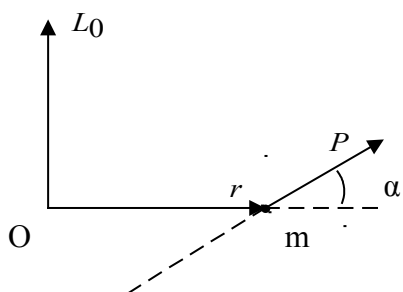
3.1 сурет - Қатты дененің айналымалы қозғалысы

Бөлшектің O – айналу нүктесіне қатысты *импульс моменті* деп L векторына тең шаманы айтады,

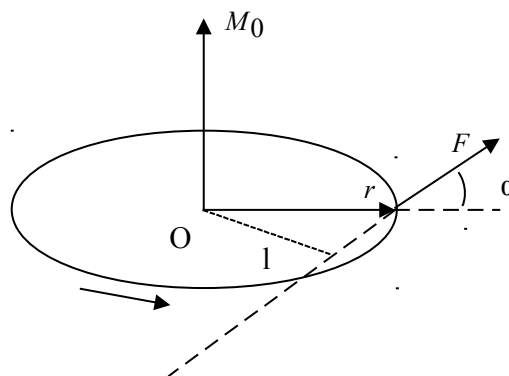
$$L_0 = [rp], \quad (3.1)$$

мұндағы  $r$  – берілген уақыт мезетіндегі бөлшектің радиус-векторы;  
 $P$  – оның импульсі ( $P = mv$ ).

Импульс моментінің L векторы  $r$  және  $P$  векторлары жатқан жазықтыққа перпендикуляр болады (3.2 сурет).



3.2 сурет - Айналу нүктесіне қатысты импульс моменті



3.3 сурет - Айналу нүктесіне қатысты күш моменті

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

$$L = \sum L_{oi} . \quad (3.2)$$

О айналу нүктесіне қатысты *күш моменті* деп тең  $M_o$  векторын айтады:

$$M_o = [rF], \quad (3.3)$$

мұндағы  $r$  –  $F$  күш түсірілген нүктеге жүргізілген радиус–вектор.

Күш моменті күштің денені нүктеге қатысты айналдыру қабілетін сипаттайды. О нүктесіне бекітілген дене  $F$  күштің әсерінен  $M$  моменттің бағытымен сәйкес келетін осьті айналады (3.3 сурет).

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

$$\frac{dL}{dt} = \vec{M} . \quad (3.4)$$

(3.4) қатынасы моменттер теңдеуі деп аталады.

Бекітілген  $Oz$  айналу осін қатты дене айналып қозғалады делік. Денеге күш  $F$  түсірілген.  *$Oz$  айналу осіне қатысты күш моменті деп*  $O$  нүктесіне қатысты  $M_o$  күш моментінің  $M_z$  проекциясын айтады. Ол берілген күштің берілген осьті айналдыру қабілетін сипаттайды және

$$M_z = ([rF])_z = RF_{\perp} \sin \alpha = F_{\perp} l , \quad (3.5)$$

тең болады,

мұндағы  $l$  –  $R \sin \alpha$  -ға тең  $F_{\perp}$  күшінің иіні;

$R$  – оське перпендикуляр жазықтықта осьтен күш түсірілген нүктеге дейін жүргізілген радиус-вектор;

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

Дененің оське қатысты импульс моментін анықтау үшін осы дененің барлық бөлшектерінің айналу нүктесіне қатысты қорытқы импульс моментінің осы оське проекциясын алу қажет

$$L_z = (\sum L_{oi})_z = (\sum [m_i r_i v_i])_z \quad (3.6)$$

(3.6) өрнегін мына түрге оңай түрлендіруге болады:

$$L_z = \sum \omega \cdot m_i \cdot R_i^2 = \omega \cdot \sum m_i \cdot R_i^2 , \quad (3.7)$$

мұндағы

$$J_z = \sum m_i \cdot R_i^2 . \quad (3.8)$$

Бұл шаманы оське қатысты дененің *инерция моменті* деп атайды. Инерция моменті дене массасының осьті айнала орналасуына тәуелді және айналмалы қозғалыс жасайтын дененің инерттілік қасиетін сипаттайды. Осылайша,

$$L_z = J_z \cdot \omega , \text{ немесе } L = J \cdot \omega . \quad (3.9)$$

(3.9) –ды ескере отырып, (3.1) және (3.5) –теңдеулерінен алатынымыз

$$M_z = J_z \cdot \varepsilon , \quad (3.10)$$

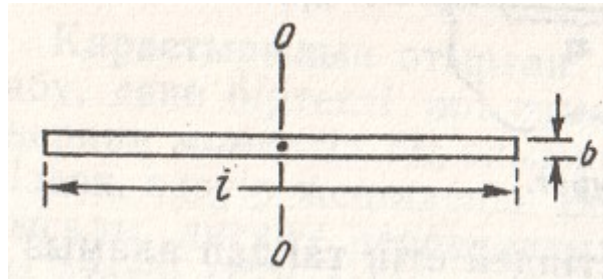
мұндағы  $M_z$  –  $Z$  осіне қатысты денеге түсірілген барлық күштің моменті;

$J_z$  – берілген оське қатысты дененің инерция моменті;

$\varepsilon$  – айналып қозғалған дененің бұрыштық үдеуі.

(3.10) өрнегі бекітілген осьті айналып қозғалған қатты дененің айналмалы қозғалысының динамикасының негізгі заңын береді.

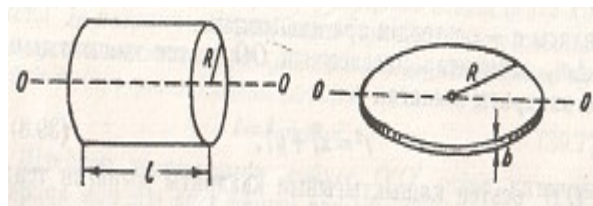
Дене қимасы әртүрлі пішіндегі жіңішке ұзын білік болып келген. Білікке перпендикуляр және оның қақ ортасы арқылы өтетін оське қатысты инерция моменті (3.4 сурет).



3.4 сурет - Білікке қатысты инерция моменті

$$J = \frac{1}{12} m l^2 . \quad (3.11)$$

Дискі немесе цилиндр үшін цилиндрдің геометриялық өсімен дәл келетін өске қатысты инерция моменті (3.5 сурет).

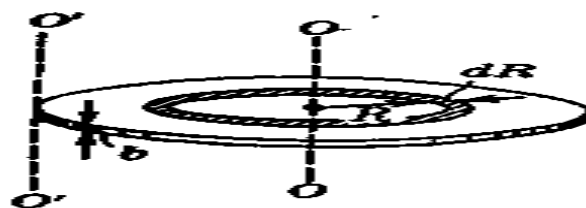


3.5 сурет - Дискі немесе цилиндрге қатысты инерция моменті

$$J = \frac{1}{2} m R^2 . \quad (3.12)$$

Дене - жұқа диск. Дискінің диаметрі дәл келетін оське қатысты инерция моменті (3.6 сурет).

$$J = \frac{1}{4} m R^2 . \quad (3.13)$$



3.6 сурет - Дискінің осіне қатысты инерция моменті

Шардың инерция моменті

$$J = \frac{2}{5} m R^2 . \quad (3.14)$$

(3.15) Штейнер теоремасы

$$J = J + m a^2 .$$

Бекітілген өсті айнала қозғалатын, қатты дененің кинетикалық энергия -сы

$$E = \frac{1}{2} \omega^2 \int dm r^2 = \frac{J \omega^2}{2} . \quad (3.16)$$

Айналу осіне қатысты дененің *инерция моменті* деп жүйенің материалдық нүктелерінің массаларының айналу осіне дейінгі қашықтықтарының квадратына көбейтіндісінің алгебралық қосындысына тең шаманы айтады.

*Күш моменті* дегеніміз модулі күш модулі мен оның иінінің көбейтіндісіне тең векторлық  $M$  шаманы айтады.

*Гюйгенс-Штейнер теоремасы:* Дененің масса центрінен өтпейтін кез келген оське қатысты дененің инерция моменті осы оське параллель және дененің масса центрі арқылы өтетін оське қатысты дененің инерция моментін, осы осьтер ара қашықтықтарының квадратын дене массасына көбейтіп қосқанға тең.

#### 4 Дәріс №4. Энергия және жұмыс. Сақталу заңдары

##### Дәрістің мақсаты:

- қатты дене қозғалысының динамикасы және механикалық жұмыс, энергия ұғымдарымен танысу;
- импульстің, импульс моментінің және энергияның сақталу заңдарын оқып үйрену.

Қозғалыс материяның ажырамас бөлігі болғандықтан, кез келген жүйе энергияға ие болады. Жүйенің энергиясы жүйеде мүмкін болатын өзгерістерді (сандық және сапалық) сандық түрде сипаттайды. *Энергия – күй функциясы.*

Табиғатта механикалық қозғалысы мен энергиясы бір денеден басқа денеге берілетін процестер үздіксіз жүріп тұрады. Дененің 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. *Жұмыс – күштік өзара әсерлесу процестерінде энергияның өзгеру шамасы.*

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

$$m \frac{dv}{dt} = F . \quad (4.1)$$

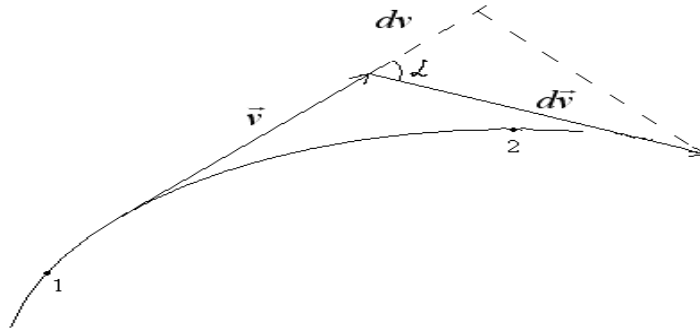
(4.1) теңдеуін бөлшектің шексіз аз  $dr$  орын ауыстыру векторына көбейтсек ( $dr = v dt$  екенін ескереміз):

$$m \left( v \frac{dv}{dt} \right) dt = (F dr) . \quad (4.2)$$

4.1- суреттен  $v dv$  скаляр көбейтіндісі

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

тең болады.



4.1 сурет

Сонда,

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

(4.3)

(4.3) –тің оң жағындағы шама  $F$  күштің  $dA$  жұмысы деп аталады.

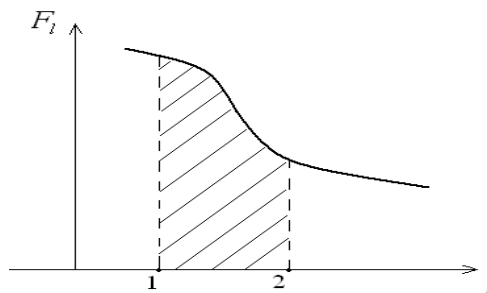
$$dA = (F dr) = F dr \cos \alpha, \quad (4.4)$$

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

(4.4) формуласы  $F$  күштің элементар жұмысын сипаттайды. Денені шекті қашықтыққа орын ауыстырғанда атқарылатын толық жұмыс қозғалыс траекториясы бойынша алынған қисық сызықты интеграл бойынша анықталады.

$$A_{12} = \int_1^2 dA = \int_l (\vec{F} d\vec{r}) = \int_l F_l dl. \quad (4.5)$$

Күш жұмысы – алгебралық шама, ол оң да, теріс те, нөлге де тең болуы мүмкін. Жұмыстың сызба түрде анықталуы 4.2- суретте көрсетілген.



4.2 сурет

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

$$W_k = \frac{mv^2}{2} + const \quad (4.6)$$

$W_k$  шамасы бөлшектің кинетикалық энергиясы деп аталады.  $const = 0$ .

$$W_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m}. \quad (4.7)$$

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

$$W_k = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{L^2}{2I}. \quad (4.8)$$

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

$$A_{12} = W_{k2} - W_{k1} \quad (4.9)$$

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

$$N = \frac{dA}{dt}. \quad (4.10)$$

Егер күштің жұмысы бөлшектің бастапқы нүктеден соңғы нүктеге қандай траекториямен орын ауыстырғанына байланысты болмаса, ондай күштер консервативті күштер деп аталады:

$$A_{12} = \int_{l_1}^{\rightarrow} (Fdr) = \int_{l_2}^{\rightarrow} (Fdr). \quad (4.11)$$

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

$$\oint Fdr = 0. \quad (4.12)$$

Центрлік күштер (гравитациялық, кулондық), 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.

Бөлшек 1 нүктеден 2 нүктеге орын ауыстырғанда  $F(r)$  консервативті күштің жұмысы  $W_p$  функциясының кемуіне тең болады:

$$A_{12} = W_{p1} - W_{p2} = -\Delta W_p. \quad (4.13)$$

$W_p$  - функциясы сыртқы консервативті өрістегі бөлшектің потенциалдық энергиясы деп аталады. Мұндай өрісте жұмыс потенциалдық энергия есебінен жасалатынын (4.13) теңдеуінен көруге болады.

*Бөлшектің потенциалдық энергиясы  $W_p(r)$  өрісті тудыратын объектілермен өзара әсерлесу энергиясы болып табылады.*

Потенциалды өрісте орналасқан бөлшектің энергиясы мен күштің арасындағы байланысты анықтайық. Ол үшін элементар жұмыстың формуласын жазамыз:

$$dA = -dW_p = (Fdr) = F|dr| \cos \alpha = F_l dl. \quad (4.14)$$

$F$  күштің кез келген  $l$  бағытқа проекциясы:

$$F_l = -\frac{\partial W_p}{\partial l}. \quad (4.15)$$

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

$$\vec{F} = -\left(\frac{\partial W_p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial W_p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial W_p}{\partial z} \vec{k}\right), \quad (4.16)$$

Бұл өрнек сыртқы күш өрісіндегі дененің потенциалдық энергиясы мен оның денеге әсер ететін күшпен байланысын көрсетеді.

Импульстің, импульс моментінің және энергияның сақталу заңдары басқа заңдардан ерекшеленеді. Бұл табиғаттың негізгі заңдары тек классикалық механикада ғана емес, релятивтік физика мен кванттық механикада да орындалады.

Импульстің сақталу заңы оқшауланған жүйелерде орындалады. Егер жүйе сыртқы күш өрісінде болса, онда ол кеңістіктің әр түрлі аймақтары эквивалентті болмайды.

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

*Материалдық нүктелердің (денелердің) оқшауланған жүйесінің толық импульсы уақыт бойынша өзгермейді:*

$$\frac{dp}{dt} = 0, \quad \vec{p} = \sum_{i=1}^N \vec{p}_i = const. \quad (4.16)$$

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

$$\frac{dL}{dt} = M, \quad (4.17)$$

мұндағы  $L = \sum L_i$  – жүйенің импульс моменті;

$M$  – жүйеге әсер ететін сыртқы күштердің қорытқы моменті.

Ішкі күштердің моменттерінің қосындысы кез келген жүйе үшін нөлге тең.

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

$$L = \sum L_i = const \quad (4.18)$$

*материялық нүктелер (денелер) оқшауланған 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:

$$\sum_{i=1}^N L_z = I_i \omega_i = const. \quad (4.19)$$

Импульс моментінің сақталу заңы да импульстің сақталу заңы сияқты табиғаттың негізгі заңы болып табылады.

Бөлшек пен бөлшектер жүйесінің толық механикалық энергиясын қарастырайық. (4.13) формуласына оралайық. Бөлшекке консервативті  $F^*$  және консервативті емес  $F$  күштер әсер етеді делік. Онда

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

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

$$(W_{k2} + W_{p2}) - (W_{k1} + W_{p1}) = A_{12}. \quad (4.20)$$

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

$$W_2 - W_1 = A_{12}. \quad (4.21)$$

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

$$W = \sum_{i=1}^N W_i = \sum_{i=1}^N (W_{ki} + W_{pi}). \quad (4.22)$$

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

$$W = \sum_{i=1}^N (W_{ki} + W_{pi}) + W_{oz}. \quad (4.23)$$

Егер жүйе бөлшектерінің арасында сыртқы күштер болмай ( $A_{12} = 0$ ), тек қана консервативті күштер әсер етсе (мұндай жүйені консервативті деп атайды), (4.21) формуладан көретініміздей оның толық механикалық энергиясы сақталып қалады. Бұл тұжырым толық механикалық энергияның сақталу заңы болып табылады. *Толық механикалық энергия тек денелердің оқшауланған консервативті жүйесінде ғана сақталады.*

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

-сақталу заңдары бөлшектердің траекториясына, әсер етуші күштердің сипатына тәуелсіз. Сондықтан, қозғалыс теңдеулерін қарастырмай-ақ, әртүрлі механикалық процестердің қасиеттері жөнінде жалпы және маңызды қорытындылар жасауға мүмкіндік береді;

-бұл дәлел әсер етуші күштер белгісіз болған жағдайда (денелердің, молекулалардың соқтығысуы) да сақталу заңдарын қолдануға болатынын көрсетеді.

## 5 Дәріс №5. Арнайы салыстырмалылық теориясының элементтері

**Дәрістің мақсаты:** релятивистік механиканың салыстырмалылық принципімен танысу.

Эйнштейннің арнайы салыстырмалылық теориясы негізінен екі постулаттан тұрады: салыстырмалылықтың жалпылама принципі және вакуумдағы жарық жылдамдығының тұрақтылық принципі:

- барлық физикалық құбылыстар инерциалдық санақ жүйелерінде бірдей өтеді;

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



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.

К және К' санақ жүйелеріндегі бір оқиғаның уақыт аралықтарының салыстырмалылығы:

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

Объектімен бірге қозғалған сағат бойынша есептелген уақыт осы объектінің  $\tau_0$  меншікті уақыты деп аталады:

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

Арнайы салыстырмалылық теориясында кеңістік пен уақыттың қасиеттерін бейнелеуші координата мен уақытты релятивистік түрлендіру Лоренц түрлендірулері деп аталады. Осы түрлендіруге сәйкес, К' жүйеден К жүйеге өту (5.3) формуласы арқылы, ал К жүйеден К' жүйеге өту (5.4) формуласы арқылы жүзеге асады:

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad y = y'; \quad z = z'; \quad t = \frac{t' + \frac{x'v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad (5.3)$$

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad y' = y; \quad z' = z; \quad t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad (5.4)$$

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

Лоренц түрлендірулерінен мынадай қорытынды шығады:

1) Соңғы формуладан уақыттың да басқа координаттар сияқты түрленетіндігін көреміз. Ал ол *уақыттың салыстырмалы екендігін, уақыттың санақ жүйесіне ғана емес, сонымен бірге координатқа тәуелділігін дәлелдейді.*

2) Бұл формуладан *уақыт төртінші координаттың ролін атқаруда, олай болса жаңа теория бойынша кеңістік пен уақыттың бір-бірінсіз қарастырылмайтындығын көреміз.*

Релятивистік механикадағы жылдамдықтарды қосудың формуласы:

$$U_x = \frac{u'_x + v}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}}; \quad U_y = \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \cdot u'_y}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}}; \quad U_z = \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \cdot u'_z}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}}.$$

(5.5)

$v \ll c$  болған жағдайда (5.5) арақатынастары классикалық механикадағы жылдамдықтарды қосудың формуласына айналады.

Қозғалыстың релятивтік теңдеуі:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m_0 \vec{V}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) = \vec{F} \quad (5.6)$$

Бұл теңдеу Ньютонның қозғалыс теңдеуінің жинақтау қорытындысы. Оны неғұрлым ыңғайлы етіп былай жазуға болады:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}; \quad \vec{p} = m\vec{V}; \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (5.7)$$

## 6 Дәріс №6. Тұтас орталар механикасының элементтері

### Дәрістің мақсаттары:

- классикалық механикадағы қолданылатын модельдер туралы;
- қатты денелердің деформациялары мен олардағы заңдылықтарды оқып үйрену.
- сұйықтар мен газдарды тұтас орта ретінде қарастырып ондағы қысымдар туралы;
- сұйықтар мен газдар ағысы кезіндегі орындалатын заңдылықтарды оқып үйрену.

Классикалық механикада үш негізгі модельдер:

- материалдық нүкте;
- абсолют қатты дене;
- тұтас орта кең қолданылады.

Бірінші модельде макродененің өлшемдері, пішіні және ішкі құрылысы ескерілмейді; екінші модельде дененің өлшемі мен пішіні ескеріледі де, ал дененің деформациясы мен ішкі құрылысы ескерілмейді; ал

үшіншіде дененің өлшемі, пішіні және деформациялануы ескеріледі де, оның атомдық-молекулалық құрылысы ескерілмейді. Осы аталған модельдер көптеген мәселелер бойынша қарастырылған есептерді шешуде тәжірибе нәтижелерімен абсолютті түрде болмаса да үлкен дәлдікпен сәйкес келетінін көрсетеді.

Денеге әсер ететін сыртқы күштердің әсері тоқтатылғаннан кейін, дене өзінің бастапқы пішініне және өлшеміне қайтадан келе алатын болса, онда мұндай деформация *серпінді деформация* деп аталады. Сыртқы әсер тоқтағаннан кейін денеде қалатын деформацияларды *пластикалық* немесе *қалдық деформация* дейді. Егер қалдық деформациялар аз болса онда оларды ескермеуге болады да, мұндай деформацияларды серпінді деп есептеу керек.

Ұзындығы  $l$  және көлденең қимасының ауданы  $S$  біртекті стерженнің ұштарына оның осін бойлай  $F_1 = F_2 = F$  күштері әсер ету салдарынан стерженнің ұзындығы  $\Delta l$  шамасына өзгеретін мысалды қарастырайық. Созылу кезінде  $\Delta l$  оң, сығылу кезінде теріс мәнге ие болады.

Көлденең қимасы ауданы бірлігіне әсер ететін күшті механикалық кернеу дейді, яғни:

$$\sigma = F / S . \quad (6.1)$$

Егер күш берілген бетке түсірілген нормаль бойымен бағытталса, онда кернеу нормальдық, ал күш бетке жанама бойымен бағытталса, онда - тангенциалды (немесе жанамалық) деп аталады.

Дененің деформациялануы дәрежесінің сандық мәнін көрсететін шаманы  $\varepsilon$ , оның салыстырмалы деформациясы дейді. Сонымен, стерженнің ұзындығының салыстырмалы өзгеруі (бойлық деформация):

$$\varepsilon = \Delta l / l . \quad (6.2)$$

Салыстырмалы көлденең созылуы (сығылуы):

$$\varepsilon' = \Delta d / d , \quad (6.3)$$

мұндағы  $d$  – стерженнің диаметрі.

Деформациялардың ( $\varepsilon$  және  $\varepsilon'$ ) таңбалары әрқашан әртүрлі болады (созылғанда  $\Delta l$  оң да, ал  $\Delta d$  теріс және керісінше). Тәжірибелерден мына тәуелділік шығады:

$$\varepsilon' = -\mu \varepsilon , \quad (6.4)$$

мұндағы  $\mu$  - Пуассон коэффициенті деп аталатын оң коэффициент, ол дене материалына байланысты.

Ағылшын физигі Р. Гук тәжірибе жүзінде аз деформациялар үшін

$$\sigma = E \varepsilon , \quad (6.5)$$

болатынын ашты. Мұндағы  $E$  пропорционалдық коэффициенті Юнг модулі деп аталады. (6.5) өрнегінен, Юнг модулі салыстырмалы ұзаруы бірге тең механикалық кернеуге тең болатынын көруге болады. (6.2), (6.3) және (6.1) формулаларынан:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} = \frac{\sigma}{E} = \frac{F}{ES}$$

немесе

$$F = \frac{ES}{l} \Delta l = k \Delta l \quad (6.6)$$

шығады. Мұндағы  $k$  - серпінділік коэффициенті. (6.6) өрнегі де Гук заңын көрсетеді, яғни серпінді деформация кезіндегі стерженнің ұзаруы оған әсер еткен күшке пропорционал болады.

Серпінді созылған (немесе сығылған) стерженнің потенциалдық энергиясы, осы деформацияны тудыратын сыртқы күштердің жұмысына тең:

$$\Pi = A = \int_0^{\Delta l} F dx ,$$

мұндағы  $x$  - стерженнің деформация кезіндегі абсолют ұзаруы. Гук заңын (6.6) пайдаланып және интегралдау арқылы:

$$\Pi = \frac{1}{2} \frac{ES}{l} (\Delta l)^2 , \quad (6.7)$$

аламыз, яғни созылған (немесе сығылған) стерженнің потенциалдық энергиясы деформацияның квадратына пропорционал.

*Гидроаэродинамика* – газдар мен сұйықтардың тепе-теңдікте болуы мен қозғалысын, олардың өзара және олардың айналып ағатын қатты денелермен әсерлесуін оқып үйрететін механика бөлімі.

Механикада сұйықтар мен газдар өте жоғары дәлдікпен, кеңістікте алатын орнын үздіксіз толтыратын *тұтас денелер* ретінде қарастырылады.

Егер тыныштық күйде тұрған сұйық ішіне жұқа пластинка қойсақ, онда пластинканың жан жағындағы сұйықтың бөліктері оның әр  $\Delta S$  элементіне  $\Delta F$  күшпен әсер етеді. Олар пластинканың қалай орналасқанына тәуелсіз, модульдері жағынан тең, бағыты пластинка бетіне перпендикуляр және қарама-қарсы болады.

Сұйық тарапынан бірлік бетке нормаль бағытта әсер ететін күш сұйықтың  $p$  қысымы деп аталатын физикалық шама боып табылады, яғни:

$$p = \Delta F / \Delta S . \quad (6.8)$$

Қысымның өлшеу бірлігі – паскаль ( $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$ ).

Сұйықтардың қозғалысын ағыс дейді, ал қозғалыстағы сұйықтың бөлшектері жиынын ағын дейді.

Ток сызықтарымен шектелген сұйық бөлігін ток түтікшесі дейді. Егер ток түтікшесінің пішіні мен орыны, сондай-ақ оның әр нүктесіндегі жылдамдығы уақыт өтуіне қарай өзгермейтін болса, онда сұйық ағысы орныққан (немесе стационар) деп аталады.

Қандай да болмасын ток түтікшесін қарастырайық. Ағыс жылдамдығына перпендикуляр  $S_1$  және  $S_2$  қиманы таңдап алайық. Көлденең қима  $S$  арқылы  $\Delta t$  уақыт ішінде өтетін сұйық көлемі  $Sv\Delta t$ ; демек 1 с ішінде  $S_1$  қимадан өтетін сұйық көлемі  $S_1v_1$ , ал  $S_2$  қима арқылы 1 с -  $S_2v_2$  болады. Егер сұйық сығылмайтын ( $\rho = const$ ) болса, онда мына шарт орындалады:

$$S_1v_1 = S_2v_2 = const . \quad (6.9)$$

Бұл (6.9) өрнек сығылмайтын сұйық үшін үзіліссіздік теңдеуі деп аталады.

Стационар ағысты идеал сұйықтан , солдан оңға қарай ағатын,  $S_1$  және  $S_2$  қималармен шектелген, ток түтікшесін бөліп алайық. Аз ғана  $\Delta t$  уақыт аралығында сұйық  $S_1$  қимадан  $S_1'$  қимаға дейін және  $S_2$  қимадан  $S_2'$  қимаға дейін орын ауыстырады .

Энергияның сақталу заңына сәйкес сығылмайтын идеал сұйықтың  $E_2 - E_1$  толық энергиясының өзгерісі, массасы  $m$  сұйықты орын ауыстыратын сыртқы күштердің  $A$  жұмысына тең болуы керек:

$$E_2 - E_1 = A \quad (6.10)$$

мұндағы  $A$  - қарастырылып отырған аз  $\Delta t$  уақыт аралығында  $S_1$  және  $S_2$  беттермен шектелген барлық сұйықтың орын ауыстыру жұмысы. Массасы  $m$  сұйық  $S_1$  беттен  $S_1'$  бетке дейін  $l_1 = v_1 \Delta t$  аралыққа және  $S_2$  беттен  $S_2'$  бетке дейін  $l_2 = v_2 \Delta t$  орын ауыстыруы керек . Қарастырылып отырған  $l_1$  және  $l_2$  аралығы өте аз болғандықтан берілген көлемдегі барлық нүктелерде  $v$  жылдамдықтың,  $P$  қысымның және  $h$  биіктіктің мәндерін тұрақты деп алуға болады. Ендеше,

$$A = F_1 l_1 + F_2 l_2, \quad (6.11)$$

мұндағы  $F_1 = p_1 S_1$  және  $F_2 = -p_2 S_2$  (теріс таңбалы болу себебі сұйық ағысы бағытына қарсы бағытталған).

Толық энергиялар массасы  $m$  сұйықтың кинетикалық және потенциалдық энергиялары қосындысы болып табылады, яғни:

$$E_1 = \frac{mv_1^2}{2} + mgh_1; \quad (6.12)$$

$$E_2 = \frac{mv_2^2}{2} + mgh_2. \quad (6.13)$$

(6.10) - (6.13) пайдалана отырып,

$$\frac{mv_1^2}{2} + mgh_1 + p_1 S_1 v_1 \Delta t = \frac{mv_2^2}{2} + mgh_2 + p_2 S_2 v_2 \Delta t, \quad (6.14)$$

аламыз.

Сығылмайтын сұйық үшін үзіліссіздік теңдеуі (6.9) бойынша, сығылмайтын сұйық алып тұрған көлем тұрақты болып қалады, яғни

$$V = S_1 v_1 \Delta t = S_2 v_2 \Delta t \quad (6.15)$$

(6.14) өрнекті (6.15) өрнекке бөліп,

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho gh_1 + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho gh_2 + p_2, \quad (6.16)$$

аламыз. Мұндағы  $\rho$  - сұйық тығыздығы. Кез келген қима үшін:

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho gh + p = const. \quad (6.17)$$

(6.17) өрнекті қорытып ашқан швейцария физигі Д. Бернулли болғандықтан, ол Бернулли теңдеуі деп аталады. Қорыту барысында көз

жеткізетініміз *Бернулли теңдеуі* идеал сұйықтың орныққан ағыны үшін энергияның сақталу заңы болып табылады.

Бұл (6.17) формуладағы  $P$  шамасы статикалық қысым,  $\rho v^2 / 2$  – динамикалық қысым, ал  $\rho g h$  – гидростатикалық қысым деп аталады.

Горизонталь орналасқан ток түтікшесі ( $h_1 = h_2$ ) үшін (6.17) өрнегі былай жазылады:

$$\frac{\rho v^2}{2} + p = \text{const} . \quad (6.18)$$

Сұйықтың (немесе газдың) ағысының екі түрін бақылауға болады. Біреуінде, сұйық, бір біріне қарасты, араласпастан сырғитын қабаттарға бөлінетін сияқты. Мұндай ағыс *ламинарлы* (қабатты) деп аталады.

Жылдамдық немесе ағынның көлденең мөлшері артқанда ағын сипаты елеулі түрде өзгереді. Мұндай ағыс *турбулентті* деп аталады.

Қозғалыстың баяу жылдамдығы тұсында (және аздау  $\ell$ ), ортаның қарсылығы іс жүзінде тек үйкеліс күштерінің негізінде ғана болады. Стокс бұл жағдайда қарсылық күші динамикалық тұтқырлық коэффициентіне  $\eta$ , дене қозғалысының  $v$  жылдамдығына және денеге тән мөлшерге  $\ell$ :  $F \sim \eta \ell v$  пропорционал екенін анықтады. Мысалы, шар үшін, егер  $\ell$  орнына шардың  $r$  радиусын алар болсақ, пропорционалдық коэффициенті  $6\pi$  – ге тең болып шығады.

Ендеше

$$F = 6 \pi \eta r v . \quad (6.19)$$

Бұл формула *Стокс формуласы* деп аталады.

Сұйықтың дөңгелек құбыр ішіндегі қозғалысы кезінде жылдамдық құбыр қабырғасында нөлге тең және құбырдың осінде максималды болады. Ағынды ламинарлы десек, құбыр осінен  $r$  қашықтықтағы жылдамдық өзгерісі заңын табуға болады:

$$v(r) = v_0 \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (6.20)$$

мұндағы  $v_0$  – құбыр осіндегі жылдамдықтың мәні;

$R$  – құбырдың радиусы.

Көріп отырғанымыздай, ламинарлық ағыс кезінде жылдамдық құбыр осінен қашықтығына қарай параболалық заңға сәйкес өзгереді.

Ағыс ламинарлы деп шамалай отырып,  $Q$  сұйықтың ағынын, яғни бірлік уақыттың ішінде құбырдың көлденең қимасы арқылы өтетін сұйықтың көлемін есептеп шығуға болады. Ағынға арналған формуланы аламыз:

$$Q = \frac{(p_1 - p_2) \pi R^4}{8 \eta \ell} , \quad (6.21)$$

Бұл формула *Пуазейль формуласы* деп аталады.

## 7 Дәріс №7. Тербелістер мен толқындар

### Дәрістің мақсаты:

- тербелістер және оларды сипаттайтын физикалық шамаларды оқып үйрену.

*Тербелістер* деп белгілі уақыт аралығында дәлме-дәл немесе қайталанып отыратын қозғалыстарды айтады.

Тербеліс кезінде өзгеретін физикалық шамалардың мәні бірдей уақыт өткенде қайталанып отыратын болса, ондай тербелісті периодты деп атайды.

Физикалық шаманың синус (не косинус) заңы бойынша уақытқа тәуелді болатын периодты өзгерістері *гармоникалық тербелістер* деп аталады:

$$x=A \cos (\omega t+\varphi_0); \quad y=A \sin (\omega t+\varphi_0). \quad (7.1)$$

*Еркін және меншікті* тербелістер деп жүйе тепе-теңдік қалпынан шығарылғаннан кейін ішкі күштер әсерінен болатын тербелістерді айтады.

Материалдық нүктенің тепе-теңдік күйден ауытқуы *ығысу* деп, ал ең үлкен ығысу *амплитуда* деп аталады.

Нүкте қозғалысы толығымен қайталанып отыратын ең аз уақыт аралығы тербелістер *периоды* деп аталады.  $T=t/n$ .

Уақыт бірлігі ішінде жасалатын толық тербелістер санын тербелістер *жиілігі* деп атайды.

Ал  $2\pi$  секунд ішінде жасалатын тербелістер санын *циклдік (дөңселектік) жиілік* деп атайды.

$$V_0 = \frac{n}{t} = \frac{1}{T_0}; \quad \omega = 2\pi V_0 = \frac{2\pi}{T_0}. \quad (7.2)$$

Әрбір уақыт мезетінде тербелістегі нүктенің координаты *фазамен* сипатталады:

$$\varphi = \omega_0 t + \varphi_0 = \frac{2\pi}{T_0} t + \varphi_0. \quad (7.3)$$

Гармоникалық тербелмелі қозғалыстың дифференциалдық теңдеуі:

$$x'' + \omega_0^2 x = 0. \quad (7.4)$$

Гармоникалық *осциллятор* деп еркін тербеле алатын жүйелерді айтады.

Механикалық осцилляторларға : *серіппелі* , *математикалық* және *физикалық маятниктер* жатады

Сызықтық гармоникалық осциллятор (немесе серіппелі маятник) деп, серпінді  $F_{\text{серп.}}$  күштің әсерімен гармоникалық тербелістер жасайтын қатаңдығы  $k$  серіппеге бекітілген ,массасы  $m$  жүкшеден тұратын жүйені айтады.

Серіппеге ілінген жүк,  $F_c = -kx$  серпінділік күшінің әсерімен  $x$  осінің бойымен үдемелі қозғалыс жасайды, яғни

$$-kx = ma. \quad (7.5)$$

Үдеу  $x$  координатынан уақыт бойынша алынған екінші туынды екенін ескерсек, онда

$$-kx = mx''.$$

Бұдан

$$X'' + (k/m)X = 0. \quad (7.6)$$

Бұл өрнек серіппелі маятниктің гармоникалық тербелісінің дифференциалдық теңдеуі. Мұны (7.4) өрнегімен салыстыру арқылы

$$\omega_0^2 = k/m \quad \text{және} \quad T = 2\pi (m/k)^{1/2}. \quad (7.7)$$

Физикалық маятник деп ауырлық күші әсерінен оның инерция (массалар) центріне (с) дәл келмейтін қозғалмайтын (о) нүкте маңында тербеліс жасай алатын қатты денені айтады. Оның тербеліс периоды:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mg\ell}}. \quad (7.8)$$

Математикалық маятник деп салмақсыз және созылмайтын жіпке ілінген ауыр материалдық нүктені айтады, оның тербеліс периоды:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g}}. \quad (7.9)$$

## 8 Дәріс №8 . Еркін өшетін тербелістер

### Дәрістің мақсаттары:

-еркін тербелістердің өшу параметрлерін анықтай отырып тербеліс теңдеуін алуды;

-толқындық процестер туралы мәліметтер беру.

Сызықтық осциллятордың өз тербелістері сыртқы күштер жоқ кезде өтеді. Сыртқы күш боп саналатын үйкеліс кезінде сызықтық осциллятордың тербеліс энергиясы азаяды, ал ендеше, тербеліс амплитудасы да төмендейді. Үйкеліс бар кездегі тербілістер *өшетін* бола бастайды. Үйкеліс күші жылдамдыққа қарсы әрекет етеді.

Бір-бірінен бір периодқа тең уақыттар мезеттердегі тербеліс амплитудалар мәндерінің қатынасының логарифмі *логарифмдік декремент* деп аталады:

$$\Delta = \theta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln \frac{A_1}{A_2} = \beta T = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{N}. \quad (8.1)$$

Өшудің логарифмдік декременті шама жағынан амплитуда есе кемитін уақыт ішінде жасалатын тербеліс санына кері шама.

Тербелістің өшуі  $\beta = \frac{r}{2m}$  коэффициентіне тәуелді. Өшу коэффициенті өскен сайын тербеліс периоды артады.

Тербелетін жүйенің сапалылығы:

$$Q = \frac{\omega}{2\beta} \quad \text{немесе} \quad Q = \frac{\pi}{\lambda} = \pi N e. \quad (8.2)$$



*Сапалылық* немесе беріктік деп амплитуда е есе кемитін  $\tau$  уақыт ішінде жасалатын  $N_e$  тербеліс санына пропорционал болады.

Егер тепе-теңдік жағдай біраз уақытқа бұзылса, бұл уақытты релаксация уақыты деп атайды. Релаксация уақыты неғұрлым аз болса, жүйе соғұрлым тепе-теңдік жағдайда тұр деп есептелінеді. Релаксация уақыты ешқаша н нөлге тең емес.

Серпімді ортада тербелістің таралуын механикалық толқын деп атайды.

Орта бөлшектерінің тербеліс бағыты толқынның таралу бағытымен бағыттас болса, онда толқындарды кума, ал толқынның таралу бағытына перпендикуляр бағытталған болса, көлденең толқындар деп аталады.

Толқын шебі (немесе толқындық бет) деп, бірдей фазаларда тербелетін нүктелердің геометриялық орнын айтамыз.

Толқындық беттің түріне байланысты толқындар жазық және сфералық болып бөлінеді.

Бірдей фазада тербеліп тұрған екі жақын жатқан нүктенің ара қашықтығын толқын ұзындығы деп атайды, ол

$$\lambda = vT = \frac{v}{\omega} = \frac{2\pi v}{\omega} . \quad (8.3)$$

Толқын теңдеуін және оның шешімін мына түрде жазуға болады:

$$\frac{\partial^2 y}{v \partial t^2} = \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \quad (8.4)$$

$$y(x, t) = A \cos [\omega (t - x/v) + \varphi_0] . \quad (8.5)$$

Толқын энергиясының тығыздығы ортаның тығыздығына және жиілік пен амплитуданың квадратына пропорционал болады:

$$u = \frac{E}{V} = \frac{\rho A^2 \omega^2}{2} . \quad (8.6)$$

Қандай да болсын бет арқылы бірлік уақыт ішінде толқын тасымалдайтын энергия (энергия ағыны) ағынның тығыздығы деп аталады:

$$J = \frac{E}{st} . \quad (8.7)$$

Синусоидалық толқынның  $v$  таралу жылдамдығы *фазалық жылдамдық* деп аталады. Ол синусоидалды толқын фазасының кез келген кесімді мәніне сәйкес келетін кеңістікте орын ауыстырған бет нүктелерінің жылдамдығына тең. Мысалы, жазық синусоидалды толқынға байланысты  $\omega t - kx = const$  шартынан шығатыны:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = v , \quad (8.8)$$

мұндағы  $k$  – толқындық сан:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{vT} = \frac{\omega}{v} . \quad (8.9)$$

Егер қабылдағыш толқын көзі, не олардың екеуі де ортамен салыстырғанда қозғалатын болса, онда қабылдағыш қабылдайтын  $\nu$  жиілік  $\nu_0$  жиіліктен өзгеше болуы да мүмкін (тербелістер санының өзгеруі).

Бұл құбылыс *Допплер эффектісі* деп аталады.

Жиілігі 20-дан 20000 Гц аралығындағы тербелістер – дыбыс немесе акустикалық тербеліс деп аталады. 20000 Гц-тен асатын серпімді тербелістерді ультрадыбыс деп, ал 20 Гц-тен кем серпімді тербеліс инфрадыбыстар деп аталады.

Дыбысты субъективтік жолмен қабылдаған кезде біз оның мынадай үш сипатын: *биіктігін; тембрін; қаттылығын* ажыратамыз.

Дыбыстың *биіктігі* оның жиілігіне байланысты: тербеліс жиілігі неғұрлым көп болса, дыбыс солғұрлым биік болады.

Дыбыс *тембрі* тербелістің түріне байланысты болады.

Дыбыстың объективті *қаттылығы*, яғни дыбыстың күші, таралған дыбыс толқыны өзінің таралу бағытына перпендикуляр аудан бірлігінен уақыт бірлігі ішінде алып өтетін энергиясының мөлшерімен анықталады.

## Статистикалық физика және термодинамика

### 9 Дәріс №9. Молекула-кинетикалық теория негіздері

**Дәрістің мақсаты:** газ күйлерін сипаттайтын заңдылықтармен танысу және оқып үйрену.

Молекулалық физика дегеніміз физиканың, заттың құрылысымен қасиеттерін молекула-кинетикалық деп аталатын тұрғыдан зерттейтін физиканың бөлімі болып табылады. Бұл тұрғыдан алғанда, қатты, сұйық және газ күйінде кездесетін кез келген дене өте кішкентай дербес бөлшектердің – молекулалардың үлкен жиынтығынан тұрады.

Молекула-кинетикалық теория заттардың құрылысын, қасиеттерін, агрегаттық күйінің өзгеруін тәжірибе жүзінде дәлелденген мына қағидалар негізінде түсіндіреді:

-зат құрылысы дискретті, яғни ол бөлшектерден (молекулалардан, атомдардан) тұрады;

- бөлшектер үздіксіз, ретсіз жылулық қозғалыста болады;

- бөлшектер арасында өзара әсер күші болады;

Идеал газ деп молекулаларын материалдық нүкте деп қарастыруға болатын және олардың арасындағы өзара әсер елеусіз аз газдарды айтады.

Газ массасының күйі үш параметрдің:  $p$  қысымның,  $V$  көлемнің және  $t$  температураның мәндері арқылы анықталады. Бұл параметрлердің бірінің өзгерісі, қалғандарын өзгертетін заңдылық арқылы байланысқан.

Көрсетілген байланыс аналитикалық:

$$F(p, V, t^0) = 0 \quad (9.1)$$

функциясы түрінде жазылуы мүмкін.

Абсолюттік шкаланы анықтауымызға сәйкес, абсолют температура мен Цельсий бойынша анықталған  $t^0$  температураның арасында мынадай қатынас болады:

$$T = t^0 + \frac{1}{\alpha} = t^0 + 273,15. \quad (9.2)$$

Жүйенің бір күйден екінші күйге өтуін *процесс* деп атайды.

Қабырға бетінің әрбір  $\Delta S$  элементіне көп мөлшерде молекулалар үздіксіз соғылады да, осының арқасында ол  $\Delta t$  уақытта  $\Delta S$ -ке нормаль бойынша бағытталған қорытқы  $\Delta K$  импульс алады. Механикадан білетініміздей,  $\Delta K$ -нің  $\Delta t$ -ге қатынасы  $\Delta S$ -ке әсер ететін күшті, ал осы күштің  $\Delta S$ -ке қатысы  $p$  қысымды береді. Сонымен  $\Delta K$  импульстың  $\Delta t$  уақытқа қатынасын алып,  $\Delta S$ -ке әсер етуші күшті табамыз. Ақыры, табылған күштің  $\Delta S$  ауданға қатынасын алып, ыдыстың қабырғасына түсірілген газдың қысымын табамыз. Демек,

$$p = \frac{\Delta K}{\Delta S \Delta t} = \frac{1}{3} n m v^2 \quad (9.3)$$

$\varepsilon = \frac{m v^2}{2}$  шамасының молекуланың ілгерілемелі қозғалысының кинетикалық энергиясы екенін ескере отырып, қысымның өрнегін төмендегідей түрге келтіруге болады:

$$p = \frac{2}{3} n \varepsilon \quad (9.4)$$

немесе бұл формуланы мына түрде жазуға болады:

$$p = \frac{2}{3} n \varepsilon = \frac{2}{3} n \frac{m \bar{v}^2}{2}. \quad (9.5)$$

Бұл өрнектің (9.4) өрнектен айырмашылығы мұнда барлық молекулаларға ортақ  $\varepsilon$  энергияның орнына орташа  $\bar{\varepsilon}$  энергия кіреді. Сондықтан да, (9.5) – теңдеу газдардың кинетикалық теориясының негізгі теңдеуі болып табылады. Бұл теңдеу бойынша *қысым бірлік көлемдегі молекулалардың ілгерілемелі қозғалысының кинетикалық энергиясының үштен екісіне тең болады.*

Идеал газдың күйі үш термодинамикалық параметрмен толық анықталады. Ол параметрлер Клапейрон теңдеуі арқылы байланыста болады. Ол:

$$pV/T = \text{const}. \quad (9.6)$$

Изопроцестер дегеніміз термодинамикалық параметрлердің біреуі тұрақты болғанда, қалған екеуінің байланысын көрсететін тәуелділіктер.

Мысалы, Бойль-Мариотт заңы температура тұрақты болғанда газдың берілген массасының қысымы оның көлеміне кері пропорционал өзгеретінін көрсетеді. Аналитикалық тұрғыдан оны былай жазуға болады:

$$PV = \text{const} \quad (T = \text{const}). \quad (9.7)$$

Тұрақты температура кезінде газдың бір күйден екінші күйге өту процесі изотермалық процесс деп аталады.

Гей-Люссак заңы, тұрақты қысым кезінде газдың берілген массасының көлемі температурамен сызықты тәуелділікте өзгертінін айтады.

$$V=V_0 (1 + \alpha t^0), \quad (p=\text{const}). \quad (9.8)$$

Тұрақты қысым кезінде өтетін процесс изобаралық процесс деп аталады, немесе

$$\frac{V}{T} = \text{const} . \quad (9.9)$$

Тұрақты көлем кезінде өтетін процесс изохоралық процесс деп аталады

$$p = p_0 (1 + \alpha t^0); \quad (V=\text{const}) \quad (9.10)$$

немесе

$$\frac{P}{T} = \text{const} . \quad (9.11)$$

Бойль-Мариотт және Гей-Люссак теңдеулерін біріктіріп, идеал газдың күй теңдеуін табуға болады. Газдың кез келген массасы үшін идеал газ күйінің теңдеуі мына түрде жазылады:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT . \quad (9.12)$$

Идеал газ күйінің теңдеуі Менделеев-Клапейрон теңдеуі деп аталады, ал мұндағы: М-мольдік масса, R-газдың универсаль тұрақтысы:

$$R = 8,31 \text{ Дж / К *моль}$$

Сонымен қатар, идеал газ шкаласында Т температура тұрақты көлем кезіндегі идеал газдың қысымына пропорционал шама ретінде анықталады. Осыдан Т температура  $\bar{\varepsilon}$  шамасына пропорционал болатындығы шығады:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2} kT , \quad (9.13)$$

мұндағы, k -Больцман тұрақтысы

Сөйтіп, біз аса маңызды қорытындыға келіп тірелдік: *абсолют температура дегеніміз жеке молекуланың қозғалысының орташа энергиясына пропорционал шама.*

Бұл қорытынды тек газдар үшін ғана емес, кез келген күйдегі зат үшін де орындалады.

Идеал газ күйінің теңдеуіндегі R-ді  $N_A \cdot k$  арқылы алмастырып және  $N_A/V_{\text{км}}$  екенін ескеріп, өте маңызды формуланы аламыз:

$$p=nkT \quad (9.14)$$

Егер де бірнеше газдардың қоспасын алсақ, онда массалары әртүрлі газдардың молекулаларының орташа жылдамдығы әр түрлі болады, бірақ молекулалардың орташа энергиясы бірдей болады. Бұл жағдайдағы қысым мынаған тең болады:

$$p=nkT= (n_1 + n_2 + \dots)kT \quad (9.15)$$

Қоспаға кіретін молекулалардың қайсыбір сортының дәл сол қоспадағыдай мөлшерде ыдыста жалғыз өздері қалған кездегі қысымы, газ қоспасының сол компонентінің *парциал қысымы* деп аталады.

$$p = p_1 + p_2 + \dots = \sum p_i \quad (9.16)$$

Сөйтіп, біз *идеал газ қоспасының қысымы, сол қоспаны құрайтын газдардың парциал қысымдарының қосындысына тең* деп аталатын *Дальтон заңына* келдік.

## 10 Дәріс №10. Термодинамика негіздері

### Дәрістің мақсаттары:

- термодинамиканың заңдарын (бастамаларын);
- термодинамикалық үрдістердің өту бағыттарын көрсету үшін энтропия ұғымын енгізіп, оған түсінік беру;
- жылу машиналарын оқып үйрену.

Термодинамика негіздеріне оның алғашқы екі бастамасы жатады. Бірінші бастама энергияның бір түрден басқа түрлеріне айналғанда байқалатын сандық қатынастарды тағайындайды. Екінші бастама осы энергия айналымдары қай жағдайларда жүзеге асатынын анықтайды, яғни процестердің қай бағытта өтуі мүмкін екенін анықтайды.

Ішкі энергия түсінігіне молекулалардың хаосты қозғалысының кинетикалық энергиясы, молекулалардың өзара әсерлесуінің потенциалдық энергиясы және ішкі молекулалық энергия кіреді екен. Ішкі энергия негізінен екі түрлі процестің: дененің  $A$  жұмыс істеуі мен денеге берілген  $Q$  жылу мөлшерінің есебінен өзгере алады.

Бір денеден екінші денеге энергияның берілуіне әкелетін микроскопиялық процестердің жиынтығы *жылу берілуі* деп аталады.

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 және жүйеде атқарылған жұмыс жүйенің ішкі энергиясын өзгертуге жұмсалады*

$$dU = dQ + dA', \text{ немесе } dQ = dU + dA, \quad (10.1)$$

мұндағы  $dA$  – жүйеде атқарылған жұмыс;

$dA'$  – 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.

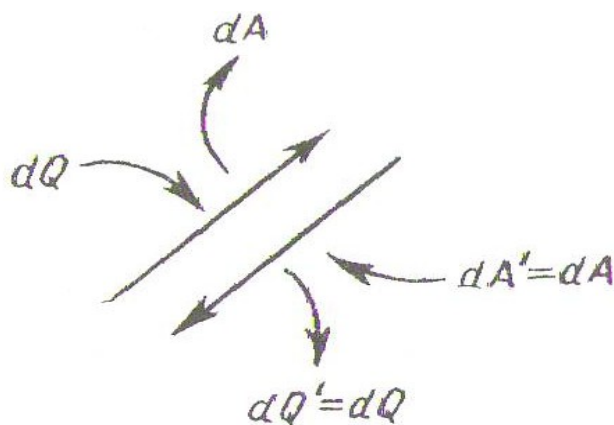
Жылу мен жұмыс күйлерге ғана тәуелді болып қалмайды, сондай-ақ процестің түріне байланысты болады; олар процестің функциялары болып табылады.

Кез келген жүйе температура, қысым, көлем және т.с.с. мәндері арқылы айырылатын әртүрлі күйде бола алады. Жүйенің күйін сипаттайтын осындай шамалар күй параметрлері деп аталады.

Жүйенің *тепе-тең күйі* деп жүйенің барлық параметрлері, сыртқы жағдайлар өзгермей қалған кезде жеткілікті уақыт бойы тұрақты болып

қалатын белгілі мәндерін сақтайтын күйін айтамыз. Тепе-тең күйлердің үздіксіз тізбегінен құралған процесс тепе-тең процесс деп аталады. *Тепе-тең күй ұғымы мен қайтымды процесс ұғымы* термодинамикада үлкен рөл атқарады. *Қайтымды процесс* деп кері бағытта өткізуге болатын процесті тура бағытта өткізгенде жүйе қандай күйлерден өтсе, кері бағыттағы сондай күйлер тізбегінен өтетін процесті айтады. Қайтымды процеске тек тепе-тең процесс жатады.

Қайтымды процестің қасиеті мынадай болуы тиіс: егер жүйе тура бағыттағы процестің бір элементар учаскесінде  $d'Q$  жылу алып,  $d'A$  жұмыс өндірссе (10.1 сурет), онда кері бағыттағы процестің сондай учаскесінде жүйе  $d'Q' = d'Q$  жылу береді де, оған  $d'A' = d'A$  жұмыс орындалады.

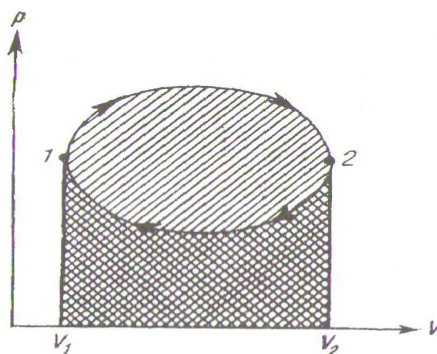


10.1 сурет

Сол себептен қайтымды процесс әуелі бір бағытта, сонан соң кері бағытта өткеннен кейін және жүйенің алғашқы күйіне қайтқаннан кейін жүйені қоршаған денелерде ешқандай өзгеріс қалмауы тиіс.

Тепе-тең емес процестер әрқашан да *қайтымсыз процес*, дәлдеп айтқанда, нақты процестер қайтымсыз процестер болады. Олар мейлінше баяу өте отырып, қайтымды процестерге тек жуықтай алады.

Дөңгелек процесс (яғни, цикл) деп, жүйе бірсыпыра өзгерістерге ұшырағаннан кейін алғашқы күйіне қайтып келетін процесті айтады. Сызбада мұндай цикл тұйық қисық сызықпен кескінделеді (10.2 сурет).



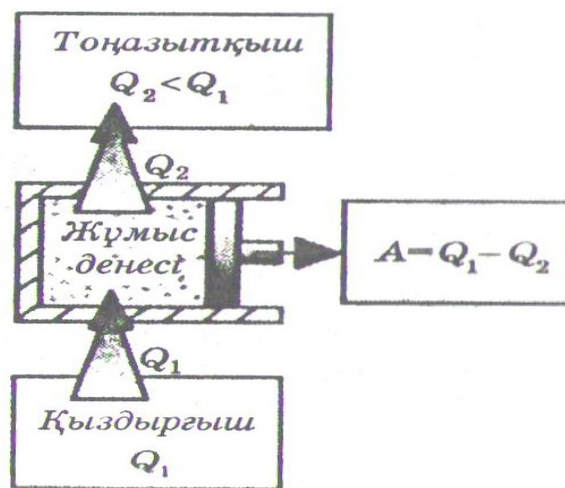
10.2 сурет

Дөңгелек процесс кезінде орындалатын жұмыс сан жағынан қисықпен қоршалған ауданға тең болады. 1-2 учаскесіндегі жұмыс оң және сан жағынан алғанда, оң жаққа көлбей штрихталған ауданға тең (сағат тілі бағытында орындалатын цикл қарастырылып отыр). 2-1 учаскесіндегі жұмыс теріс және сан жағынан солға қарай көлбей штрихталған ауданға тең. Демек, тұтас цикл ішіндегі жұмыс сан жағынан қисықпен қоршалған ауданға тең болады да, тура бағыттағы циклде (яғни сағат тілі бағытында орындалатын циклде) оң, ал оған кері бағытта теріс болады.

Циклді орындағаннан кейін жүйе алғашқы күйіне қайта келеді. Сондықтан күйдің кез келген функциясының, атап айтқанда, ішкі энергияның мәндері циклдің басында және соңында бірдей болады.

Жылу машиналары деп жүйенің ішкі энергиясының бір бөлігін механикалық энергияға айналдыратын және соның есебінен жұмыс істейтін құрылғыларды айтады.

Газдың ішкі энергиясының механикалық энергияға айналмай қалған бөлігі, салқындатқыш рөлін атқаратын *суытқыш* деп аталатын сыртқы ортаға беріледі. Сонымен, барлық жылу машиналарының құрылымы үш негізгі бөліктен тұрады: отынның энергиясы бөлініп шығатын *қыздырғыш*; бу немесе газ болып табылатын *жұмыс денесі*; пайдаланылмай қалған жылу мөлшерін алатын *суытқыш*. (10.3 сурет) жылу машиналары жұмысы жүрісінің сызбанұсқасы келтірілген.



10.3 сурет

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. Жылу қозғалтқышының тиімділігі оның пайдалы әсер коэффициентімен сипатталады :

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < 1 . \quad (10.2)$$

(10.2) 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 заңның басқа тұжырымдамалары:

- тек қана жұмыс өндіретін немесе бір жылулық резервуармен энергия алмасуын жасайтын циклдік процесс болуы мүмкін емес (У.Томсон);

екінші текті мәңгі қозғалтқыш 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.

Карно циклі барлық дөңгелек процестердің ішінде ерекше орын алады. Ол - бір қыздырғыш ( $T_1$ ) пен бір салқындатқыш ( $T_2$ ) арқылы қайтымды түрде орындалатын бірден-бір цикл. Карно циклі екі изотерма және екі адиабатадан тұрады. Жұмыс денесін идеал газ деп алсақ, қайтымды Карно циклі үшін ПӘК-і:

$$\eta_0 = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$

$$\eta_0 = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (10.3)$$

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,

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (10.4)$$

Карно теоремасы (10.4) термодинамиканың екінші заңының математикалық өрнегін береді, ол бір қыздырғышы мен бір салқындатқышы бар тұйық процестер үшін ғана қолданылады. Бұл (10.4) өрнектегі теңдік белгісі қайтымды процестер үшін, теңсіздік белгісі – қайтымсыз процестер үшін қойылады.

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

$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0. \quad (10.5)$$

Термодинамиканың екінші заңы табиғаттағы өтетін процестердің бағытын анықтайды. Екінші бастама бірінші бастама сияқты бірнеше тәсілдермен тұжырымдалуы мүмкін. Ең айқынырақ түрде тұжырымдап



айтқанда екінші бастама: жалғыз-ақ нәтижесі жылудың салқын денеден ыстық денеге ауысуы болып келетін процестерді жүзеге асыру мүмкін емес.

Больцманның тағайындауы бойынша, энтропияның қарапайым статистикалық түсініктемесі бар. Егер бір емес, бірқатар күйдің ықтималдылығы бірдей және ең үлкен болса, онда тұйықталған жүйе мұндай күйлердің біреуінен басқаларына көше алады. Сөйтіп, тұйықталған жүйенің энтропиясы мен ықтималдылығының қасиеттері бірдей: олар не арта алады, не өзгеріссіз қала береді.

Келтірілген пайымдаулардан жүйенің энтропиясы мен ықтималдылығының арасында нақтылы байланыс болуға тиіс деген қорытынды шығады. Больцман бұл қатыстың түрі мынандай екенін көрсетті:

$$S = k \ln W, \quad (10.6)$$

мұндағы  $k$ -Больцман тұрақтысы, ал  $W$ - жүйе күйінің термодинамикалық ықтималдылығы, ол шаманы сол күйді жүзеге асыруға болатын түрліше тәсілдердің саны деп түсінуге тиіспіз.

Термодинамиканың екінші заңының жалпылама тұжырымдамасы энтропия ұғымымен байланысты. Егер жүйе оқшауланған болса, яғни қоршаған ортамен жылу алмаспайтын болса ондай жүйенің энтропиясы:

$$\Delta S \geq 0, \quad S_2 \geq S_1. \quad (10.7)$$

Барлық нақты процестердің барлығы қайтымсыз болғандықтан оқшауланған жүйеде энтропия әрдайым артады. Энтропияның артуы жүйенің ықтималдылығы аз күйден ықтималдылығы көп күйге, яғни тепе-теңдік күйге ауысуын көрсетеді.

Жылу машиналарының жұмысын талдасақ, жүйеге  $dQ$  жылу түрінде берілген барлық энергияны  $dA$  жұмысқа айналдыру үшін оның қандай да бір бөлігі жеткілікті  $dA = \eta dQ = (1 - \frac{T_2}{T_1})dQ = dQ - T_2 \frac{dQ}{T_1} = dQ - T_2 dS$ , және неғұрлым аз болса, соғұрлым энтропия көп болады. Бұл жағдай энтропияны жұмыс істеу қабілетінің өлшемі деп сипаттауға мүмкіндік береді. Жүйенің энтропиясының артуы табиғи процестердің ерекше белгісі болып табылады және энергия сапасының төмендеуіне алып келеді.

Кез келген қайтымды цикл үшін Клаузиус теоремасын жазайық

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0. \quad (10.8)$$

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

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad \text{және} \quad S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T}. \quad (10.9)$$

Қайтымды процестегі энтропияның өзгерісі (10.1) және (10.9) қатынастары негізінде есептеледі:

$$TdS = dU + dA. \quad (10.10)$$

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

## 11 Дәріс №11. Тасымалдану құбылыстары

### Дәрістің мақсаты:

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

Қалыпты жағдайда газдың қысымы мен температурасы қарастырып отырған көлемнің барлық жерінде бірдей болады. Бірақ мұндай орналасу кейбір сыртқы себептерден өзгеріске ұшырайды. Осындай қозғалыстың салдарынан молекулалар бір-бірімен соқтығысып, өздерінің жылдамдықтарының бағыты мен шамасын өзгертеді. Сөйтіп молекулалар үздіксіз бір-бірімен араласып және соның салдарынан газ күйін сипаттайтын параметрлер өзара теңесіп отырады. Мұндай процестерді *тасымалдану құбылыстары* деп атайды және бұл құбылыстың нәтижесінде энергияның, массаның, импульстің кеңістіктік тасымалдануы жүреді.

Тасымалдану құбылыстарына: *диффузия, жылу өткізгіштік және ішкі үйкеліс құбылыстары* жатады.

Қандай да бір *шаманың ағыны деп бірлік уақыт ішінде қандай да бір бет арқылы өтетін осы шаманың мөлшерін* айтады (мысалы, масса ағыны  $M = \frac{dQ}{dt}$ , импульс ағыны  $K = \frac{dP}{dt}$  және т.б.).

*Ағын – скаляр алгебралық шама, оның таңбасы ағын оң болып саналатын бағытты таңдау арқылы анықталады.*

*Диффузия деп жылулық қозғалыс салдарынан ортаның тығыздығы жоғары жерінен тығыздығы төмен жерге қарай заттың тасымалдану процесін* айтады.

Қандай да бір ортада  $x$  осі бойынша қандай да бір құраушының концентрациясы біркелкі таралмайтын ортаны қарастырайық.  $n_i$  концентрацияның өзгеру шапшаңдығы  $\frac{dn_i}{dx}$  ( $\frac{dn_i}{dx}$  – берілген құраушының концентрациясының градиентінің  $x$  осіне проекциясы) туындысымен сипатталады. Температура, қорытқы концентрация  $n$  (тепе-теңдік күй) және қысым барлық жерде бірдей. Мұндай кезде молекулалардың  $\frac{dN_i}{dt}$  ағыны, сондай-ақ концентрацияның азаю бағытында берілген құраушының масса ағыны  $M_i = \frac{d(N_i m_i)}{dt}$  пайда болады.  $x$  осіне перпендикуляр  $S$  бет арқылы өтетін масса ағыны эксперименттік түрде:

$$M_i = -D \frac{d\rho_i}{dx} S, \quad (11.1)$$

мұндағы  $\rho_i = n_i m_i - i$  - құраушының парциал тығыздығы;  
 $m_i$  – берілген құраушының молекуласының массасы;  
 $D$  – *диффузия* деп аталынатын пропорционалдық коэффициент.

(11.1) теңдеуі Фик заңы деп аталады. Минус таңбасы ағынның орталық берілген құраушысының тығыздығы (концентрациясы) азаю жағына бағытталғанына байланысты қойылады.

Егер жүйеде температура біркелкі таралмаса ( $\frac{dT}{dx} \neq 0$ ), онда температураның азаю жағына қарай  $q$  жылу ағыны пайда болады:

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx} S, \quad (11.2)$$

мұндағы  $\lambda$  – пропорционалдық коэффициент, ол ортаның қасиеттеріне тәуелді және *жылуөткізгіштік* деп аталады.

Бұл (11.2) қатынасы *Фурье* заңы деп аталады және орта бөлшектерінің хаосты қозғалысынан болатын жылу алмасу процесі – жылуөткізгіштікпен сипатталады.

Егер газ тәрізді ортада көршілес қабаттардың жылдамдықтары бірдей болмаса, онда қабаттан қабатқа (қабат қозғалыстарының бағытына көлденең) молекулалардың импульсі тасымалданады.  $x$  осіне перпендикуляр бет арқылы өтетін  $K$  импульс ағыны:

$$\frac{d\delta}{dt} = K = -\eta \frac{du}{dx} S. \quad (11.3)$$

Бұл (11.3) теңдеуі Ньютон заңы деп аталып, импульс тасымалы тұтқырлықты немесе ішкі ағынды сипаттайды. Пропорционалдық коэффициент болып табылатын  $\eta$  шамасын ортаның динамикалық тұтқырлығы деп аталады.

Жылулық қозғалыстағы газ молекулалары бір-бірімен үздіксіз қозғалыста болады. Бірінен соң бірі болатын екі соқтығысу арасындағы уақытта молекула *l* *еркін жүру жолының ұзындығы* деп аталатын қайсыбір жол жүреді. Еркін жүру жолы - кездейсоқ шама. Соқтығысу кезінде екі молекуланың центрлерінің арасындағы ең минимал қашықтық молекуланың *эффektivтік диаметрі* деп аталады. Эффektivтік диаметр молекулалардың жылдамдықтары артқан кезде, яғни температура артқан кезде, шамалап азаяды.  $\sigma = \pi d^2$  шамасы молекуланың *эффektivтік қимасы* деп аталады.

1 с ішінде молекула орташа есеппен  $\langle v \rangle$  орташа жылдамдыққа тең жол жүреді. Егер бір секунд ішінде ол  $z$  рет соқтығысатын болса, онда молекулалардың еркін жүру жолының орташа ұзындығы :

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle}. \quad (11.4)$$

Қажетті есептеулер көрсеткендей, молекулалардың салыстырмалы қозғалысының орташа жылдамдығы молекулалардың ыдыстың қабырғасына қатысты алынатын жылдамдығынан екі есе артық болады. Сондықтан

соқтығысулардың бірлік уақыттағы орташа саны  $\langle z \rangle = \sqrt{2\pi}d^2 \langle v \rangle n$  тең. Онда молекулалардың еркін жүру жолының орташа ұзындығы:

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}d^2 n}. \quad (11.5)$$

Яғни,  $\langle l \rangle$  молекулалардың  $n$  концентрациясына кері пропорционал.

Тасымал құбылыстарын сандық түрде талдау үшін молекула қозғалысының кинематикалық сипаттамаларын игеру қажет:

- молекуланың эффективті диаметрі  $d$  және соқтығысудың эффективті қимасы  $\sigma = \pi d^2$ ;

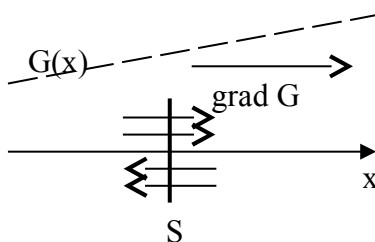
- газдың бір молекуласының бірлік уақыт ішінде алатын орташа соқтығысу саны  $z = \sqrt{2\pi}d^2 \langle v \rangle n$ ;

- молекулалардың орташа еркін жүру жолы:

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}d^2 n} = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma n}. \quad (11.6)$$

$G$  шамасы бір молекуланың молекулалық қасиетін (бұл энергия, импульс, концентрация, заряд және т.б. болуы мүмкін) сипаттайды делік.

Ортада осы шаманың  $x$  осі бойымен градиенті бар деп есептейміз.



11.1 сурет

$x$  осіне перпендикуляр  $S$  бетті (11.1 сурет) бөліп алып, жылулық қозғалыс салдарынан осы бет арқылы өтетін  $G$  шамасының  $I_G$  қорытқы ағынын есептейік.  $S$  бетті тек соқтығысудың соңғы мезетінде беттен орташа еркін жүру жолынан аспайтын арақашықтықта орналасқан молекулалар ғана қиып өтетінін ескеру керек. Осылайша  $x$  осі бойымен (немесе оған қарама-қарсы) бағытталған ағынды аламыз:

$$I_G = I_G^{(+)} + I_G^{(-)} = \frac{1}{6} \langle v \rangle n [G(x - \lambda) - G(x + \lambda)] S = -\frac{1}{3} \langle v \rangle \langle l \rangle n \frac{dG}{dx} S. \quad (11.7)$$

(11.7) теңдеуі  $S$  бет арқылы өтетін  $G$  шамасының ағынын анықтайтын тасымал құбылыстарының негізгі теңдеуі болып табылады. (11.7) теңдеуінен Фик, Фурье және Ньютон заңдарын шығарып аламыз.

Молекулалар қандай да бір көлемде біркелкі таралған делік, олардың барлығы бір-бірінен өздерінің механикалық параметрлері бойынша ерекшеленеді. Молекулалардың қандай да бір сортының концентрациясы  $n_i(x)$ . (11.7) теңдеудегі  $G$  шамасы бір молекулаға қатысты сипаттама екенін ескереміз:

$$G = \frac{n_i m_i}{n_0}, \quad (11.8)$$

мұндағы  $n_0$  – молекулалардың тепе-теңдік концентрациясы.

$$I_G = M_i = -\frac{1}{3} \langle v \rangle \langle l \rangle \frac{d\rho_i}{dx} S = -D \frac{d\rho_i}{dx} S, \quad (11.9)$$

мұндағы 
$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle l \rangle. \quad (11.10)$$

Біз  $D$  диффузия шамасы үшін өрнекті алдық.

Жылуөткізгіштік жағдайында  $G$  молекулалардың жылулық қозғалысының орташа энергиясы:

$$G = \frac{i}{2} kT = \frac{i}{2} \frac{kN_A}{N_A} \cdot T = \frac{i}{2} \frac{R}{N_A} T = \frac{i}{2} \frac{C}{N_A} T. \quad (11.11)$$

Тасымал теңдеуі мынадай түрге ие болады:

$$I_G = q = -\frac{1}{3} n \langle v \rangle \langle l \rangle \frac{C_V}{N_A} \frac{dT}{dx} S = -\frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle c_V \frac{dT}{dx} S = -\lambda \frac{dT}{dx} S, \quad (11.12)$$

$$\lambda = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle c_V, \quad (11.13)$$

мұндағы  $\lambda$  – жылуөткізгіштік;  $\rho$  – тығыздық;

$c_V$  – ортаның изохоралық меншікті жылу сыйымдылығы.

Тұтқырлық жағдайында  $G = m_i u(x)$ . Сондай-ақ,

$$I_G = K = -\frac{1}{3} n \langle v \rangle \langle l \rangle m_i \frac{du}{dx} S = -\eta \frac{du}{dx} S, \quad (11.14)$$

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle. \quad (11.15)$$

(11.10), (11.13) және (11.15) теңдеулерінен,  $\lambda = \eta c_V = D \rho c_V$ ,  $\eta = D \rho$  екені шығады.

Тасымал теңдеулеріндегі коэффициенттерінің арасындағы байланыс тасымал құбылыстарының физикалық табиғатының ұқсастығына байланысты және олардың барлығы (11.7) түріндегі бірдей теңдеулермен сипатталады.

## 12 Дәріс №12. Нақты газдар

### Дәрістің мақсаты:

-үлкен тығыздықтағы газдардың өзгерісін дұрыс сипаттайтын теңдеулердің негізін ескеруі тиіс екендігін оқып үйрену;

-заттың фазалық күйлеріне сәйкес келетін изотермалармен танысу.

Қасиеті молекулалардың әсерлесуіне тәуелді газды немесе идеалдық шарттарға бағынбайтын газды *нақты газ* деп атайды.

*Жоғары қысымдағы* немесе *төмен температурадағы* газды идеал деуге болмайды, себебі газ молекулалары бір-біріне өте жақын орналасады да олардың өлшемдерін және өзара әсерлесуін ескеруге тура келеді. Бұл

жағдайда газдың күйін Менделеев-Клапейрон теңдеуі көмегімен сипаттауға болмайды.

Кез келген зат қатты, сұйық және газ түріндегі үш түрлі агрегаттық күйде болады. Заттың бұл күйлерін *фазалар* деп атайды.

*Фаза* деп бір-бірінен физикалық қасиеті жағынан айырмашылығы бар бір заттың түрлі термодинамикалық тепе-теңдіктегі күйін айтады.

*Заттың фазалық түрленуі температура мен қысымның өзгерісіне тәуелді* деген қорытынды жасаймыз.

Заттың температурасы арқылы оның энергиясы анықталатындықтан, әртүрлі агрегаттық күйде болуды энергия шамалары арқылы сипаттауға болады.

Егер,  $W_{P_{\min}} \ll W_k$  зат газ күйінде,  $W_{P_{\min}} \gg W_k$  зат қатты күйде,  $W_{P_{\min}} \approx W_k$  зат сұйық күйде болады.

Кез келген дене температураға байланысты газ, сұйық және қатты күйлерде бола алады.

Нақты газдар қасиеттерінің идеал газдың қасиеттерінен өзгеше болуы мынадай екі себептен болуға тиіс: біріншіден, молекулалардың өздерінің өлшемдері болады, екіншіден, молекулалардың арасындағы өзара әсер күшінің сипаты серпімді шарлардың өзара әсер күшінен күрделірек болады.

Бұл екі себептің екеуін де Ван-дер-Ваальс есепке алған. Идеал газдың Менделеев-Клапейрон теңдеуі нақты газдарға қолданылмайды, оны қолдану үшін, оған түзетулер енгізу қажет. Сол түзетуді алғаш рет 1873 ж. енгізген голландия физигі Ван-дер-Ваальс болды.

Бірінші түзетуі – *ол молекулалардың өздерінің көлемі* газды қысқанда ол қысымға кері пропорционал кемитін барлық көлем емес, молекулалар арасындағы бос кеңістіктің көлемі болғандықтан, Менделеев-Клапейрон формуласындағы  $V$  көлем орнына  $(V-v)$  шамасын енгізеді. Мұндағы,  $v$  газдың қысылмаған бөлігінің көлемі, яғни молекулалардың көлемі, ол Ван-дер-Ваальстің есептеуінше барлық молекулалардың 4 еселенген көлеміне тең  $(4V_0)$ , өйткені қанша қыссақ та, молекулалардың арасында қуыс қалып қояды.

Нақты газ молекулаларының арасындағы тартылыс күші *қосымша қысым* немесе *ішкі қысым* туғызады. Бұл Ван-дер-Ваальстің енгізген екінші түзетуін  $P'$  арқылы белгілейік. Молекулалардың бір-біріне тартылыс күші газды қысу үшін сыртқы қысым күшімен қосылады. Олай болса Менделеев-Клапейрон формуласындағы сыртқы қысым  $P$  орнына екі қысымның қосындысын жазамыз:  $(P + P')$ , мұндағы  $P'$  – *ішкі* немесе *молекулалық қысым*, ол Ван-дер-Ваальстің есептеуінше газ көлемінің квадратына кері пропорционал, яғни

$$P' = a / V^2, \quad (12.1)$$

мұндағы,  $a$  – газдың табиғатына байланысты Ван-дер-Ваальс тұрақтысы.

Осыдан келіп:

$$(P + P')(V - v) = RT \quad \text{немесе} \quad (P + a / V^2)(V - v) = RT. \quad (12.2)$$

Бұл 1 моль газ үшін шығарылған *нақты газ күйінің теңдеуі* немесе *Ван-дер-Ваальс теңдеуі*.

Сонымен, Ван-дер-Ваальс теңдеуі заттың газ күйін ғана сипаттап қана қоймай, әрі сұйық күйге ауысу процесі мен сұйықты сығу процесін де қамтиды екен.

Заттардың газ тәрізді және сұйық күйлерін түсіндіргенде мынадай қорытындыларды айтқан жөн.

1) Кризистік  $T_k$  температурадан жоғары температураларда зат тек газ күйінде ғана болады. Газдың температурасы кризистік температура жоғары болғанда оны қанша сықса да сұйық күйге айнала алмайды. Кризистік температурадан төмен температурада  $T < T_k$  зат қысымға байланысты не газ тәрізді күйінде не сұйық күйінде немесе қатарынан екі фазада – сұйық және қаныққан бу түрінде бола алады.

2) Қаныққан будың қысымы осы заттың кризистік қысымынан артық бола алмайды ( $p < p_k$ ).

3) Заттың сұйық күйіндегі көлемі сол мөлшерде алынған осы заттың кризистік көлемінен артық болмайды ( $V < V_k$ ). Кризистік нүктеде (К) сұйық пен будың арасындағы айырмашылықтардың барлығы да жойылады.

Ван-дер-Ваальс теңдеуін (12.2) қарастыра отырып,  $T_k$  – кризистік температура,  $p_k$  – кризистік қысым,  $V_k$  - кризистік көлем,  $a, b$  және  $R$  –дің арасындағы тәуелділікті анықтауға болады.

Ван-дер-Ваальс теңдеуі сияқты:

$$V_k = 3b ; \quad p_k = \frac{a}{(27 \cdot b^2)} ; \quad T_k = \frac{8a}{(27 \cdot Rb)} \quad (12.3)$$

(12.3) өрнектер де нақты газдар үшін немесе газдың сұйыққа айналу процесін сипаттайтын жуықталған теңдеулер болып есептелінеді.

Заттың бір фазадан екінші түріне фазалық ауысуы, сол заттың қасиетінің сапалық өзгеруімен байланысты. Фазалық ауысудың екі түрі бар. Бірінші текті фазалық ауысу (мысалы, балқу, кристалдану, т.б.) жылудың фазалық ауысуы деп аталатын белгілі бір мөлшердегі жылудың жұтылуымен немесе бөлінуімен жүреді. Бірінші текті фазалық ауысу температураның тұрақтылығымен және энтропия мен көлемнің өзгерістерімен сипатталады.

Екінші текті фазалық ауысу деп, жылудың жұтылуына немесе бөлінуіне және көлемнің өзгеруіне байланыссыз болатын фазалық ауысуды айтамыз. Осы фазалық ауысу көлем және энтропияның тұрақтылығымен және жылу сыйымдылықтың секірмелі өзгерісімен сипатталады.

Нақты газ молекулаларының арасындағы өз ара әсерлердің нәтижесінде олардың өз ара потенциалдық энергиясы  $E_p$  пайда болады да, бұл энергия газ молекулаларының  $E_k$  қозғалыс кинетикалық энергиясымен қатар газдың ішкі энергиясы құрамына кіреді:

$$U = E_k + E_p. \quad (12.4)$$

Молекулалардың өзара әсерлесуінің потенциалдық энергиясы олардың бір-бірінен орташа ара қашықтығына байланысты, сондықтан потенциалдық энергия газдың көлеміне тәуелді болады.

Молекулалар арасындағы тартылыс күштеріне қарсы істелген жұмыс жүйенің потенциалдық энергиясын арттыруға жұмсалады.

$$dA = p'dV = dE_p$$

немесе ,  $p' = a / V^2$  болғандықтан

$$dE_p = \int_{\infty}^V a \frac{dV}{V^2}$$

осыдан  $E_p = - a / V$ . (12.5)

Мұндағы минус таңбасы молекулалар арасындағы ішкі қысымды туғызатын теріс таңбалы тартылыс күштері екендігін білдіреді.

### 13 Дәріс №13. Электрстатика

#### Дәрістің мақсаты:

-электрстатикалық өрістің қасиеттері мен сипаттамаларын оқып үйрену;

-электрстатикалық өрістерді есептеуге негізгі теоремаларды қолдану.

Табиғатта элементар бөлшектердің өзара әселесуінің іргелі төрт түрі *күшті, электромагниттік, әлсіз және гравитациялық* әсерлесулер бар.

Электрдинамиканың негізі электр заряды мен электр өрісі болып табылады. Яғни кез келген зарядталған дененің айналасында электр өрісі болады. Зарядталған денелер немесе бөлшектер бір-бірімен осы өріс арқылы әсерлеседі. *Электр заряды* денелердің электрлік әсерлесуін сипаттайды. Электр зарядтарының қасиеттері:

-электр зарядтары оң және теріс болады, аттас зарядтар бір-бірінен тебіледі, ал әр аттас зарядтар бір-біріне тартылады;

-электр заряды релятивтік инвариантты: ол қозғалыс кезінде мәнін өзгертпейді, яғни оның шамасы санақ жүйесіне тәуелсіз;

-электр заряды аддитивті, яғни кез келген жүйенің заряды жүйені құрайтын бөлшектердің зарядтарының алгебралық қосындысына тең;

электр заряды дискретті, яғни кез келген бөлшек  $e$  элементар зарядтан тұрады, яғни :  $q = eN$ .

Элементар заряды бар бөлшектер электрон *теріс* және протон *оң* зарядты. Элементар заряд  $|e| = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл.

*Электр зарядының сақталу заңы* - тұйықталған жүйенің электр заряды осы жүйеде өтетін кез келген процесс кезінде өзгермейді.

$$q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = const.$$

*Нүктелік заряд* дегеніміз өлшемі мен пішінін ескермеуге болатын электр заряды бар дене.

*Электр зарядының сызықтық тығыздығы:*

$$\tau = \frac{dq}{dl}, \quad (13.1)$$

мұндағы  $dq$  - ұзындығы  $dl$  зарядталған сызықтық элементтің заряды.

*Электр зарядының беттік тығыздығы :*

$$\sigma = \frac{dq}{ds}, \quad (13.2)$$



мұндағы  $dq$  - зарядталған беттің  $dS$  элементар бөлігінің заряды.

*Электр зарядының көлемдік тығыздығы:*

$$\rho = \frac{dq}{dV}, \quad (13.3)$$

мұндағы  $dq$ - зарядталған дененің  $dV$  элементар көлемінің тығыздығы.

Зарядтардың өзара әсерлесуі *Кулон заңымен* сипатталады. Ол екі нүктелік зарядталған дененің вакуумдегі өзара әсерлесу күшінің осы денелердің  $q_1$  және  $q_2$  зарядтарына және олардың  $r$  арақашықтығына тәуелділігін тағайындайды. Халықаралық бірліктер жүйесінде заң былай жазылады:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (13.4)$$

мұндағы  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}^2/\text{Н} \cdot \text{м}^2$  - электр тұрақтысы.

Электрстатикалық өрістің күштік сипаттамасы *өрістің кернеулігі* болып табылады, ол бірлік оң зарядқа әсер ететін күшпен анықталады:

$$E = \frac{F}{q}, \quad (13.5)$$

мұндағы  $F$  - өрістің берілген нүктесіне орналасқан оң  $q$  зарядқа әсер ететін күш.

Кернеулік векторының бағытына өрістің берілген нүктесінде орналасқан бірлік оң зарядқа әсер ететін кулондық күштің бағыты алынады.

Егер кернеулік векторы  $E$  өрістің барлық нүктелерінде бірдей болса, өріс біртекті өріс деп аталады.

Кулондық күштерге механикадағы күш әсерлерінің тәуелсіздік принципі қолданылады. Сонымен, өрістің кез келген нүктесіндегі  $q_0$  сыншы зарядқа әсер етуші қорытқы күш оған түсірілген жүйедегі әрбір  $q_i$  зарядтардың әсер күштерінің векторлық қосындысына тең:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (13.6)$$

Берілген зарядтар жүйесіндегі қорытқы  $E$  өріс кернеулігі үшін осы өрнекті ескеріп, былай жазуға болады:

$$E = \sum_{i=1}^n E_i. \quad (13.7)$$

Зарядтар жүйесінің өріс кернеулігі жүйені құрайтын зарядтардың кернеуліктерінің қосындысына тең болады. Бұл *суперпозиция принципі* деп аталады.

Электрстатиканың негізгі есебі өрістің негізгі сипаттамалары:  $E$  өріс кернеулігін және  $\varphi$  потенциалын берілген шамалар бойынша табу және кеңістікте зарядтардың таралуын анықтау. Бұл есепті екі жолмен шешуге болады. Олар: суперпозиция принципі және Гаусс теоремасы.

Электр өрісінің  $S$  бет арқылы өтетін кернеулік векторының ағыны:

$$\hat{O} = \int_S E dS = \int_S E dS \cos \alpha = \int_S E_n dS, \quad (13.8)$$

мұндағы  $E_n$  – кернеулік  $E$  векторының  $dS$  элементар бетке түсірілген  $n$  нормаль бағытындағы проекциясы. Тұйықталған бет арқылы өтетін кернеулік  $E$  векторының ағыны осы бет ішіндегі зарядтардың алгебралық қосындысына ғана тәуелді:

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i . \quad (13.9)$$

Бұл формула вакуумдегі электрстатикалық өріс үшін Гаусс теоремасын өрнектейді. Гаусс теоремасы былай тұжырымдалады: *тұйықталған бет арқылы өтетін  $E$  векторының ағыны осы бетпен қамтылған көлем ішіндегі зарядтардың алгебралық қосындысын  $\epsilon_0$  электр тұрақтысына бөлгенге тең.*

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

Мысал ретінде  $\rho$  көлемдік зарядпен біркелкі зарядталған, радиусы  $R$  дөңгелек цилиндрдің өрісін есептейміз. Гаусстық бет ретінде радиусы  $r$  және биіктігі  $h \ll l$  болатын, осі берілген цилиндрдің осімен сәйкес келетін дөңгелек цилиндрдің бетін алу ыңғайлы.

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = E_r \cdot 2\pi r h . \quad (13.10)$$

Өрістің  $r \leq R$ , аймағы үшін  $q = \rho \pi r^2 h$  екенін ескеріп алатынымыз

$$E_r = \frac{\rho r}{2\epsilon_0}, \quad \varphi = -\frac{\rho r^2}{4\epsilon_0} . \quad (13.11)$$

Ал  $r = R$  жағдай үшін

$$E_r(R) = \frac{\rho R}{2\epsilon_0}, \quad \varphi = -\frac{\rho R^2}{4\epsilon_0} \quad (13.12)$$

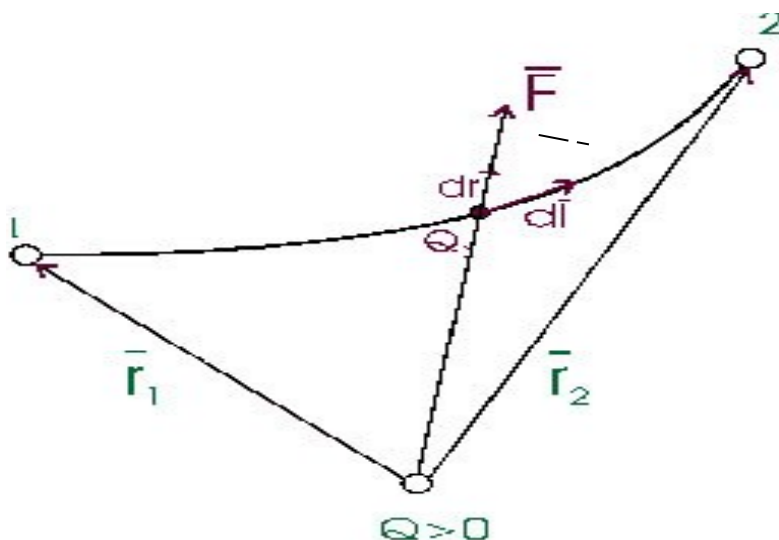
Өрістің  $r \geq R$  аймағында

$$q = \rho \pi R^2 h$$

және

$$E_r = \frac{\rho R^2}{2\epsilon_0 r} \quad (13.13)$$

Қозғалмайтын  $q$  зарядтың электрстатикалық өрісінде  $q_0$  нүктелік сыншы заряд 1 нүктеден 2 нүктесіне орын ауыстырғанда өріс тарапынан әсер ететін күш жұмысы.



13.1 Сурет

Электрстатикалық өріс жұмысы:

$$A_{12} = \int_1^2 \vec{F} d\vec{l} = \int_1^2 F dl \cos \alpha, \quad (13.14)$$

мұндағы  $\alpha$  – күш  $F$  векторымен  $dl$  орын ауыстыру арасындағы бұрыш.

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

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{qq_0}{r_1} - \frac{qq_0}{r_2} \right). \quad (13.15)$$

Осы өрнегінен шығатыны, жұмыс орын ауыстыру траекториясына тәуелсіз, тек  $q_0$  зарядының бастапқы 1 және соңғы 2 орындарымен ғана анықталады.

Сондықтан *электрстатикалық өріс - потенциалды өріс*, яғни кулон күштерінің зарядты өрістің бір нүктесінен екінші нүктесіне ауыстыру үшін атқаратын жұмысы траектория пішініне тәуелді емес, ол тек нүктенің бастапқы және соңғы орнына ғана байланысты.

Электрстатикалық күш жұмысы:

$$A = qEd, \quad A = -W_p \quad (13.16)$$

мұндағы  $\Delta W_p$  - электрстатикалық өрістегі зарядтың потенциалдық энергиясының өзгерісі.

Тұйық жүйеде зарядтың орын ауыстыруына байланысты кулон күші жұмыс атқармайды, яғни  $A = 0$ .

Егер сыншы заряд ретінде бірлік оң заряд алатын болсақ, оның орнын 1-орыннан 2-орынға ауыстыру үшін күштің жасайтын жұмысы мынаған тең:

$$A = \int_1^2 \vec{E} d\vec{l}. \quad (13.17)$$

Егер электр өрісінің жұмыс тұйықталған траекториямен жасалатын болса, онда жұмыс нөлге тең болады:

$$\oint_L E dl = 0, \quad (13.18)$$

$\oint_L E dl$  - кернеулік  $E$  векторының циркуляциясы деп аталады. Сонымен, кез келген тұйық контур бойындағы электрстатикалық өрістің кернеулігі векторының  $E$  циркуляциясы нөлге тең. Бұл электрстатикалық өріс кернеулік сызықтары тұйықталған болуы мүмкін емес екендігін көрсетеді.

Екінші жағынан Гаусс теоремасы электрстатикалық өріс көзі электр зарядтары екендігін білдіреді.

Электрстатикалық өрістің потенциалы  $\Phi$  - скаляр шама, өрістің берілген нүктесіндегі бірлік оң нүктелік зарядтың потенциалдық энергиясына тең және өрістің энергетикалық сипаттамасы болып табылады:

$$\Phi = \frac{W_p}{q} \quad (13.19)$$

Өріс күшінің потенциалы  $\Phi_1$  (1-нүктен) потенциалы  $\Phi_2$  (2-нүктеге)  $q_0$  зарядтың орнын ауыстыруға жасайтын жұмысы :

$$A_{12} = q_0(\Phi_1 - \Phi_2) \quad (13.20)$$

өрнегімен анықталады.

Нүктелік  $q$  зарядтың электрстатикалық өрісінің одан  $r$  қашықтықтағы нүктедегі потенциалы:

$$\Phi = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}. \quad (13.21)$$

Радиусы  $R$ , заряды бетінде бірқалыпты таралған шардың электрстатикалық өрісінің потенциалы шардан тыс нүктелерде шардың центріне орналастырылған нүктелік  $q$  зарядтың өріс потенциалымен бірдей болады. Шардың ішіндегі өріс потенциалы:

$$\Phi = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 R},$$

(13.22)

бірақ шардың ішіндегі өріс кернеулігі нөлге тең.

Өрістің күштік сипаттамасы  $E$  кернеулік және оның энергетикалық сипаттамасы  $\Phi$  потенциалдың арасында электрстатикалық өрістің потенциалдылығына негізделген байланыс бар. Потенциалды күш өрісінде потенциалдық энергия мен күш арасындағы байланыс мына түрде берілген:

$$F = -grad W_p = -\nabla W_p, \quad (13.23)$$

мұндағы  $\nabla$  – набла операторы, оның түрі:

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} i + \frac{\partial}{\partial y} j + \frac{\partial}{\partial z} k \quad (13.24)$$

осыдан

$$E = -\nabla \Phi \quad (13.25)$$

Мұндағы «минус» таңбасы  $E$  векторының бағыты әрқашан да потенциалдың кемуіне қарай бағытталадығын көрсетеді.

Егер металл өткізгіш электр өрісіне орналастырылса, онда осы өрістің

әсерімен өткізгіш электрондар жылулық бейберекет қозғалыспен қатар тәртіптелген қозғалысқа түсіріледі және өріс кернеулігіне қарсы бағытта орын ауыстырады.

Сонда өткізгіштің сол жақ бетінде артық теріс заряд, ал қарама-қарсы оң жақ бетінде артық оң заряд пайда болады. Өткізгіш беттерінде пайда болған зарядтар, оның ішінде  $E_i$  кернеулігі сыртқы электр өрісінің  $E_c$  кернеулігіне қарсы бағытталған электр өрісін тудырады. Өткізгіштегі қорытқы электр өрісінің кернеулігі  $E = E_c + E_i$ ,  $|E_c| = |E_i|$  болған кезде өткізгіштерге электрондарға әсер ететін күш нөлге тең болады да, ондағы зарядтардың реттелген қозғалысы тоқталады  $E = 0$ .

Бұдан шығатыны  $E = -grad\varphi = 0 \Rightarrow \varphi = const$ , яғни зарядталған өткізгіштің ішіндегі барлық нүктелерінде оның потенциалы бірдей, зарядты өткізгіштің беті эквипотенциал бет болып табылады. Беттің кернеулік векторы  $E$  осы беттің әрбір нүктесіне нормаль бойымен бағытталады.

Электр өрісінде орналасқан өткізгіште әр аттас зарядтардың бөліну құбылысы *электрстатикалық индукция деп аталады*. Өткізгішті өрістен алып кетсе, электрстатикалық өріс әсерінен бөлінген зарядтар – *индукцияланған зарядтар* өзара теңгеріледі, бұл кезде металл өзінің бұрынғы қалыпты күйіне келеді.

Электрстатикалық қорғау құбылысы мына қағидаға негізделген: егер құрал тұйық металл бетпен қоршалса, онда оған ешқандай сыртқы электр өрістері әсер етпейді.

Сонымен өткізгіштерге мынадай қасиеттер тән:

-өткізгіш ішінде электрстатикалық өріс болмайды,  $E = 0$ ;

-статикалық зарядтардың барлығы өткізгіш бетінде болады,  $D = \sigma$ ,

$E = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0}$ , (мұндағы  $\sigma$  - зарядтардың беттік тығыздығы,  $\epsilon$  - өткізгішті қоршап тұрған ортаның диэлектрлік өтімділігі);

-өткізгіш бетіндегі кернеулік векторы  $E$  осы бетке перпендикуляр бағытталады.

## 14 Дәріс №14. Электрстатикалық өрістегі диэлектриктер

### Дәрістің мақсаты:

-диэлектрик ішіндегі электр өрісін оқып үйрену;

-заттардағы электр өрісі үшін Гаусс теоремасын қолдану;

-екі диэлектрик шекарасындағы орын алатын құбылыстар.

Электрлік қасиеттері бойынша денелер өткізгіштер және диэлектриктер болып бөлінеді.

*Диэлектриктер* деп электр тогын өткізбейтін заттарды айтады. Диэлектриктерге мысалы, ауа және шыны, эбонит, құрғақ ағаш және қағаз жатады.

Классикалық тұрғыдан қарағанда диэлектриктер өткізгіштерден электр өрісі әсерінен реттелген қозғалыс жасап, электр тогын тудыратын еркін зарядтардың болмауымен ерекшеленеді.

*Электрлік диполь* – әр аттас екі нүктелік зарядтан тұратын электр жағынан нейтралды жүйе.

Диэлектриктердің молекулалары электр жағынан 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  $p = ql$  ( $q$  – молекуладағы барлық атомдық ядролардағы оң зарядтардың қорытқысы,  $l$  – электрондардың «ауырлық центрінен» атомдық ядролардағы оң зарядтардың «ауырлық центрін» қосатын вектор).

Диэлектриктерді сыртқы электр өрісіне енгізгенде сыртқы өріс әсерінен оларда нөлден өзгеше электр моменті пайда болады, яғни диэлектрик (поляриланады) үйектеледі.

Сыртқы электр өрісі әсерінен дипольдердің өріс бағытына сәйкес ығысу құбылысын *диэлектриктердің полярилануы* деп атайды. Нәтижесінде диэлектриктің қандай да бір көлеміндегі электр моменті нөлден өзгеше болады, яғни заттың бетінде байланысқан зарядтар пайда болады. Осы зарядтар тудыратын электр өрісінің кернеулігі  $E_i$  диэлектриктің ішінде сыртқы электр өрісінің кернеулігіне  $E_0$  қарсы бағытталады. Сондықтан да диэлектрик ішіндегі электр өрісі әлсірейді. Диэлектриктің ішіндегі өрістің қорытқы кернеулігі:

$$E = E_0 + E_i .$$

(14.1)

Вакуумде электр өрісі кернеулігі  $E_0$  модулінің біртекті диэлектриктегі өрістің  $E$  модуліне қатынасына тең шаманы заттың *диэлектрлік өтімділігі* деп атайды:

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E} . \quad (14.2)$$

Диэлектриктер үш топқа бөлінеді: *полярлы, полярлы емес және кристалды*.

*Полярлы* диэлектриктерде оң және теріс зарядтардың таралу нүктелері сәйкес келмейді және электр өрісіне енгізілген кезде бұл диэлектриктердің молекулалары кернеулік векторының  $E_0$  бағытына қарай ығысады.

*Полярлы емес* диэлектриктерде оң және теріс зарядтардың таралу нүктелері сәйкес келеді және электр өрісіне енгізілген кезде бұл диэлектриктердің молекулалары деформацияланып, нәтижесінде дипольдар пайда болады және олар кернеулік векторының  $E_0$  бағытына қарай ығысады.

Ионды диэлектриктер (NaCl, KCl) - әртүрлі таңбалы кезектескен иондардан құрылған кеңістікті торды құрайтын кристалдар.

Диэлектриктердегі полярланудың сандық мөлшері  $P$  полярлану векторымен сипатталады. Полярлану векторы диэлектриктің шексіз аз көлемінің электрлік дипольдік моментінің сол көлемге қатынасымен анықталады:

$$\vec{P} = \frac{1}{\Delta V} \sum_i \vec{p}_i, \quad (14.3)$$

мұндағы  $p_i$  – бір молекуланың дипольдік моменті.

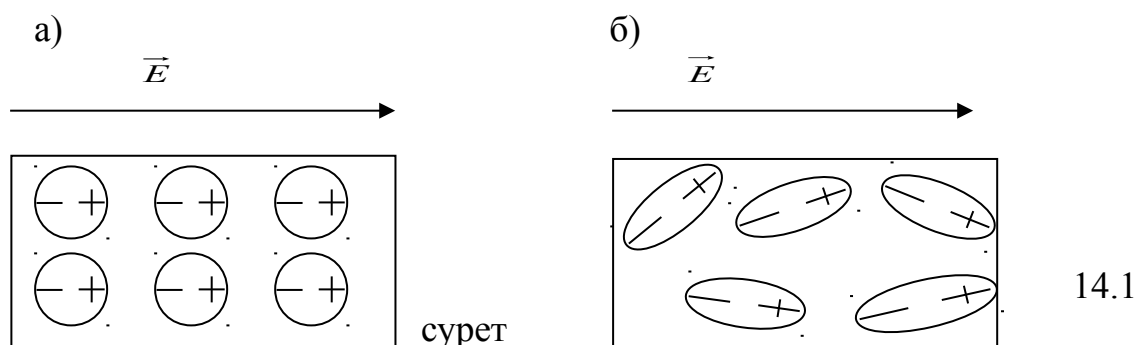
Поляризациялау – полярлануды тудыратын, сыртқы электр өріс кернеулігімен анықталатын макроскопиялық сипаттама.

Изотропты диэлектриктерде полярланудың кез келген түрі сол нүктедегі өріс кернеулігімен мынадай қарапайым байланыста болады:

$$D = \epsilon_0 \delta A, \quad (14.4)$$

мұндағы  $\chi$  – диэлектриктің диэлектрлік қабылдағыштығы деп аталатын өлшемсіз шама.

Полярлы емес диэлектриктің аз көлеміндегі барлық молекулалар электр өрісінде бірдей  $P_e$  электрлік моменттерге ие болады (14.1, а сурет), сондықтан полярлану  $P = n p_e$  өрнегімен анықталады ( $n$  – молекулалардың концентрациясы).



Полярлы диэлектриктерде сыртқы өрістің ығысуына молекулалардың жылулық қозғалысы кедергі жасайды (14.1, б сурет). Нәтижесінде кейбір молекулалардың дипольдік моменттері өріс бағытына ығысып, есептеулер мен тәжірибелерден (2.4) өрнегі шығады.

Диэлектрикті сыртқы өріске орналастырса, ол 14.1 суреттегідей оң зарядтар өріс бағытымен, теріс зарядтар өріс бағытына қарама-қарсы бағытта полярланады, нәтижесінде диэлектрик пластиналарының (оң жақ) бетінде беттік тығыздығы  $+\sigma'$ , ал (сол жақ) оған қарама-қарсы бетінде беттік тығыздығы  $-\sigma'$  болатын артық зарядтар пайда болады. Бұл зарядтар байланысқан беттік зарядтар деп аталады. Олар диэлектриктердің атомдары мен молекулаларынан бөлініп кетпейді.

Полярлану векторы мен  $\sigma'$  байланысқан зарядтардың беттік тығыздығы бір-бірімен қарапайым байланысқан:

$$\sigma' = P \cos \alpha = P_n \quad (14.5)$$

(14.4) өрнегін ескеріп, мына формулаға келеміз:

$$\sigma' = D_n = \varepsilon_0 x E_n, \quad (14.6)$$

мұндағы  $P_n$  – беттің берілген нүктесіндегі сыртқы нормальдағы полярлану проекциясы;

$E_n$  – өріс кернеулігінің сол нормальдағы проекциясы.

Электрстатикалық өрістің көзі еркін зарядтармен қатар байланысқан зарядтар да болып табылады. Сондықтан  $E$  өрісі үшін Гаусс теоремасын төмендегідей жазуға болады:

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} (\sum_i q_i + \sum_i q'_i), \quad (14.7)$$

мұндағы  $(\sum_i q_i + \sum_i q'_i)$  – ауданы  $S$  бетпен қамтылған көлемдегі еркін және байланысқан зарядтардың алгебралық қосындысы.

Өріс  $E$  кернеулік векторын табуға (14.7) өрнегі тиімсіздеу, өйткені  $E$  өріске тәуелді байланысқан зарядтардың таралуы алдын ала берілмеген.

Өрісті есептеу көп жағдайда қосымша шаманы енгізумен жеңілдетіледі. Ол шаманың көзі тек еркін зарядтар болып табылады және *электрлік ығысу немесе электр индукциясы* деп аталады:

$$D = \varepsilon_0 E + P. \quad (14.8)$$

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

*Тұйықталған бет арқылы өтетін электр ығысу векторының ағыны  $\Phi_D$  осы бет ішіндегі еркін зарядтардың алгебралық қосындысына тең:*

$$\Phi_D = \oint_S D dS = \sum_i q_i. \quad (14.9)$$

Бұл электр ығысу  $D$  векторы үшін *Гаусс теоремасы*. (14.4) өрнектегі  $P$  мәнін (14.8) өрнегіне қойып алатынымыз:

$$D = \varepsilon_0 E + \varepsilon_0 x E = \varepsilon_0 (1 + x) E$$

немесе

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon E, \quad (14.10)$$

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

Электрлік ығысудың өлшем бірлігі – Кл/м<sup>2</sup>.

Біртекті изотропты екі диэлектрик шекарасында  $E$  және  $D$  векторлары электрстатиканың негізгі теоремаларымен анықталады:  $E$  векторының (13.18) циркуляциясы туралы теорема және  $D$  векторы үшін Гаусс (14.9) теоремасы

$$\int_L E dl = 0; \quad \oint_S D dS = \sum_i q_i.$$

$E$  векторының (13.18) циркуляциясы туралы теорема бойынша:

$$E_{1\tau} = E_{2\tau}; \quad \frac{D_{1\tau}}{D_{2\tau}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}, \quad (14.11)$$



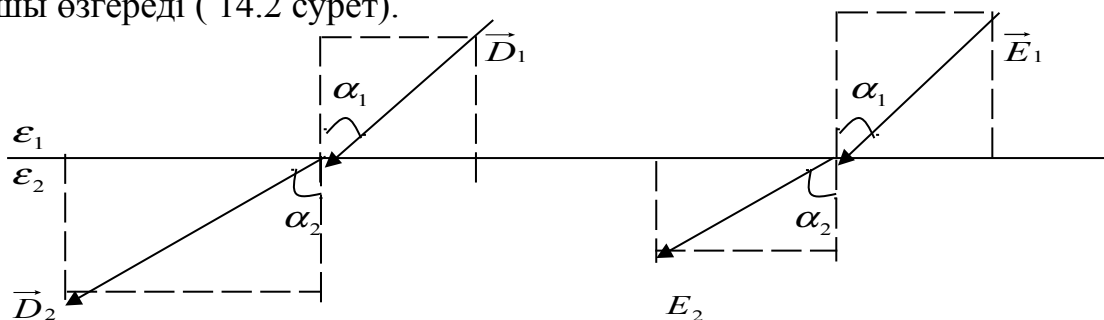
$E$  векторының тангенциал құраушысы шекаралық бетке жақын жерде екі жақта да өзгермейді, ал  $D$  векторының тангенциал құраушысы шекаралықтан өткенде секірмелі болып өзгереді.

Гаусс теоремасынан келесі қатынастарды аламыз:

$$D_{1n} = D_{2n}; \quad \frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}. \quad (14.12)$$

Бұл қатынастардан шығатыны:  $D$  векторының нормаль құраушысы шекаралықтан өткенде өзгермейді, ал  $E$  векторының нормаль құраушысы үзіліске ұшырайды.

Екі біртекті изотропты диэлектрик шекарасындағы  $E$  және  $D$  векторларының құраушылары үшін алынған (14.11) және (14.12) қатынастары осы вектор сызықтары сынатынын білдіреді. Осының салдарынан беттің шекарасына түсірілген нормаль мен  $E$  сызықтарының арасындағы  $\alpha$  бұрышы өзгереді (14.2 сурет).



14.2 сурет

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

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

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \quad (14.13)$$

формуласымен өрнектеледі.

Бөлшектер жүйесінің әсерлесу энергияларының өзгерісі нәтижесінде осы бөлшектердің өзара орын ауыстыру жұмыстары алынады. 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:

$$W_p = \frac{1}{2} (W_{12} + W_{21}). \quad (14.14)$$

Сәйкесінше жүйедегі барлық әсерлесуші бөлшектер жүйесі үшін

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

деп жазуға болады, мұндағы  $W_{pi}$  –  $i$ -ші бөлшектің жүйедегі қалған барлық бөлшектердің өрісіндегі потенциалды энергиясы.

Өткізгіштің  $q$  заряды мен  $\varphi$  потенциалы болсын. Өткізгіштің беті эквипотенциал болғандықтан  $\varphi$  потенциалды интегралдың сыртына шығаруға болады. Сонымен, зарядталған өткізгіш энергиясы:

$$W_p = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{C\varphi^2}{2} \quad (14.15)$$

түрінде жазылады.

Зарядталған конденсатор үшін келесі өрнек алынған:

$$W_p = \frac{q^2}{2c} = \frac{CU^2}{2} = \frac{qU}{2}. \quad (14.16)$$

Зарядталған жазық конденсаторды қарастырамыз. Оның энергиясы (14.16) формуласымен, ал электр сыйымдылығы:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}. \quad (14.17)$$

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 (11.17) өрнектерін (14.16) формуласына қойып, алатынымыз:

$$W_p = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} \cdot S \cdot d = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} V, \quad (14.18)$$

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

Электростатикалық өріс энергиясының көлемдік тығыздығын (14.18) өрнегін пайдаланып мына түрде алуға болады:

$$w = \frac{W_p}{V} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} = \frac{D^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{ED}{2}. \quad (14.19)$$

Изотропты диэлектриктерде  $\vec{E}$  және  $\vec{D}$  векторларының бағыттасы бағыттас, сондықтан (14.19) формуласындағы  $\vec{D}$ -ны  $D = \varepsilon_0 E + P$  -ге алмастырып, алатынымыз:

$$w = \frac{E\vec{D}}{2} = \frac{\vec{E}(\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P})}{2} = \frac{\varepsilon_0 \vec{E}^2}{2} + \frac{\vec{E}\vec{P}}{2}. \quad (14.20)$$

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.

$$W = \int_V w \cdot dV = \int \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} dV. \quad (14.21)$$

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

## 15 Дәріс №15. Тұрақты электр тогы

### Дәрістің мақсаты:

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

*Электр тогы* - зарядталған бөлшектер мен макроскопиялық денелердің реттелген қозғалысы.

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

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

$$I = \frac{dQ}{dt}. \quad (15.1)$$

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.

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 ауданы арқылы өтетін ток күшімен анықталады:

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}}. \quad (15.2)$$

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

$$I = \int_S j dS. \quad (15.3)$$

Ток тығыздығын өткізгіштегі зарядтардың реттелген қозғалысының  $\langle v \rangle$  жылдамдығы, ток тасымалдаушылардың *n* шоғыры және тасымалдаушылардың *q* элементар заряды арқылы төмендегідей өрнектеуге болады:

$$j = q \cdot n \cdot \langle v \rangle. \quad (15.4)$$

Егер ток өтіп жатқан өткізгіш ортадан *S* ойша тұйықталған бет алатын болсақ, (15.3) 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:

$$\oint_S j dS = - \frac{dQ}{dt}. \quad (15.5)$$

Осы қатынас *үздіксіздік теңдеуі* деп аталады.

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

Өткізгіштердегі еркін электрондардың шоғыры шамамен  $n = (10^{28} \div 10^{29}) \text{ м}^{-3}$ .

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

– өткізгіштік электрондары идеал газ молекулалары сияқты қарастырылады;

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

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

– электрондардың реттелген қозғалысының  $\langle \vec{v} \rangle$  орташа жылдамдығы  $\langle u \rangle$  жылулық қозғалыстың орташа жылдамдығынан ( $\langle u \rangle \approx 10^8 \langle v \rangle$ ) шамасындай аз, электрондардың еркін жүруінің  $\tau$  орташа уақыты төмендегі формуламен анықталады:

$$\langle \tau \rangle = \frac{\langle l \rangle}{\langle u \rangle}, \quad (15.6)$$

мұндағы  $\langle l \rangle$  – электрондардың еркін жүру жолының орташа ұзындығы;

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

– металдардың электр кедергісі еркін электрондардың иондармен соқтығысуына негізделген.

– Осыларды ескеріп, Ом және 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:

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{e \langle l \rangle \vec{E}}{2m \langle u \rangle}, \quad (15.7)$$

ал ток тығыздығы:

$$\vec{j} = \frac{ne^2 E \langle l \rangle}{2m \langle u \rangle}. \quad (15.8)$$

өрнектерімен анықталады.

$$\gamma = \frac{2me^2 \langle l \rangle}{2m \langle u \rangle} \quad (15.9)$$

шамасы *меншікті электр өткізгіштігі* деп аталады, ал осыған кері шаманы

$\rho = \frac{1}{\gamma}$  – меншікті электр кедергісі деп атайды.

Сәйкесінше ,

$$\vec{j} = \gamma \vec{E} = \frac{1}{\rho} \vec{E}. \quad (15.10)$$

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

*Джоуль–Ленц заңы.* Электрон әр соқтығыста тордағы ионға электр өрісінің орташа энергиясын береді.

$$\langle W_k \rangle = -m \langle v_{\max} \rangle^2 = -\frac{1 e E^2 \langle l \rangle^2}{2 m \langle u \rangle^2}. \quad (15.11)$$

Әр электронның соқтығысу жиілігі  $\frac{\langle u \rangle}{\langle l \rangle}$  , ал  $n$  электрон үшін –

$n \frac{\langle u \rangle}{\langle l \rangle}$  . Сондықтан токтың жылулық қуатының көлемдік

тығыздығы төмендегідей өрнектеледі:

$$w = \frac{ne^2 \langle l \rangle E^2}{2m \langle u \rangle} \quad (15.12)$$

немесе

$$w = \gamma E^2. \quad (15.13)$$

(15.13) өрнегі *дифференциал түрдегі Джоуль–Ленц заңы* болып табылады.

### Әдебиеттер тізімі

- 1 Савельев И.В. Курс общей физики. Т.1. Механика. Молекулярная физика. -М.: «Кнорус», 2012
- 2 Трофимова Т.И. Физика. - М.: «Академия», 2012.
- 3 Ильясов Н. Молекулалық физика есептерінің жинағы. – А., 2012.
- 4 Дуаметұлы Б. Жалпы физика курсының негіздері-А.: «ҚазҰТУ», 2012.
- 5 Трофимова Т.И. Основы физики. Молекулярная физика. Термодинамика. –М.: «Кнорус», 2011.
- 6 Бижігітов Т. Статистикалық физика. Физикалық кинетика негіздері. – А.: «Дәуір», 2011.
- 7 Савельев И.В. Курс общей физики. Т.1. Механика. Молекулярная физика -СПб., 2008.
- 8 Ансельем И.А. Основы статистической физики и термодинамики. – СПб., 2007.
- 9 Трофимова Т.И. Физика курсы. - М.: «Академия», 2006.
10. Детлаф А.А. Курс физики: -М., 2005.
- 11 Савельев И.В. Курс общей физики. Кн.3. Молекулярная физика и термодинамика. –М., 2004.

## Мазмұны

Кіріспе.....	3
1-дәріс.№ Материалық нүктенің және қатты дененің кинематикасы.....	4
2-дәріс.№ Материалық нүктенің және материалық нүктелер жүйесінің динамикасы.....	7
3-дәріс.№ Қатты дененің айналмалы қозғалысының динамикасы.....	9
4-дәріс.№ Энергия және жұмыс. Сақталу заңы.....	12
5-дәріс.№ Арнайы салыстырмалылық теориясының элементтері .....	16
6-дәріс.№ Тұтас орталар механикасының элементтері.....	18
7-дәріс.№ Тербелістер мен толқындар.....	22
8-дәріс.№ Еркін өшетін тербелістер.....	24
9-дәріс.№ Молекула-кинетикалық теория негіздері .....	26
10-дәріс.№ Термодинамика негіздері.....	28
11-дәріс.№ Тасымалдану құбылыстары.....	33
12-дәріс.№ Нақты газдар.....	37
13-дәріс.№ Электростатика.....	39
14-дәріс.№ Электростатикалық өрістегі диэлектриктер.....	45
15-дәріс.№ Тұрақты электр тогы.....	50
Әдебиеттер тізімі.....	54

2017 ж. жиынтық жоспары, реті\_204\_\_\_\_

Түркістан Сайдахметұлы Байпақбаев  
Мейрамгүл Тулеубековна Қызғарина  
Маржан Мухтарбековна Азилкияшева

## ФИЗИКА 1

5B070300 -Ақпараттық жүйелер  
мамандығының студенттері үшін дәрістер жинағы

Редактор Ж.Н. Изтелеуова  
Стандарттау бойынша маман Н.Қ. Молдабекова

Басуға қол қойылды \_\_\_\_\_  
Таралуы 30 дана.

Пішімі 60x84 1/16  
№1 типографиялық қағаз



Көлемі 3,5 оқу-басп. т.

Тапсырыс \_\_Бағасы 1750 теңге

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