

«Физика 1» пәні бойынша дәрістердің қысқаша мазмұны берілген. Оқу материалын меңгеру деңгейін анықтайтын оқу мақсаттары келтіріледі. «Физика 1 дәрістер жинағы» пән бойынша оқу үрдісін әдістемелік қамтамасыз ету жүйесінің элементі болып табылады және дәрістік сабақтарда, сондай-ақ студенттердің өзіндік жұмысында теориялық материалдармен жұмыс істеуде, семинар сабақтарына және емтиханға дайындық кезінде қосымша материал ретінде қолдануға болады.

Әр дәрісте тақырыпқа сәйкес қарастырылатын басты сұрақтары мен олардың қисындылық байланысы және құрылымдық тұтастығы математикалық дәлелдеусіз немесе мысалдар келтірмей-ақ көрсетіледі. Сондықтан оқу-әдістемелік құрал студенттің сабақтарды орындау барысында, аудиториядан тыс өзіндік жұмыстар сияқты оқу іс-әрекеті үшін жетекші құрал болып табылады.

Әр дәрістің мақсатының нақты берілуі, оқу материалының мазмұндалу формасы оның мазмұнына сай келеді, ол «Физика 1» курсы мен меңгеруде жақсы меңгеруге көмек береді.

1 дәріс. Материялық нүкте мен қатты дененің кинематикасы

Дәрістің мақсаты:

- физика курсы тараулары мен оны зерттеу әдістері және физика ғылымы пәнінің мағынасын ашу ;
- механиканың құрамы, физикалық ұғымдар мен модельдеулерді келтіру;
- ілгерілемелі және айналмалы қозғалыс кинематикасын сипаттайтын физикалық шамалар мен кинематикалық теңдеулерді көрсету.

1.1 Физика пәні және оны зерттеу әдістері

Техникалық жоғары оқу орнындағы физика жалпы білім беруші пән болып табылады. Физика заттар мен өрістер қозғалысының жалпы қасиеттерін оқытатын ғылым болғандықтан, ол болашақ маманға негізгі базалық білім береді, оның инженерлі-техникалық ойлау қабілеті және әлемнің қазіргі жаратылыс-ғылыми бейнесі жөнінде жалпы түсінігін қалыптастырады.

Физика- тәжірибе арқылы іске асатын ғылым, яғни оның заңдары тәжірибе арқылы алынған фактылармен бекітіледі. Табиғатта орын алатын, физикалық шамалардың арасындағы байланысты көрсететін, орнықты болып қайталана беретін объективті заңдылықтар физикалық заңдар болып табылады.

Физикалық құбылыстар өтетін кеңістіктің аймақтары мен физикалық объектілерінің саны жағынан өзгеруінің маңыздылығы оларды сипаттайтын заңдардың сапалық өзгеру сипатына байланысты. Табиғаттағы

жылдамдықтың табиғи масштабы вакуумдегі жарықтың таралу жылдамдығы $c = 3 \cdot 10^8$ м/с болып табылады. Релятивистік емес ($v \ll c$) қозғалыстардың релятивистік қозғалыстардан ($v \sim c$) сапалық айырмашылығы осы жарық жылдамдығына байланысты. Физика заңдарының кванттық және классикалық шектелуі Планк тұрақтысымен $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34}$ Дж·с байланысты.

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

1.2 Механикалық қозғалыс. Кеңістік және уақыт. Санақ жүйесі. Механикадағы модельденулер

Денелердің механикалық қозғалысы және осы қозғалыспен байланысқан денелер арасындағы өзара әсерлесуді зерттеу механика пәні болып табылады. *Механикалық қозғалыс дегеніміз денелердің немесе оны құрайтын бөлшектердің кеңістікте уақыт бойынша өзара орындарының өзгерісі.*

Кеңістік және уақыт ұғымдары физикалық теорияның негізін құрайды. Кеңістік және уақыт материядан ажырамайды, олар - бір-бірімен байланысқан материяның өмір сүру формалары. Кеңістік - материалдық нысандардың бар екендігін көрсетсе, уақыт - құбылыстардың ауысу ретін анықтайды.

Кеңістік пен уақыттың абстрактілі математикалық модельдері (мысалы, эвклид кеңістігі) қандай да бір дәрежеде жоғары оқу орнындағы физиканың негізгі есептерінің бірі болып табылатын кеңістік пен уақыттың нақты қасиеттерін көрсетіп береді.

Барлық қозғалыс салыстырмалы. Механикалық қозғалысты сипаттау үшін денелер жиынтығы, координата мен сағат жүйелерінен тұратын санақ жүйесі қажет болады.

Нақты есептердің берілген шарттарына қарай, механикада дененің қозғалысын сипаттау үшін сол дененің қарапайымдалған физикалық модельдерін (үлгілерін) пайдаланады.

Материялық нүкте - берілген есептің шарты бойынша өлшемдері мен пішінін ескермеуге болатын дене.

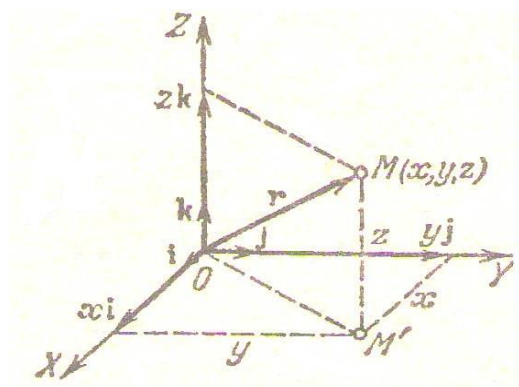
Абсолют қатты дене - берілген есептің шартына сай онда орын алатын деформациялануды ескермеуге болатын дене, бұл дененің кез-келген екі нүктесінің ара қашықтығы әрқашан өзгеріссіз болып отырады.

1.3 Материялық нүктенің кинематикасы. Қозғалыстың кинематикалық тендеулері. Жылдамдық. Үдеу

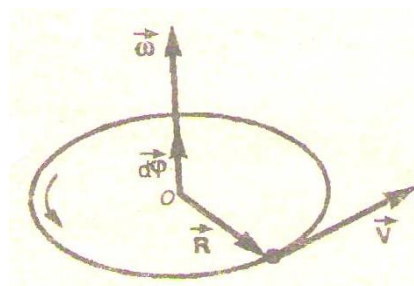
Егер зерттелетін жүйенің бастапқы мезетте күйі белгілі болған жағдайда, оның (материялық нүкте, материялық нүктелердің жиынтығы, қатты дене) кез келген уақыт мезетінде күйін анықтау – механиканың негізгі есебі болып табылады.

Классикалық механикада бөлшектің күйі берілген уақыт мезетінде оның үш координатасы (x, y, z) және импульстерінің проекциялары (p_x, p_y, p_z) арқылы сипатталады.

Қатты дене әртүрлі күрделі қозғалыстарды жасай алады. Олардың барлығы екі қарапайым: *ілгерілемелі* және *айналмалы* қозғалыстардан тұрады. Қатты дененің ілгерілемелі қозғалысы массасы дененің массасына тең және *инерция центріне* орналасқан бөлшектің қозғалысына эквивалентті. Қатты дене бекітілген осьті айналып қозғалғанда дененің барлық нүктелері центрі осы осьте жататын шеңбер бойымен қозғалады. Бұл жағдайда дененің күйі осьті айналу бұрышы және бұрыштық жылдамдық арқылы беріледі.



1.1 Сурет



1.2 Сурет

Кез-келген М материялық нүктенің орны, О координат басы мен осы М нүктесін қосатын $\vec{r}$ радиус-вектормен сипатталады, яғни

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

Егер материялық нүктенің декарт координаттарының уақытқа байланысы

$$x=x(t) \quad y=y(t) \quad z=z(t) \quad (1.2)$$

берілген болса, онда материялық нүктенің қозғалысы толық анықталған.

Бұл теңдеулер *материялық нүкте қозғалысының кинематикалық* теңдеулері деп аталады. Олар нүкте қозғалысының бір ғана $\vec{r}(t)$ теңдеуінің баламасы болады.

Материялық нүкте (немесе дене) қозғалуы барысында сызатын сызығын траектория дейді. Траекторияның теңдеуін кинематикалық теңдеуден t параметрін аластау арқылы алуға болады. Траекторияның пішініне қарай қозғалыс : *түзу сызықты және қисық сызықты* болады.

Жүрілген жол берілген t уақыт ішіндегі барлық траектория бөліктерінің ұзындықтарының қосындысына тең болады.

Жылдамдық – берілген уақыт мезетіндегі қозғалыстың тездігін және оның бағытын сипаттайтын векторлық шама. Жылдамдықтың өлшеу бірлігі - м/с. Қарастырылып отырған нүктенің $\mathbf{r}$ радиус-векторынан уақыт бойынша алынған бірінші туынды *лездік жылдамдық*:

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

Лездік жылдамдық векторы траекторияға қозғалыс бағытында жүргізілген жанама бойымен бағытталады.

Нүктенің t_1 және t_2 интервал аралығында жүрген жолы мына интегралмен

$$s = \int_{t_1}^{t_2} g(t) dt. \quad (1.4)$$

есептеледі.

Үдеу – жылдамдықтың модулі және бағыты бойынша өзгеру тездігін көрсететін векторлық шама. Материялық нүктенің *лездік үдеуі* - қарастырылып отырған нүкте жылдамдығының уақыт бойынша алынған бірінші туындысына (осы нүктенің радиус-векторынан уақыт бойынша алынған екінші туындыға) тең векторлық шама:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{g}}{\Delta t} = \frac{d\vec{g}}{dt} = \dot{\vec{g}} = \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \mathbf{r}'' . \quad (1.5)$$

Үдеудің өлшеу бірлігі - м/с². Жазық қисық сызықты қозғалыстың жалпы жағдайы үшін үдеу векторын екі құраушы үдеулердің векторлық қосындысы арқылы беру қолайлы:

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n. \quad (1.6)$$

Мұндағы $\vec{a}_\tau$ - *тангенциал (немесе жанамалық) үдеу*, ол жылдамдықтың модулі бойынша өзгеріс тездігін сипаттайды (1.1 суретті қара), яғни:

$$a_\tau = \frac{dg}{dt}. \quad (1.7)$$

Нормаль үдеу траекторияға оның қисықтық центріне қарай жүргізілген нормаль бойымен бағытталып, жылдамдық векторының бағыты өзгерісінің тездігін сипаттайды. Нормаль a_n үдеудің шамасы шеңбер бойымен болатын қозғалыс жылдамдығы мен радиус шамасымен өрнектеледі

$$a_n = \frac{g^2}{R}. \quad (1.8)$$

1.4 Абсолют қатты дененің кинематикасы. Дененің айналмалы қозғалысы. Қозғалмайтын осьті айналу. Бұрыштық жылдамдық. Бұрыштық үдеу

Айналмалы қозғалысты сипаттау үшін R және φ **полярылық координаттарын** қолдану қолайлы, мұндағы R - **радиус–полюстан** (айналу

центрінен) материялық нүктеге дейінгі қашықтық, ал φ – *полярлық бұрыш* (немесе бұрылу бұрышы).

Элементар бұрылуларды ($\Delta\varphi$ немесе $d\vec{\varphi}$ деп белгіленеді) псевдо-векторлар ретінде қарастыруға болады (1.2 суретті қара)

Бұрыштық орын ауыстыру $d\vec{\varphi}$ – модулі бұрылу бұрышына тең, ал бағыты оң бұранданың ілгерілемелі қозғалысының бағытымен дәл келетін векторлық шама.

$$\text{Бұрыштық жылдамдық} \quad \vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt} = \dot{\varphi}. \quad (1.9)$$

$$\text{Бұрыштық үдеу} \quad \varepsilon = \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \ddot{\varphi} = \frac{d^2\vec{\varphi}}{dt^2} = \ddot{\varphi}. \quad (1.10)$$

Бұрыштық жылдамдық $\vec{\omega}$ векторы $d\vec{\varphi}$ векторы сияқты айналу осі бойымен, демек оң бұранда ережесі бойынша бағытталады. Бұрыштық үдеу ε векторы айналу осі бойымен бұрыштық жылдамдық векторының өсімшесі жағына қарай (үдемелі айналғанда векторының бағыты векторымен бағыттас, ал баяу айналғанда – оған қарама-қарсы) бағытталады.

Бұрыштық жылдамдық пен бұрыштық үдеудің өлшеу бірліктері – рад/с және рад/с².

Нүктенің сызықтық жылдамдығының бұрыштық жылдамдық пен траектория радиусымен байланысы:

$$\vartheta = \omega R. \quad (1.11)$$

$$\text{Бірқалыпты айналуда:} \quad \omega = \frac{d\varphi}{dt} = \text{const}, \text{ демек } \varphi = \omega t.$$

2 дәріс. Материялық нүкте мен материялық нүктелер жүйесінің динамикасы

Дәрістің мақсаты:

- механиканың негізгі есебінің мәні;
- механикадағы күштер. Ньютон заңдары;
- қатты дененің ілгерілемелі қозғалысы динамикасының теңдеуі.

2.1 Динамиканың негізгі есебі. Классикалық механикадағы күй туралы ұғым

Денелердің бір-бірімен өзара әсерлесуін және осы әсерлесу нәтижесінде болатын қозғалысын зерттеу механиканың бөлімі болып табылатын динамиканың еншісіне жатады. Механикалық қозғалыс денелердің уақытқа байланысты кеңістіктегі өзара орналасуының өзгерісі. Кеңістік материялық нысандарды көрсетсе, ал уақыт құбылыстардың ауысу ретін анықтайды.

Классикалық механикада бөлшектің күйі оның орнымен (үш координатымен) және осы осьтердегі импульс проекцияларымен сипатталады.

Зерттелетін жүйенің бастапқы күйі берілген жағдайда оның кез келген уақыт мезетіндегі күйін анықтау *механиканың негізгі есебі* болып табылады

2.2 Ньютонның бірінші заңы. Инерциалдық санақ жүйелері

Материялық нүкте (дене) басқа денелер тарапынан күш әсер етпейінше өзінің тыныштық күйін немесе бір қалыпты түзу сызықты қозғалыс күйін сақтайды.

Дененің тыныштық күйін немесе түзу сызықты бір қалыпты қозғалыс күйін, яғни жалпы айтқанда қозғалыс күйін сақтау қабілеті оның *инерттілігі* деп аталады. Сондықтан Ньютонның бірінші заңын *инерция* заңы дейді. Ньютонның бірінші заңы, материялық нүкте басқа денелер әсері болмағанда өзінің қозғалыс күйін сақтайтын инерциалды санақ жүйелерінің болатынына меңзейді. Ньютонның бірінші заңы орындалатын санақ жүйесі *инерциалды санақ жүйесі* деп аталады.

2.3 Масса және импульс. Күш. Ньютонның екінші заңы. Материялық нүкте динамикасының теңдеуі

Масса – материяның инерттілік және гравитациялық қасиеттерін анықтайтын сипаттамаларының бірі болып табылатын физикалық шама. Масса- дененің инерттілігін өлшеуіші. Оның өлшеу бірлігі - кг.

Материялық нүктенің (дененің) **m** массасы мен **v** жылдамдығының көбейтіндісіне тең, бағыты жылдамдық бағытымен бағытталған векторлық шама материялық нүктенің *импульсы* деп аталады.

Күш – денеге басқа денелер тарапынан түсірілген механикалық әсердің нәтижесі. Егер күштің кеңістіктегі бағыты, модулі және түсу нүктесі берілген болса, онда күш туралы мағлұмат толық деп аталады. Механикалық әсерлесулер тікелей өзара тиіскен денелер арасында, сондай-ақ, бір-бірінен қандай да болмасын бір аралықтағы денелердің арасында да болады. Бір-бірінен қашықта орналасқан денелер *физикалық* (мысалы, гравитациялық, электр, магнит) *өрістер* арқылы әсерлеседі.

Ньютонның екінші заңы - ілгерілемелі қозғалыс динамикасының негізгі заңы. Ол материялық нүктенің (дененің) механикалық қозғалысы оған түсірілген күштердің әсерімен қалай өзгеретінін көрсетеді.

Материялық нүктенің (дененің) алатын үдеуі оны тудыратын күшке тура, ал оның массасына кері пропорционал болады, бағыты түсірілген осы күштің бағытымен бағытталады.

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

Ньютонаң екінші заңының жалпылама тұжырымдамасы: *материялық нүктенің импульсының өзгеру жылдамдығы оған әсер ететін күшке (әсер ететін барлық күштердің тең әсерлісіне) тура пропорционал болады.*

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt}. \quad (2.2)$$

Ньютонаң екінші заңынан *материялық нүктенің импульсының өзгерісі оған әсер етуші күш импульсына тең* екендігі шығады:

$$d\vec{p} = \vec{F}dt. \quad (2.3)$$

Материялық нүкте динамикасының негізгі заңы классикалық механикадағы *себептілік принципін* уағыздайды, яғни материялық нүктенің уақыт өтуіне байланысты қозғалыс күйі және кеңістіктегі орны өзгерісі мен оған әсер етуші күш арасындағы бір мәнді байланыс барын, яғни материялық нүктенің бастапқы күйін біле отырып оның кез келген келесі мезеттердегі қозғалыс күйін есептеп алуға мүмкін болатындығы шығады.

2.4 Механикалық жүйе. Сыртқы және ішкі күштер. Ньютон-ның үшінші заңы . Механикалық жүйенің масса центрі және оның қозғалыс заңы

Біртұтас ретінде қарастырылатын материялық нүктелер (денелер) жиынын *механикалық жүйе* дейді.

Қарастырылып отырған механикалық жүйеге кірмейтін денелерді *сыртқы денелер* дейді. Жүйеге сыртқы денелер тарапынан әсер ететін күштер *сыртқы күштер* деп аталады. Ал *ішкі күштер* дегеніміз қарастырылып отырған жүйеге кіретін бөлшектердің өзара әсерлесу күштері.

Механикалық жүйе сыртқы денелермен өзара әсерлеспесе (немесе оған сыртқы күштер әсер етпесе) , онда ол *тұйықталған немесе оқшауланған жүйе* деп аталады.

Материялық нүктелердің (денелердің) бір –біріне әсері өзара әсерлесу сипатта болады. Ньютонаң үшінші заңы:

Материялық нүктелердің бір-біріне әсер ету күштері модулі бойынша әрқашан тең, бағыты жағынан қарама-қарсы және осы нүктелерді қосатын түзу бойымен әсер етеді

$$\vec{F}_{1,2} = - \vec{F}_{2,1}. \quad (2.4)$$

Бұл күштер әр материялық нүктеге түсірілгені, әрқашан жұбымен әсерлеседі және табиғаты бір болып табылады. Ньютонаң үшінші заңы жеке материялық нүктелер динамикасынан кезкелген материялық нүктелер жүйесі динамикасына өтуге мүмкіндік береді, үйткені кезкелген өзара әсерлесуді материялық нүктелердің жұпталып өзара әсерлесуі ретінде қарастыруға болады.

Механикада массаның жылдамдыққа тәуелді еместігіне байланысты жүйенің импульсын оның масса центрі импульсымен өрнектеуге болады. Материялық нүктелер жүйесінің *масса центрі* (немесе *инерция центрі*)

дегеніміз орны осы жүйенің бүкіл массасы орналасқан ойша алынған С нүктесі болып табылады. Оның радиус-векторы (немесе координаттары):

$$\vec{r}_C = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i}{m} \quad (2.5)$$

мұндағы m_i және r_i - сәйкес i -інші материялық нүктенің мас-сасы мен радиус-векторы;

n - жүйе ішіндегі материялық нүктелер-дің саны; $m = \sum m_i$ - жүйенің массасы. Бұл жағдайда жүйенің импульсы:

$$\vec{p} = m \frac{d\vec{r}_C}{dt} = m \vec{v}_C. \quad (2.6)$$

Масса центрінің қозғалыс заңы: *жүйенің масса центрі жүйенің массасы түгелдей жинақталған материялық нүктенің қозғалысы сияқты, ал оған әсер ететін күш жүйеге әсер ететін барлық сыртқы күштердің геометриялық қосындысына тең болады.*

$$m \frac{d\vec{v}_C}{dt} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i. \quad (2.7)$$

3 дәріс. Қатты дененің айналмалы қозғалыс динамикасы

Дәрістің мақсаты:

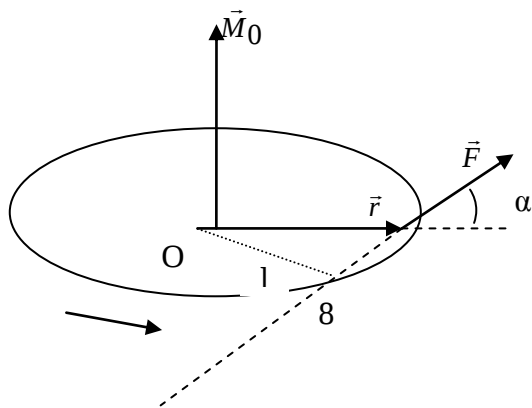
- қатты дененің қозғалыс параметрлері ұғымын енгізу;
- қатты дененің айналмалы қозғалыс заңдары мен теңдеулерін оқып үйрену.

3.1 Күш моменті мен импульс моменті. Материялық нүкте үшін моменттер теңдеуі

Қозғалмайтын О нүктесіне қатысты $\vec{F}$ күшінің моменті деп О нүктесінен күштің А түсу нүктесіне жүргізілген $\vec{r}$ радиус-вектор мен $\vec{F}$ күштің векторлық көбейтіндісімен анықталатын физикалық шама:

$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}]. \quad (3.1)$$

Күш моменті күштің денені нүктеге қатысты айналдыру қабілетін сипаттайды. О нүктесіне бекітілген дене $\vec{F}$ күштің әсерінен $\vec{M}$ моменттің



3.1 Сурет

бағытымен сәйкес келетін осьті айналады (3.1 суретті қара).

Бөлшектің О нүктесіне қатысты *импульс моменті* деп О нүктесінен күштің А түсу нүктесіне жүргізілген $\vec{r}$ радиус-вектор мен Р импульстың векторлық көбейтіндісіне

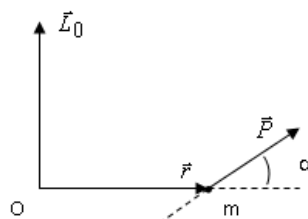
$$\vec{L}_0 = [\vec{r} \cdot \vec{p}], \quad (3.2)$$

тең шаманы айтады,

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

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

Импульс моментінің векторы $\vec{r}$ және $\vec{p}$ векторлары жатқан жазықтыққа



3.2Сурет

перпендикуляр болады (3.2 суретті қара).

3.2 Механикалық жүйе үшін моменттер теңдеуі

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

$$\vec{L} = \sum \vec{L}_{0i} \quad (\vec{p} = \sum \vec{p}_i \text{ ұқсас}). \quad (3.4)$$

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

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}. \quad (3.5)$$

(3.5) қатынасы моменттер теңдеуі деп аталады.

3.3 Қатты дененің қозғалмайтын осьті айналуы. Қатты дененің осьті айнала айналмалы қозғалысы динамикасының негізгі теңдеуі. Инерция моменті. Штейнер теоремасы

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

$$M_z = ([\vec{r} \cdot \vec{F}])_z = R F_{\perp} \sin \alpha = F_{\perp} l, \quad (3.6)$$

тең болады,

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

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

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

Дененің оське қатысты импульс моментін анықтау үшін осы дененің барлық бөлшектерінің О нүктесіне қатысты қорытқы импульс моментінің осы оське проекциясын алу қажет (3.3 суретті қара)

$$L_z = (\sum \vec{L}_{0i})_z = (\sum [m_i \cdot \vec{r}_i \cdot \vec{g}_i])_z. \quad (3.7)$$

(3.7) өрнегін мына түрге оңай түрлендіруге болады:

$$L_z = \sum \omega \cdot m_i \cdot R_i^2 = \omega \cdot \sum m_i \cdot R_i^2, \quad (3.8)$$

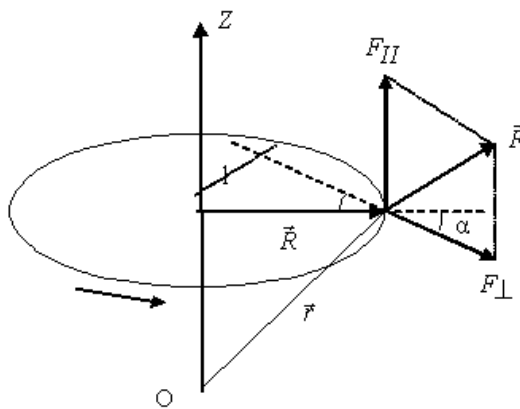
$$J_z = \sum m_i \cdot R_i^2 \quad (3.9)$$

шамасын оське қатысты дененің инерция моменті деп атайды. Инерция моменті дене массасының осьті айнала орналасуына тәуелді және айналмалы қозғалыс кезіндегі дененің инерттілік қасиетін сипаттайды. Осылайша,

$$L_z = J_z \cdot \omega, \text{ немесе } \vec{L} = J \cdot \vec{\omega}. \quad (3.10)$$

(3.10) –ды ескере отырып, (3.4) және (3.5) –тен

$$M_z = J_z \cdot \varepsilon, \quad (3.11)$$



3.3 Сурет

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.

(3.11) өрнегі қозғалмайтын оське қатысты айналып қозғалған қатты дененің айналмалы қозғалысының динамикасының негізгі заңын береді.

4 дәріс. Энергия және жұмыс

Дәрістің мақсаттары:

- энергия, жұмыс, қуат ұғымдарын меңгеру;

- энергияның әр түрін есептеу әдісін меңгеру.

4.1 Энергия - қозғалыс пен өзара әсерлесудің барлық түрлерінің универсал өлшеуіші

Материяның қозғалыс формалары өте көп. Оның ішіндегі ең қарапайымы – механикалық қозғалыс. Оны сандық түрде сипаттау үшін біз импульс $\vec{p} = m\vec{V}$ ұғымын енгіздік. Жылулық қозғалыстың сандық сипаттамасы – температура болса, электр өрісінің сипаттамасы - $\vec{E}$ кернеулік және т.б. Бұл шамалардың барлығы материяның әртүрлі қозғалыс формаларының сапалық ерекшеліктерін көрсетеді. Сондықтан материяның барлық қозғалыс формаларына қатысты және олардың өзара түрленуін көрсететін физикалық шаманы енгізу қажет. Физикадағы ортақ ұғымдардың бірі - энергия - осындай физикалық шама болып табылады.

Энергия - материяның әртүрлі қозғалыс формаларының ортақ өлшеуіші.

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 қозғалыс арқылы 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–энергияның күштік өзара әсерлесу процестерінде өзгеру шамасы.*

4.2 Күштің жұмысы. Қуат

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

$$m \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F}. \quad (4.1)$$

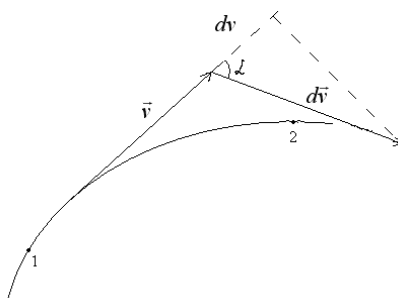
(4.1) тендеуін бөлшектің шексіз аз $d\vec{r}$ орын ауыстыру векторына көбейтсек ($d\vec{r} = \vec{V}dt$ екенін ескереміз)

$$m \left(\vec{V} \frac{d\vec{V}}{dt} \right) dt = (\vec{F} d\vec{r}). \quad (4.2)$$

4.1 суреттен $\vec{V}d\vec{V}$ скаляр көбейтіндісі

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

тең болады.



4.1 Сурет

Онда,

$$md\left(\frac{V^2}{2}\right) = \vec{F}d\vec{r}. \quad (4.3)$$

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

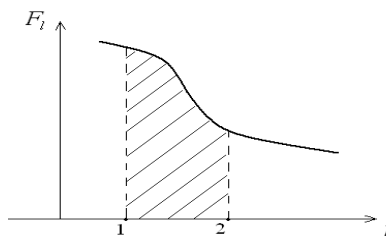
$$dA = (\vec{F}d\vec{r}) = Fdr \cos \alpha, \quad (4.4)$$

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

(4.4) формуласы $\vec{F}$ күштің элементар жұмысын сипаттайды. Дене шекті қашықтыққа орын ауыстырғанда атқарылатын толық жұмыс қозғалыс траекториясы бойымен 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 графиктік түрде анықталуы 4.2 суретте көрсетілген.



4.2 Сурет

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

$$N = \frac{dA}{dt}. \quad (4.6)$$

4.3 Бөлшектің және бөлшектер жүйесінің кинетикалық энергиясы

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

$$W_k = \frac{mV^2}{2} + const. \quad (4.7)$$

W_k шамасы бөлшектің кинетикалық энергиясы деп аталады. *Кинетикалық энергия – толық энергияның бөлшектің қозғалысымен байланысты бөлігі.* Тыныштықта тұрған дененің ($V=0$) кинетикалық энергиясы болмайтынын ескерсек, (4.7)-дан

$$W_k = \frac{mV^2}{2} = \frac{p^2}{2m} \quad (4.8)$$

тең екені шығады.

4.4 Қатты денелер айналғандағы кинетикалық энергия және жұмыс

Қозғалмайтын осьті айналып қозғалған қатты дененің айналмалы қозғалысы кезіндегі кинетикалық энергиясы

$$W_k = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{L^2}{2I} . \quad (4.9)$$

(4.8) және (4.9) өрнектері релятивистік емес ($v \ll c$) бөлшектер үшін дұрыс болады. (4.8) өрнегі бөлшекке бірнеше күш әсер еткен жағдайда да дұрыс болып табылады. Онда A_{12} - барлық күштердің жұмыстарының қосындысы. Олай болса, бөлшектің кинетикалық энергиясының өзгерісі осы бөлшекке әсер етуші барлық күштердің жұмысына тең болады.

$$A_{12} = W_{k2} - W_{k1} . \quad (4.10)$$

Дене F күштің әсерімен $d\varphi$ аз бұрышқа бұрылғанда күштің түсу нүктесі $ds = r d\varphi$ жол жүреді де істелген жұмыс

$$dA = F \sin \varphi r d\varphi = M_z d\varphi . \quad (4.11)$$

4.5 Консервативті және консервативті емес күштер. Бөлшектің потенциалдық энергиясы және оның өріс күшімен байланысы

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

$$A_{12} = \int_{l_1} (\vec{F} d\vec{r}) = \int_{l_2} (\vec{F} d\vec{r}) . \quad (4.12)$$

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

$$\oint \vec{F} d\vec{r} = 0 . \quad (4.13)$$

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

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

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

Кеңістіктің әрбір нүктесінде бөлшекке бір нүктеден екінші нүктеге $\vec{F}(\vec{r})$ заңдылығымен өзгертін күш әсер ететін кеңістіктің аймағын *күш өрісі* деп атайды. Күш өрістері векторлық болып табылады. Күш өрісі біртекті (ауырлық күшінің өрісі) және орталық (гравитациялық өріс) болып бөлінеді. Консервативті күштер өрісі ерекше қасиеттерге ие, олар потенциалды өрістер класын құрайды. Әр нүктедегі өрісті кеңістіктегі нүктенің орнына және $\vec{F}(\vec{r})$ күштің сипатына тәуелді болатын қандай да бір $W_p(\vec{r})$ функциясымен сипаттауға болады. Олай болса, бөлшек 1 нүктеден 2 нүктеге орын ауыстырғанда $\vec{F}(\vec{r})$ консервативті күштің жұмысы W_p функциясының кемуіне тең болады

$$A_{12} = W_{p1} - W_{p2} = -\Delta W_p. \quad (4.14)$$

W_p функциясы сыртқы консервативті өрістегі бөлшектің потенциалдық энергиясы деп аталады. Мұндай өрісте жұмыс потенциалдық энергия есебінен жасалатынын (4.14) теңдеуінен көруге болады.

Бөлшектің потенциалдық энергиясы $W_p(\vec{r})$ өрісті тудыратын объектілермен өзара әсерлесу энергиясы болып табылады. (4.14) формуласы әрбір нақты жағдайда W_p үшін (кез-келген тұрақтыға дейінгі дәлдікпен) өрнегін алуға мүмкіндік береді.

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

$$dA = -dW_p = (\vec{F}d\vec{r}) = F|d\vec{r}|\cos\alpha = F_l dl. \quad (4.15)$$

$\vec{F}$ күштің кез келген l бағытқа проекциясы

$$F_l = -\frac{\partial W_p}{\partial l}. \quad (4.16)$$

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

$$\vec{F} = -\left(\frac{\partial W_p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial W_p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial W_p}{\partial z} \vec{k} \right), \quad (4.17)$$

немесе

$$\vec{F} = -\text{grad}W_p. \quad (4.18)$$

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

5 дәріс. Сақталу заңдары

Дәрістің мақсаттары:

- механикада орын алатын сақталу заңдарының мағынасын түсіндіру;
- олардың тұжырымдалуы мен қолдану шектерін меңгеру

- сақталу заңдарына ортақ және айырмашылықта болатын жағдайлар.

5.1 Денелердің тұйықталған жүйесі. Импульстің сақталу заңы

Импульстің, импульс моментінің және энергияның сақталу заңдары басқа заңдардан өздерінің жалпыға бірдейлігімен ерекшеленеді. Табиғаттың осы негізгі заңдары тек классикалық механикада ғана емес, релятивтік физика мен кванттық механикада да орындалады.

Барлық сақталу заңдары алғашында бірнеше эксперименттік фактілерді жалпылау ретінде тәжірибелік жолмен ашылған. Кейін, олардың сақталу заңдарының өзара байланысы түсіндірілді және қандай шарттар орындалғанда олар өзінің формасын өзгерте алатынын көрсетуге болатыны анықталды.

Импульстің сақталу заңы - *кеңістіктің біртектілігін* көрсететін табиғаттың жалпы заңы. Кеңістіктің біртектілігі дегеніміз кеңістіктің барлық нүктелерінде оның қасиеттерінің бірдей болуы.

Импульстің сақталу заңы тұйықталған жүйелерде орындалады. Егер жүйе сыртқы күш өрісінде болса, онда ол үшін кеңістіктің әртүрлі аймақтары эквивалентті болмайды.

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

Материялық нүктелердің (денелердің) тұйықталған жүйесінің толық импульсі уақыт бойынша өзгермейді

$$\frac{d\vec{\mathcal{D}}}{dt} = 0, \quad \vec{\mathcal{D}} = \sum_{i=1}^N \vec{\mathcal{D}}_i = \text{const} . \quad (5.1)$$

5.2 Импульс моментінің сақталу заңы

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

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} , \quad (5.2)$$

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

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

Ішкі күштердің моменттерінің қосындысы кез келген жүйе үшін нөлге тең.

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

$$\vec{L} = \sum \vec{L}_i = \text{const} \quad (5.3)$$

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

Егер дене қозғалмайтын осьті айналып қозғалса, $M_z = 0$, онда $L_z = \text{const}$

$L_z = I\omega$ екенін ескерсек ,

$$\sum_{i=1}^N L_z = I_i \omega_i = \text{const} . \quad (5.4)$$

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

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

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

Бөлшек пен бөлшектер жүйесінің толық механикалық энергиясын қарастырайық. (4.7) формуласына оралайық. Бөлшекке консервативті $\vec{F}^*$ және консервативті емес $\vec{F}$ күштер әсер етеді делік. Онда

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

$$A_{12}^* = W_{p1} - W_{p2} \text{ екенін ескерсек,} \quad (W_{k2} + W_{p2}) - (W_{k1} + W_{p1}) = A_{12} \quad (5.5)$$

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

$$W_2 - W_1 = A_{12} . \quad (5.6)$$

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

$$W = \sum_{i=1}^N W_i = \sum_{i=1}^N (W_{ki} + W_{pi}) . \quad (5.7)$$

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

$$W = \sum_{i=1}^N (W_{ki} + W_{pi}) + W_{ic} . \quad (5.8)$$

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

атайды), (5.7) формуладан көретініміздей, оның толық механикалық энергиясы сақталып қалады. Бұл тұжырым толық механикалық энергияның сақталу заңы болып табылады. *Толық механикалық энергия тек денелердің тұйықталған консервативті жүйесінде ғана сақталады.*

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

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

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

6 дәріс. Салыстырмалылықтың арнаулы теориясы элементтері

Дәрістің мақсаты:

- салыстырмалылықтың механикалық принципі мен салыстырмалылықтың арнайы теориясының негізгі принциптерін, олардың салдарларының маңыздылығын түсіндіру;

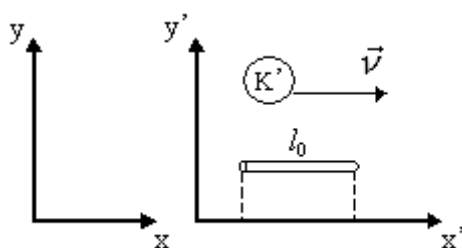
- салыстырмалылықтың арнаулы теориясының (САТ) постулаттарының мағынасын ашып көрсету;

- Лоренц түрлендірулерінің инварианттарын оқып үйрену

6.1 Салыстырмалылықтың механикалық принципі және Галилей түрлендірулері

Галилейдің салыстырмалылық принципі (салыстырмалылықтың механикалық принципі) табиғаттың негізгі қасиеттерін бейнелейді: *инерциялық санақ жүйесінің бірқалыпты түзу сызықты қозғалатынын немесе тыныштықта болатынын осы санақ жүйесінде жүргізілетін механикалық тәжірибелер арқылы көрсету мүмкін емес.*

Галилейдің салыстырмалылық принципіне Галилейдің түрлендіру координаттары сәйкес келеді. Егер екі инерциалдық санақ жүйелері осьтері бір-біріне параллель және салыстырмалы қозғалыс олардың біреуінде (мысалы, x осінің бойында) (6.1 суретті қара) өтетін болса, Галилей түрлендірулері (тура және кері) мына түрде болады



6.1 Сурет

$$\begin{aligned}x &= x' + vt', & x' &= x - vt, \\y &= y', & y' &= y, \\z &= z', & z' &= z, \\t &= t', & t' &= t,\end{aligned}\tag{6.1}$$

мұндағы v – K' жүйесінің шартты түрде қозғалмайтын K жүйесіне қатысты жылдамдығы.

Галилей түрлендіруі кезінде өзгеріссіз қалатын физикалық шамалар *Галилей түрлендіруінің инварианттары* деп аталады.

Сондай шамалардың бірі - үдеу

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{d^2}{dt'^2}(x' + vt') = \frac{d^2x'}{dt'^2}, \tag{6.2}$$

үдеу Ньютонның екінші заңының да инвариантты екенін көрсетеді

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F, \quad \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{d^2x'}{dt'^2}, \quad F = F', \quad m \frac{d^2x'}{dt'^2} = F'.$$

Классикалық механиканың негізгі инварианттарының арасында кеңістіктік интервал Δl_{12} (екі кеңістіктік нүктелердің ара қашықтығы)

$$\Delta l_{12} = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2} = \sqrt{(x'_1 - x'_2)^2 + (y'_1 - y'_2)^2 + (z'_1 - z'_2)^2}, \tag{6.3}$$

және уақыт интервалы орын алады

$$\Delta t = \Delta t'. \tag{6.4}$$

Классикалық механикада инвариантты емес шамаға жылдамдық жатады. Жылдамдықтарды қосудың классикалық заңы бойынша

$$\vec{u} = \vec{u}' + \vec{v}. \tag{6.5}$$

Салыстырмалылық принципі мен Галилей түрлендірулері классикалық механика негізін құрайтын абсолют кеңістік пен абсолют уақыт жайында көріністі бейнелейді.

6.2 Салыстырмалылықтың арнайы теориясы постулаттары

Салыстырмалылықтың арнайы теориясы - кеңістіктің біртекті және изотроптылығын, уақыттың біртектілігін бейнелейтін кеңістік пен уақыт жөнінде физикалық теория.

Эйнштейн құрған салыстырмалылықтың арнайы теориясы негізін екі постулат құрайды: салыстырмалылықтың жалпылама принципі және вакуумдегі 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 жылдамдықтарына тәуелсіз, яғни универсал тұрақты болады. Оның шамасы $c = 2,99793 \cdot 10^8$ м/с.

Эйнштейннің негізгі постулаттарының салдарлары:

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

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

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} . \quad (6.6)$$

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

$$\Delta t = \frac{\Delta \tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} . \quad (6.7)$$

Қозғалыстағы сағат қозғалмайтын сағатқа қарағанда баяу жүреді. Сағаты тоқтап тұрған жүйеде уақыт жүрісі баяулайды, сағат қозғалысының әсері оның жұмыс істеуіне байланысты емес, ол тек уақыттың салыстырмалылығын көрсетеді. Сонымен, бірегей әлемдік уақыт болмайды. Уақыт, оның жүрісі, бірмезгілділік ұғымдары салыстырмалы.

Кеңістік интервалдарының салыстырмалылығы

$$\Delta l = \Delta l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} . \quad (6.8)$$

Стержень қозғалмайтын жүйедегі санақ жүйесінде өлшенген стерженьнің ұзындығы Δl_0 *меншікті ұзындық* деп аталады. (6.8)-ден көретініміздей *меншікті ұзындықтың* шамасы ең үлкен, яғни барлық санақ жүйесінде денелердің ұзындығы меншікті ұзындықпен салыстырғанда қысқарады. Осы құбылыс қозғалыс бағытында дене өлшемдерінің лоренцтік қысқаруы деп аталады. Денелердің геометриялық өлшемдерінің лоренцтік қысқаруы дене өлшемдеріне қозғалыстың физикалық әсеріне байланысты емес. Ол кеңістік аралықтарының абсолют еместігін, оның санақ жүйесіне байланысты екендігін көрсетеді.

6.3 Лоренц түрлендірулері

Салыстырмалылықтың арнайы теориясында кеңістік пен уақыттың қасиеттерін бейнелеуші координата мен уақытты релятивистік түрлендіру Лоренц түрлендірулері деп аталады. Осы түрлендіруге сәйкес, К' жүйеден К жүйеге өту (6.9) формуласы арқылы, ал К жүйеден К' жүйеге өту (6.10) формуласы арқылы жүзеге асады.

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + \frac{x'v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (6.9)$$

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (6.10)$$

Координата мен уақыт түрлендірулері негізінде салыстырмалылық принципін тағы бір тұжырымын беруге болады: *физикалық заңдар Лоренц түрлендірулеріне қатысты инвариантты болады.*

Лоренц түрлендірулерінің кейбір салдарларын қарастырайық. Біріншіден, Лоренц түрлендірулері біздің әлемдегі кеңістік пен уақыттың қасиеттерінің бір-бірінен ажырамас байланысы бар екендігін ашып көрсетеді. Сондықтан, кеңістікті немесе уақытты бөлек қарастыруға болмайды, біздің әлем өмір сүретін кеңістік-уақыт жөнінде айтқан дұрыс болады. Басқаша айтсақ, біздің әлем төрт өлшемді.

Екіншіден, Лоренц түрлендірулері негізінде бізмезгілділіктің салыстырмалылығын сипаттауға болады.

Үшіншіден, (6.5) формуласымен берілген жылдамдықтарды қосудың классикалық заңын жарық жылдамдығына жуық жылдамдықпен қозғалған денелер үшін қолдануға болмайды. X осі бойымен қозғалған бөлшек үшін жылдамдықтарды қосудың релятивтік заңы

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{vu'}{c^2}}. \quad (6.11)$$

6.4 Салыстырмалылықтың арнайы теориясының инварианттары

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

Релятивтік механикада Лоренц түрлендіруіне қатысты кеңістік пен уақыт аралықтарының интервалдарының инварианттығы жөнінде ештеңе айтуға болмайды. Олай болса, салыстырмалылықтың арнайы теориясында екі оқиғаның арасында кеңістік пен уақыт аралықтарымен байланысты Лоренц түрлендіруіне қатысты инвариантты болатын шаманы көрсетуге болмас па еді? Бұл сұрақтың оңай шешімі бар. Салыстырмалылықтың арнайы теориясында төмендегі қатынаспен анықталатын ΔS инвариантты шамасы бар.

$$\Delta S^2 = c^2(t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2 = c^2\Delta t^2 - \Delta l^2 = (\Delta S')^2. \quad (6.12)$$

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

7 дәріс. Релятивтік динамика элементтері

Дәрістің мақсаты:

- релятивтік механика заңдылықтарын оқып үйрену;
- материялық нүктенің негізгі теңдеуін оқып үйрену;
- энергия мен импульс және масса арасындағы байланыстарды талдап оқу.

7.1 Релятивтік импульс. Материялық нүктенің релятивтік динамикасының негізгі теңдеуі

Қозғалыстағы релятивтік бөлшектің (дененің) m *релятивтік массасы* оның жылдамдығына байланысты

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} . \quad (7.1)$$

мұндағы, m_0 - бөлшектің *тыныштық массасы*, яғни бөлшек тыныштық күйде болатын инерциалды санақ жүйесінде өлшенген масса. *Релятивистік импульс* мына формуламен өрнектеледі

$$\vec{p} = \frac{m_0 \vec{V}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} . \quad (7.2)$$

Жүйенің релятивтік импульсы сақталады. Релятивтік импульстың сақталу заңы - кеңістіктің *біртектілігінің салдары*.

Релятивтік динамиканың негізгі заңы

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \vec{V}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \right) = \frac{d\vec{p}}{dt} . \quad (7.3)$$

$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$ қатынасымен өрнектелетін динамиканың негізгі заңы (2.2) өрнегін ескерсек, релятивтік қозғалыстар үшін де дұрыс болады.

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

7.1 Масса мен энергияның өзара байланыс заңдылығы

Массасы m дененің *толық энергиясы* деп аталатын $W=mc^2$ шамасының жанжақты сипаты бар, ол энергиялардың барлық түрлеріне қолданылады, яғни энергиямен, ол қандай түрде болса да, масса байланыста болады ($m=W/c^2$) және керісінше кез келген энергия массамен байланыста болады деп тұжырымдауға болады

$$W = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} . \quad (7.4)$$

Дененің толық энергиясы оң шама және тыныштық күйде ол нөлге тең емес. $V = 0$ кездегі дененің толық энергиясы W_0 тыныштық энергиясы деп аталады

$$W_0 = mc^2 . \quad (7.5)$$

Бұл (7.5) формуласы дененің тыныштық энергиясы мен оның массасы арасындағы өзара байланысты орнықтырады. Кез келген денеде масса мен энергияның бір-біріне пропорционал болатындығын көрсетеді. Дененің тыныштық энергиясының әрбір өзгерісі оның массасының пропорционалдық өзгерісін тудырады.

Тұйықталған жүйенің толық энергиясы сақталады. Энергияның сақталу заңы - *уақыттың біртектілігінің* салдары.

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

$$W_k = W - W_0 = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} - 1 \right) . \quad (7.6)$$

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

Салыстырмалық теориясының негізгі қорытындысы - кеңістік пен уақыт өзара органикалық байланыста болады да материяның өмір сүруінің бірден бір түрі - *кеңістік пен уақытты* құрады.

8 дәріс. Статистикалық бөлінулер

Дәрістің мақсаты:

- статистикалық және термодинамикалық зерттеу әдістерінің маңыздылығын анықтау;
- классикалық статистикалық физиканың негізгі заңдарын оқып үйрену.

8.1 Зерттеудің статистикалық және термодинамикалық тәсілдері. Ықтималдылық

Молекулалық физика және термодинамика - молекулалар мен атомдардың орасан зор жиынынан тұратын денелердегі макроскопиялық процестерді зерттейтін физиканың бөлімі.

Молекулалық физикада зерттелетін жүйелер орасан көп бөлшектерден тұратыны ескерілетін болғандықтан, оларға механикада қолданылатын зерттеу әдістері жарамайды. Механикада әрбір дененің қозғалысын сипаттау үшін әрқайсысына қозғалыс теңдеуін жазып, кез келген уақыт кезеңіне сай бөлшектің координатын табамыз. Координаттың уақыт бойынша өзгеруін біле отырып, дененің жылдамдығын, үдеуін, импульсін және т.б. физикалық шамаларын анықтауға болады. Мысалы, газдың бір моліндегі молекулалардың қозғалысын сипаттау үшін $6 \cdot 10^{23}$ теңдеу жазылып, шығарылуы қажет. Ол мүмкін емес. Тіпті біз осындай сан теңдеулерді шығардық делік, бірақ одан тұтас жүйені (затты) сипаттайтын қасиеттер жайында мағлұматтар ала алмаймыз. Молекулалық физика зерттейтін құбылыстар орасан көп молекулалардан құралған жүйелерде (денелерде, заттарда) болып өтетіндіктен, мұндай жүйелердің ерекшелігі мұнда дара молекулаға тән емес, тек жүйені ғана тұтас сипаттайтын қасиеттер пайда болады. Мұндай қасиеттерге, мысалы, қысым және температура жатады. Қысым мен температура тек бір ғана молекулаға қатысты деп айтуға болмайды. Осындай орасан көп бөлшектерден тұратын жүйелерді зерттеу әдістері де ерекше. Олар: *молекула-кинетикалық* немесе *статистикалық* және *термодинамикалық әдістер* деп аталады.

Денелердің әртүрлі қасиеттерін және зат күйінің өзгерістерін зерттеумен *термодинамика* шұғылданады. Алайда термодинамиканың молекула-кинетикалық теориядан айырмашылығы, ол - денелер мен табиғат құбылыстарының макроскопиялық суреттемесін ескермей, тек олардың макроскопиялық қасиеттерін ғана зерттейді. Термодинамиканың негізінде көптеген тәжірибелік деректердің жинағын жалпылау арқылы тағайындалған бірнеше негізгі заңдар жатыр (оларды термодинамиканың бастамалары деп атайды). Осы себептен термодинамиканың қорытындылары өте жалпы сипатта болады.

Статистикалық физика макроденелердің құрылымы жөніндегі *атом-молекулалық көрініс моделі* (мысалы, идеал газ моделі) және математикалық статистикаға негізделген. Макрожүйелердің қасиеті жүйені құрайтын бөлшектердің қасиеті бойынша, олардың қозғалысының ерекшеліктері және осы бөлшектердің динамикалық сипаттамаларының (энергия, жылдамдық

және т.б.) орташа мәндері бойынша анықталады. Статистикалық физика орташа шамаларды есептеу әдістерін және олардың көмегімен жүйенің макропараметрлерін анықтауға үлкен мүмкіндік береді. Молекула-кинетикалық теорияның негізгі теңдеуі осындай жолмен алынған

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

мұндағы p – газдың қысымы;

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

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

Бұл теңдеу бойынша қысым бірлік көлемдегі молекулалардың ілгерілемелі қозғалысының кинетикалық энергиясының үштен екісіне тең болады.

Зат күйінің өзгерістерін әр түрлі көзқарас тұрғысында қарастыра отырып, термодинамика мен молекула-кинетикалық теория бір-бірін толықтырып, негізінен біртұтас ілім құрайды.

8.2 Максвелл бөлінуі

Газ молекулалары ретсіз, хаосты қозғалады. Қозғалыс бағытының ықтималдылығы бірдей, олардың қайсысының да басқаларынан ешбір артықшылығы жоқ. Сондықтан, молекулалардың бағыттары бойынша таралуы бір қалыпты болады.

Молекулалардың U жылдамдықтарының шамалары әртүрлі бола алады. Нөлден шексіздікке дейінгі аралықтағы жылдамдықтың мүмкін мәндерін бірдей ықтималды дей алмаймыз. Молекулалардың жылдамдығының соқтығысу кезінде өзгеруі кездейсоқ өтеді. Қайсыбір жеке молекула бірқатар жүйелі соқтығысқан сайын өз сыңарларынан энергия алып отыруы мүмкін, соның нәтижесінде оның энергиясы ε орташа мәнінен артып кетеді. Алайда газдың барлық молекулалары өз энергияларын жалғыз молекулаға беріп, өздері тоқталып қалады деп ойлағанның өзінде бұл молекуланың энергиясы, демек, оның жылдамдығы, шектеулі шамада болады. Сөйтіп, газ молекулаларының жылдамдығы қандай да бір U -нан басталып ∞ -пен бітетін мәндер қабылдай алмайды. Барлық молекулалардың қорытқы энергиясының едәуір үлесін бір молекулаға беретін процестер ықтималдылығы өте аз болады деп есептей отырып, мәні жылдамдықтың орташа мәнінен әлдеқайда артық жылдамдықтар да өте сирек кездеседі деген тұжырымға келеміз. Дәл осы тәрізді, соқтығысулар кезінде молекуланың жылдамдығы нөлге айналады деп те айтуға болмайды. Демек, жылдамдықтың орташа мәнімен салыстырғанда өте аз және өте үлкен жылдамдықтардың пайда болуының да ықтималдылығы өте аз болады, сонымен қатар U -нің осы мәнінің ықтималдылығы $U \rightarrow 0$ кезінде де, $U \rightarrow \infty$ кезінде де нөлге ұмтылады. Осы айтылғандардан,

молекулалардың жылдамдықтары жылдамдықтың аса ықтимал мәнінің төңірегінде топтасатындығы шығады.

Жылдамдықтары белгілі, мысалы, v_1 және v_2 жылдамдықтардың аралығында жататын молекулалардың саны туралы айтуға болады. Жылдамдықтар бойынша таралып бөлінуі туралы заңды бірінші рет Дж. Максвелл қорытып шығарды. Максвелл ықтималдық теориясын пайдаланып, v мен $v+dv$ жылдамдықтарының арасына жататын молекулалардың dN санын есептеп шығарған

$$dN = Nf(v)dv, \quad (8.2)$$

$$f(v) = \frac{dN}{Nd v}. \quad (8.3)$$

Осылайша анықталған $f(v)$ функциясы газ молекулаларының жылдамдықтар бойынша бөлінуін сипаттайды да *бөліну функциясы* деп аталады. Оның мәні мынада: $f(v)$ функциясы жылдамдықтары жылдамдықтың v берілген мәнінен бірлік интервалда жататын молекулалардың үлесін анықтайды. $f(v)$ функциясы нормалау шартын

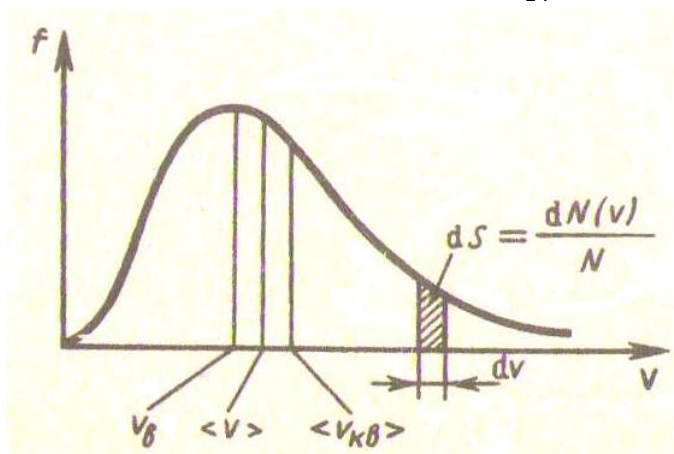
$$\int_0^{\infty} f(v)dv = 1 \text{ қанағаттандырады.}$$

Максвелдің бөліну функциясы 8.1 Суретінде көрсетілген және келесі формуламен өрнектеледі

$$f(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}}. \quad (8.4)$$

8.4 формуласынан көретініміз, бұл функцияның түрі газдың тегіне (молекула массасына) және күй параметріне (T температурадан) тәуелді екенін көреміз.

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



8.1 Сурет

Максвелл таралуының негізгі қасиеттері:

– молекулалардың өте аз үлесі ғана өте кіші және өте үлкен жылдамдықтарға ие болады;

– $f(v)$ функциясының максимумына сәйкес келетін ықтималдық жылдамдық болады, сондықтан молекулалардың едәуір бөлігі $v_{\text{ср}}$ жылдамдыққа жақын жылдамдықпен қозғалады

$$v_{\text{ср}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}; \quad (8.5)$$

– таралу қисығының симметриялы болмауына байланысты жылдамдығы $v_{\text{ср}}$ -тан жоғары молекулалардың үлесі $v < v_{\text{ср}}$ жылдамдықтағы молекулалар үлесіне қарағанда әрдайым жоғары болады. Бұл диспропорция температура артқан сайын күшейеді ($f(v)$ функциясы графигінде T_1 және T_2 -ге арналған қисықтар).

– таралу функциясын біле отырып, жылдамдыққа тәуелді кез келген физикалық шаманың орташа мәнін анықтауға болады.

Орташа арифметикалық жылдамдық

$$\langle v \rangle = \int_0^{\infty} v f(v) dv = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}. \quad (8.6)$$

Орташа квадраттық жылдамдық

$$v_{\text{ор.кв}} = \sqrt{\langle v^2 \rangle}; \quad \langle v^2 \rangle = \int_0^{\infty} v^2 f(v) dv; \quad v_{\text{ор.кв}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \quad (8.7)$$

$f(v)$ таралуы бөлшектердің бір-бірімен өзара қалай әсерлескеніне тәуелсіз. Ол тепе-теңдік күйдің орнығу процесінде бөлшектердің энергиямен алмасу қабілетімен анықталады.

Максвелл заңында қисықтың түрі температураға байланысты болады. Жүйенің температурасы жайлы жылдамдықтары Максвелл заңы бойынша таралатын жүйедегі бөлшектердің жылулық (хаосты) қозғалысы орныққан жағдайда айтуға болады.

8.2 Сыртқы потенциалды өрістегі бөлшек үшін Больцман бөлінуі

Жылулық қозғалыс кезінде бөлшектің қозғалыс бағыттары тең ықтималды, ал әр бөлшектің орнында болатын өзгерістер кездейсоқ сипатқа ие. Сондықтан бөлшектің сол немесе басқа орында болу ықтималдылығы жөнінде айтуға тура келеді.

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

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

$$n(z) = n_0 e^{-\frac{\varepsilon(z)}{kT}} \quad (8.8)$$

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

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

$$p(z) = p_0 e^{-\frac{mgz}{kT}} = p_0 e^{-\frac{\mu gz}{kT}}. \quad (8.9)$$

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

Бұл екі қарастырылған таралуларды Максвелл-Больцман заңы деп біріктіріп қарастыруға да болады. Нақты газдар үшін ол тек бір-бірінен алыс қашықтықтағы молекулалар арасында өзара әсерлесуді ескермеген кезде ғана қолданылады. Өте төмен температураларда (азғындалған газдар аймағы) молекулалардың қозғалысы классикалық заңдарға бағынбайды.

8.4 Энергияның еркіндік дәрежелері бойынша біркелкі бөліну заңы. Еркіндік дәрежелері

Молекуланың орташа энергиясы

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2} kT \quad (8.10)$$

молекуланың тек ілгерілемелі қозғалысының энергиясын ғана көрсетеді. Алайда молекулалардың ілгерілемелі қозғалысымен қатар, молекулалардың айналуы және молекуланың қозғалыс құрамына кіретін атомдардың тербелуі де мүмкін. Қозғалыстың бұл екі түрі қандай да бір энергия қорымен байланысты болады, ал бұл энергияны анықтауға статистикалық физика тағайындайтын энергияның молекуланың еркіндік дәрежелері бойынша біркелкі таралуы жөніндегі қағида мүмкіндік береді.

Еркіндік дәрежесі бойынша энергияның біркелкі таралу заңы - классикалық жүйелерге қолданатын статистиканың негізгі заңдарының бірі. *Механикалық жүйенің еркіндік дәрежелері саны деп жүйенің орнын анықтауда мүмкіндік беретін тәуелсіз координаталардың жиынтығын айтады.* Материалдық нүктенің кеңістіктегі орны оның үш координаттарының мәндерімен анықталады. Газдардың жылу сыйымдылығын өлшегенде атомдарды материалдық нүктелер деп есептеуге болады. Олай болса, бір атомды молекулалар үш ілгерілемелі еркіндік дәрежеге, екі атомды

молекулалар – үш ілгерілемелі, және екі айналмалы, көп атомды молекулалар және абсолютті қатты дене – үш ілгерілемелі және үш айналмалы еркіндік дәрежесіне ие болады. Жылулық тепе-теңдік жағдайында молекуланың әр еркіндік дәрежесіне $\frac{1}{2}kT$ тең орташа бірдей кинетикалық энергиядан келеді.

Мұндағы, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{Дж}{К}$ - Больцман тұрақтысы. Екі немесе көп атомды молекулалар айналмалы және тербелмелі қозғалыстар жасайды. Тербелмелі қозғалыстың болуы кинетикалық энергияның потенциалдық энергияға ауысуынан және керісінше болуымен байланысты. Молекуладағы атомның тербеліс энергиясын ескерсек, орташа кинетикалық және орташа потенциалдық энергиясын қарастыруымыз қажет. Молекуланың толық энергиясы

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2} kT, \quad (8.11)$$

мұндағы i – ілгерілемелі, айналмалы және екі еселенген тербелмелі еркіндік дәрежелері сандарының қосындысы:

$$i = i_{інг} + i_{айн} + 2i_{терб}. \quad (8.12)$$

Атомдардың арасында қатаң байланысы бар молекула үшін i молекуланың еркіндік дәрежелерінің санына тең болады.

8.5 Идеал газ молекулаларының жылулық қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы. Ішкі энергия

Идеал газ молекулалары қашықтықтан әрекеттеспейтін болғандықтан, мұндай газдың ішкі энергиясы жеке молекулалардың энергияларының қосындысынан тұрады. Демек, идеал газдың бір киломоіінің ішкі энергиясы Авагадро санын бір молекуланың орташа энергиясына көбейткенге тең болады:

$$U_{км} = N_A \langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2} N_A kT = \frac{i}{2} RT. \quad (8.13)$$

Массасы m газдың ішкі энергиясы газдың бір моіінің энергиясын m массадағы киломольдердің санына көбейткенге тең болады:

$$U = \frac{m}{\mu} U_{км} = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT. \quad (8.14)$$

Сонымен (8.14) өрнектен берілген газдың массасы үшін ішкі энергия газ молекуласының еркіндік дәреже көрсеткіші өзгермейтін болса, оның абсолют температурасына тура пропорционал екендігі көрінеді.

8.6 Идеал газдың жылу сыйымдылығының молекула-кинетикалық теориясы және оның шектелуі

Қандай да бір дененің жылу сыйымдылығы деп оның температурасын бір градусқа көтеру үшін керекті жылу мөлшеріне тең шаманы айтады. Егер

де денеге берілген dQ жылу мөлшері оның температурасын dT шамасына арттыратын болса, анықтама бойынша жылу сыйымдылық

$$C_{\text{дене}} = \frac{dQ}{dT} . \quad (8.15)$$

болады. (8.15) шамасының өлшем бірлігі Дж/К. Заттың бірлік массасының жылу сыйымдылығы *меншікті жылу сыйымдылық* деп аталады. Оны біз c әрпімен белгілейтін боламыз және өлшем бірлігі Дж/К·кг .

$$C = \frac{\delta Q}{mdT} . \quad (8.16)$$

Заттың киломолинің жылу сыйымдылығын c әрпімен белгілейміз. c -нің өлшем бірлігі Дж/К·моль.

$$C_m = \frac{\delta Q}{\nu dT} , \quad (8.17)$$

мұндағы $\nu = \frac{m}{M}$ - зат мөлшері.

Заттың киломолинің жылу сыйымдылығы мен осы заттың меншікті сыйымдылығының арасындағы байланыс:

$$c = \frac{C_m}{\mu} . \quad (8.18)$$

Жылу сыйымдылығының шамасы денені қыздыру шарттарына тәуелді болады. Қыздыруды көлем немесе қысым тұрақты болған жағдайда жүргізгендегі жылу сыйымдылықтың айрықша маңызы бар. Бірінші жағдайда жылу сыйымдылық- тұрақты көлем кезіндегі жылу сыйымдылық C_v , екінші жағдайда- тұрақты қысым кезіндегі жылу сыйымдылық C_p деп аталады.

Егер қыздыру тұрақты көлем кезінде болатын болса, онда дене сыртқы денелерге қарсы жұмыс жасамайды, сондықтан термодинамиканың бірінші бастамасы бойынша $\delta Q = dU + \delta A$ барлық жылу дененің ішкі энергиясын арттыруға жұмсалады:

$$C_v = \frac{dU_{\mu}}{dT} . \quad (8.19)$$

Демек, тұрақты көлемде идеал газдың киломолинің жылу сыйымдылығын алу үшін газдың ішкі энергиясының (8.13) өрнегін температура бойынша дифференциалдап, былай жазамыз:

$$C_v = \frac{i}{2} R . \quad (8.20)$$

Осы өрнектен көріп отырғанымыздай, тұрақты көлемде идеал газдың жылу сыйымдылығы газ күйінің параметрлеріне, олардың ішінде температураға, тәуелсіз тұрақты шама болып шықты.

Егер газды қыздыру тұрақты қысымда өтетін болса, онда газ ұлғаяды да сыртқы денелерге оң жұмыс жасайды. Демек, бұл жағдайда газдың температурасын бір градусқа арттыруға тұрақты көлем кезіндегіге қарағанда жылу көбірек керек болады, өйткені жылудың бір бөлігі газдың істейтін

жұмысына кетеді. Сондықтан, тұрақты қысымдағы жылу сыйымдылық тұрақты көлемдегі жылу сыйымдылықтан артық болуы керек.

Бір киломоль газдың тұрақты қысымдағы жылу сыйымдылығы:

$$C_p = \frac{\delta Q}{\nu dT} = \frac{dU + p dV}{\nu dT} = \frac{dU_\mu}{dT} + \frac{p dV_\mu}{dT}, \quad (8.21)$$

$\frac{dV_\mu}{dT}$ қосылғышы, жоғарыда көргеніміздей, киломоль газдың тұрақты көлем кезіндегі жылу сыйымдылығын береді. Сондықтан (8.21) формуласын мына түрде жазуға болады:

$$C_p = C_v + p \left(\frac{dV_\mu}{dT} \right)_p, \quad (8.22)$$

$\left(\frac{dV_\mu}{dT} \right)_p$ шамасы, p тұрақты болып, температура бір градусқа артқан кездегі киломоль көлемінің өсімшесі болып табылады. $pV_\mu = RT$ күй теңдеуінен $V_\mu = \frac{RT}{p}$. Осы өрнекті T ($p = \text{const}$) бойынша дифференциалдап, мынаны

аламыз: $\left(\frac{dV_\mu}{dT} \right)_p = \frac{R}{p}$ осы нәтижені (8.22)-ге қойып, мынаны аламыз:

$$C_p = C_v + R. \quad (8.23)$$

Сонымен, идеал газдың киломолінің тұрақты қысымда бір градусқа арттырған кезде оның жасайтын жұмысы газдың универсал тұрақтысына тең екен.

(8.22) формуласын ескеріп, C_p үшін мынадай өрнек аламыз:

$$C_p = \frac{i}{2} R + R = \frac{i+2}{2} R. \quad (8.24)$$

(8.24)-ті (8.20)-ге бөліп, әрбір газға тән C_p -нің C_v -ге қатынасын табамыз:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}. \quad (8.25)$$

Бұл өрнектен байқағанымыздай, γ шамасы молекуланың еркіндік дәрежесінің саны мен сипаты арқылы анықталады.

9 дәріс. Термодинамика негіздері

Дәрістің мақсаттары:

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

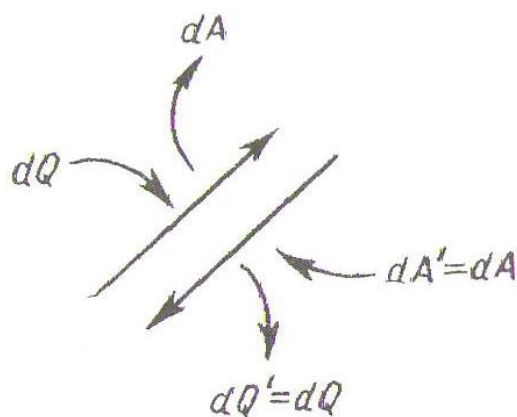
9.1 Қайтымды және қайтымсыз жылу процестері

Денелер жүйесі немесе жай жүйе деп біз қарастырып отырған денелердің жиынтығын айтамыз. Кез келген жүйе температура, қысым, көлем

және т.с.с. мәндері арқылы айырылатын әр түрлі 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.

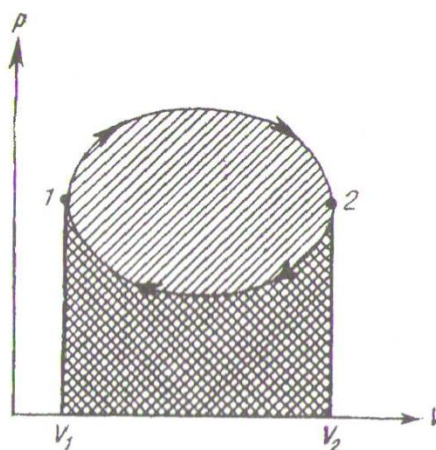


9.1 Сурет

Қайтымды процестің қасиеті мынадай болуы тиіс: егер жүйе тура бағыттағы процестің бір элементар учаскесінде $d'Q$ жылу алып, $d'A$ жұмыс өндірсе (9.1 суретті қара), онда кері бағыттағы процестің сондай учаскесінде жүйе $d'Q' = d'Q$ жылу береді де, оған $d'A' = d'A$ жұмыс орындалады. 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. Графикте мұндай цикл тұйық қисық сызықпен кескінделеді (9.2 суретті қара).



9.2 Сурет

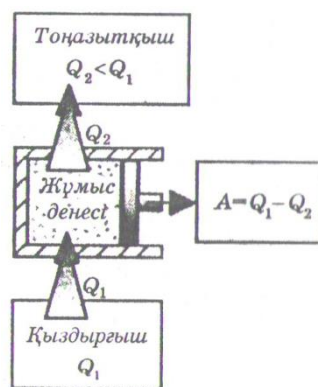
Дөңгелек процесс кезінде орындалатын жұмыс сан жағынан қисықпен қоршалған ауданға тең болады. 1-2 учаскесіндегі жұмыс оң және сан жағынан алғанда, оң жаққа көлбей штрихталған ауданға тең (сағат тілі бағытында орындалатын цикл қарастырылып отыр). 2-1 учаскесіндегі жұмыс теріс және сан жағынан солға қарай 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 орындағанан кейін жүйе алғашқы күйіне қайта келеді. Сондықтан күйдің кез келген функциясының, атап айтқанда, ішкі энергияның мәндері циклдің басында және соңында бірдей болады.

9.2 Жылу машиналары және олардың ПӘК-і. Карно циклі. Карно теоремасы

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

Барлық жылу машиналарында отынның энергиясы, алдымен жоғарғы температураға дейін қыздырылған газдың немесе будың ішкі энергиясына өтеді. Ұлғаю барысында газ сыртқы күштерге қарсы жұмыс атқарады және салқындайды, яғни оның ішкі энергиясы азаяды. Бұл газдың ішкі энергиясының бір бөлігінің механикалық жұмысқа айналғанын білдіреді. Газдың ішкі энергиясының механикалық энергияға айналмай қалған бөлігі, салқындатқыш рөлін атқаратын *тоңазытқыш* 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*. (9.3 суретті қара) жылу машиналары жұмысы жүрісінің сызбанұсқасы келтірілген.



9.3 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

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < 1. \quad (9.1)$$

(9.1) 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 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

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

$$\eta_0 = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (9.2)$$

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,

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (9.3)$$

Макрожүйелерде нақты қайтымды процестер болуы мүмкін емес, сондықтан (9.2) өрнегі асимптотикалық сипатқа ие, яғни дәл мәнін көрсету мүмкін емес.

Карно теоремасы (9.3) термодинамиканың екінші заңының математикалық өрнегін береді, ол бір қыздырғышы мен бір салқындатқышы бар тұйық процестер үшін ғана қолданылады. (9.3)-гі теңдік белгісі қайтымды процестер үшін, теңсіздік белгісі – қайтымсыз процестер үшін қойылады.

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

$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0. \quad (9.4)$$

9.3 Энтропия және оның қасиеттері

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

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

$$\Delta S \geq 0, S_2 \geq S_1. \quad (9.5)$$

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.

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

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

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 (9.4) жазайық

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

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

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

(9.7) формуласын термодинамикадағы энтропияның анықтамасы ретінде қарастыруға болады.

(9.7) анықтамадан туындайтын энтропияның кейбір қасиеттері:

- жүйенің энтропиясы - аддитивті шама $S = \sum S_i$. Мұның мәнісі: жүйе энтропиясы оның жеке бөліктерінің энтропияларының қосындысына тең;
- жылу алмасусыз жүретін қайтымды процесте ($dQ = 0$) – адиабаталық процесте- энтропия тұрақты болады;
- процестің энтропиясы қандай да бір тұрақты шамаға дейінгі дәлдікпен анықталуы мүмкін.

Қайтымды процестегі энтропияның өзгерісі (9.1) және (9.2) қатынастары негізінде есептеледі

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

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

8.5 Термодинамиканың бірінші және екінші бастамасы. Термодинамиканың екінші бастамасының статистикалық түсіндірілуі. Энтропия мен күй ықтималдылығының байланысы

Қандай да бір дененің толық энергиясынан тұтастай қозғалысының кинетикалық энергиясы мен сыртқы күш өрісіндегі потенциалдық энергиясын шығарып тастағанда қалған энергия оның ішкі энергиясы деп аталады.

Демек, 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. Жұмыс істеу жүйеге әсер етуші сыртқы денелердің орын ауыстыруымен қоса жүреді.

Денеге жылу беру сыртқы денелердің орын ауыстыруына тәуелді емес. Бұл жағдайдағы ішкі энергияның өзгерісі ыстығырақ дененің жеке

молекулаларының салқынырақ дененің молекулаларына қарсы істеген жұмысының әсерінен болады. 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

$$dU = dQ + dA', \text{ немесе } dQ = dU + dA, \quad (9.9)$$

мұндағы A' – жүйеде атқарылған жұмыс;

A – сыртқы күштердің атқарған жұмысы.

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

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

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:

$$S = k \ln W, \quad (9.10)$$

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

10 дәріс. Теңгерілмеген термодинамикалық жүйелердегі тасымалдану құбылыстары

Дәрістің мақсаттары:

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

10.1 Тасымалдану құбылыстарының жалпы сипаттамалары

Қалыпты жағдайда газдың қысымы мен температурасы қарастырып отырған көлемнің барлық жерінде бірдей болады. Осыған сәйкес қалыпты жағдайда осы көлемде газ молекулалары бірыңғай орналасады, яғни молекулалар саны қарастырылып отырған көлемнің барлық жерінде бірдей болады. Бірақ мұндай орналасу кейбір сыртқы себептерден өзгеріске ұшырайды. Дәлірек айтқанда молекулалардың жылулық қозғалысының және сол қозғалыс кезінде молекулаларды бір жерден екінші жерге көшіріп отырудың салдарынан, олар бастапқы күйіне қайта оралуы мүмкін. Осындай қозғалыстың саладарынан 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 *тасымал құбылыстары* деп атайды және бұл құбылыстың нәтижесінде энергияның, массаның, импульстің кеңістіктік тасымалдануы жүреді.

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

Берілген көлемде екі түрлі газ немесе молекуланың саны әртүрлі біртекті газ болсын. Олар молекулалардың жылулық қозғалысының әсерінен бір-бірімен араласып, нәтижесінде екі газдағы молекулалар саны теңеседі. Яғни, газ молекулалары ретсіз қозғалып отырады, осыдан барып тиісіп тұрған әр текті екі газ бір-бірімен араласады, яғни диффузияланады. Сөйтіп температура алмасуының әсерінен жылу *өткізгіштік құбылысы* пайда болады. Ең соңында газдық қабаттар әртүрлі жылдамдықпен қозғалғанда олардың арасында үйкеліс күші пайда болады. Бұл үйкеліс күші газ қабаттарына жанама бағытпен әсер етеді. Сондықтан бұл құбылыс газ қабаттарының ішкі жылдамдықтарының теңесуі болғандықтан, *ішкі үйкеліс құбылысы* деп аталады.

10.2 Тасымалдану құбылыстарының феноменологиялық тендеулері

Тасымал құбылыстары жүйені тепе-теңдікке әкелетін процестермен ғана емес, шексіз уақытта жүйені тепе-теңдікте ұстап тұратын сыртқы әсерлерге де байланысты. Мұндай жағдайда олар стационар болып табылады (яғни уақытқа тәуелсіз).

Тасымал процестерінің интенсивтілігі сәйкес шаманың ағынымен сипатталады.

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) 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

$$M_i = -D \frac{d\rho_i}{dx} S, \quad (10.1)$$

мұндағы $\rho_i = n_i m_i$ – i -құраушының парциал тығыздығы ;

m_i – берілген құраушының молекуласының массасы;

D – *диффузия* деп аталынатын пропорционалдық коэффициент.

(10.1) 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

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx} S, \quad (10.2)$$

мұндағы λ – пропорционалдық коэффициент, ол ортаның қасиеттеріне тәуелді және *жылуөткізгіштік* деп аталады.

(10.3) 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

$$\frac{d\check{}}{dt} = K = -\eta \frac{du}{dx} S. \quad (10.3)$$

(10.3) тендеуі Ньютон заңы деп аталып, импульс тасымалы тұтқырлықты немесе ішкі ағынды сипаттайды. Пропорционалдық коэффициент болып табылатын η шамасын ортаның динамикалық тұтқырлығы деп аталады.

Сонымен, диффузияда ортада қабаттан қабатқа масса, жылу өткізгіштікте – энергия, тұтқырлықта – импульс беріледі. Фик, Фурье және Ньютон заңдары эмпирикалық болып табылады. Олардың теориялық негіздемесін молекулалық физика түсіндіреді.

10.3 Соқтығысулардың орташа саны және еркін жолының орташа ұзындығы

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

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

$$\langle l \rangle = \frac{\langle g \rangle}{\langle z \rangle}. \quad (10.4)$$

Соқтығысулардың орташа саны z -і есептеп шығару үшін, қарастырылып отырған молекуладан басқа молекулалардың барлығы өз орнында қозғалыссыз қалады деп ұйғаралық. Қозғалыстағы молекула тыныштықта тұрған молекуламен соқтығысып, келесі соқтығысқанға дейін ол түзу сызықты қозғалыста болады. Бір секунд ішінде молекула $\langle v \rangle$ -ға тең жол жүреді. Осы уақыттың ішінде тыныш тұрған молекулалармен соқтығысу санының, центрлері ұзындығы $\langle v \rangle$, радиусы d және көлемі $\pi d^2 g$ болатын сынық цилиндрдің ішінде қалатын молекулалардың санына тең болатындығы сөзсіз. Осы көлемді бірлік көлемдегі молекулалар саны n -ге көбейтіп, қозғалыстағы молекуланың бір секунд ішінде қозғалмай тұрған молекулалармен соқтығысуларының орташа санын аламыз: $\langle z \rangle = \pi d^2 \langle g \rangle n$. Қажетті есептеулер көрсеткендей, молекулалардың салыстырмалы қозғалысының орташа жылдамдығы молекулалардың ыдыстың қабырғасына қатысты алынатын жылдамдығынан екі есе артық болады. Сондықтан соқтығысулардың бірлік уақыттағы орташа саны $\langle z \rangle = \sqrt{2} \pi d^2 \langle g \rangle n$ тең. Онда молекулалардың еркін жүру жолының орташа ұзындығы

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n}. \quad (10.5)$$

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

10.4 Тасымалдану құбылыстарының газдар үшін молекула-кинетикалық теориясы: жылу өткізгіштік, ішкі үйкеліс, диффузия. Тасымалдану коэффициенттері

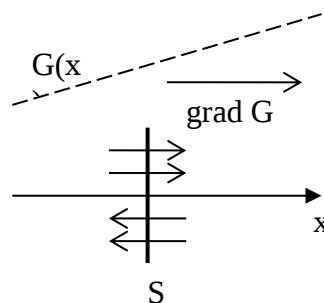
Тасымал құбылыстарын сандық түрде талдау үшін молекула қозғалысының кинематикалық сипаттамаларын игеру қажет:

- 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

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n} = \frac{1}{\sqrt{2} \sigma n} . \quad (10.6)$$

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.



10.1 Сурет

x осіне перпендикуляр S бетті (10.1 суретті қара) 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 ара қашықтықта орналасқан молекулалар ғана қиып өтетінін ескеру керек. Осылайша x осі бойымен (немесе оған қарама-қарсы) бағытталған ағынды аламыз:

$$I_G = I_G^{(+)} + I_G^{(-)} = \frac{1}{6} \langle v \rangle n [G(x - \lambda) - G(x + \lambda)] S = -\frac{1}{3} \langle v \rangle \langle l \rangle n \frac{dG}{dx} S. \quad (10.7)$$

(10.7) теңдеуі S бет арқылы өтетін G шамасының ағынын анықтайтын тасымал құбылыстарының негізгі теңдеуі болып табылады. (10.7) 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 $n_i(x)$. (10.7) теңдеудегі G шамасы бір молекулаға қатысты сипаттама екенін ескереміз

$$G = \frac{n_i m_i}{n_0}, \quad (10.8)$$

мұндағы n_0 – молекулалардың тепе-теңдік концентрациясы.

$$I_G = M_i = -\frac{1}{3} \langle v \rangle \langle l \rangle \frac{d\rho_i}{dx} S = -D \frac{d\rho_i}{dx} S, \quad (10.9)$$

мұндағы
$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle l \rangle. \quad (10.10)$$

Біз D диффузия шамасы үшін өрнекті алдық.

Жылуөткізгіштік жағдайында G молекулалардың жылулық қозғалысының орташа энергиясы

$$G = \frac{i}{2} kT = \frac{i}{2} \frac{kN_A}{N_A} \cdot T = \frac{i}{2} \frac{R}{N_A} T = \frac{i}{2} \frac{C}{N_A} T. \quad (10.11)$$

Тасымал теңдеуі мынадай түрге ие болады

$$I_G = q = -\frac{1}{3} n \langle v \rangle \langle l \rangle \frac{C_v}{N_A} \frac{dT}{dx} S = -\frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle c_v \frac{dT}{dx} S = -\lambda \frac{dT}{dx} S, \quad (10.12)$$

$$\lambda = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle c_v, \quad (10.13)$$

мұндағы λ – жылуөткізгіштік; ρ – тығыздық;

c_v – ортаның изохоралық меншікті жылусыйымдылығы.

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

$$I_G = K = -\frac{1}{3} n \langle v \rangle \langle l \rangle m_i \frac{du}{dx} S = -\eta \frac{du}{dx} S, \quad (10.14)$$

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle. \quad (10.15)$$

(10.10), (10.131) және (10.13) 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 (10.7) түріндегі бірдей теңдеулермен сипатталады.

11 дәріс. Вакуумдегі электростатикалық өріс

Дәрістің мақсаттары:

- электростатикалық өрістерді оқып үйрену;

- электрстатикалық өрістерді есептеуге негізгі теоремаларды қолдану.

11.1 Классикалық электродинамиканың пәні. Электростатиканың негізгі есебі

Электродинамиканың 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), 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.

$$q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = \text{const}$$

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

Электр зарядының сызықтық тығыздығы

$$\tau = \frac{dq}{dl}, \quad (11.1)$$

мұндағы dq - ұзындығы dl зарядталған сызықтық элементтің заряды.

Электр зарядының беттік тығыздығы

$$\sigma = \frac{dq}{ds}, \quad (11.2)$$

мұндағы dq - зарядталған беттің dS элементар бөлігінің заряды.

Электр зарядының көлемдік тығыздығы

$$\rho = \frac{dq}{dV}, \quad (11.3)$$

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 ара қашықтығына тәуелділігін тағайындайды. Халықаралық бірліктер жүйесінде заң былай жазылады:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (11.4)$$

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

Зарядталған бөлшектер мен денелер бір-бірімен өріс арқылы әсерлеседі. Қозғалмайтын электр зарядтарының тудыратын өрісі уақыт бойынша өзгермейді және *электрстатикалық өріс* деп аталады. Зарядталған бөлшектерге электрстатикалық өріс тарапынан әсер ететін күш электрстатикалық күш деп аталады. Электрстатикада қолданылатын модель өлшемі басқа зарядталған денеге дейінгі қашықтықпен салыстырғанда ескермеуге болатын зарядталған дене - *нүктелік заряд*.

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

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}, \quad (11.5)$$

мұндағы $\vec{F}$ - 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 $\vec{E}$ өрістің барлық нүктелерінде бірдей болса, өріс біртекті өріс деп аталады.

Электрстатикалық өрісті кескіндеу үшін күш сызықтары қолданылады. Күш сызықтары немесе кернеулік сызықтары деп әр нүктесінде жүргізілген жанама сол нүктедегі өріс кернеулігі векторымен бағыттас болатын сызықтарды айтады. Кернеулік сызықтары оң зарядтардан басталып, теріс зарядтарда аяқталады, олар еш жерде қиылыспайды, себебі әрбір нүктедегі кернеуліктің тек бір мәні және белгілі бағыты бар болады.

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

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i. \quad (11.6)$$

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

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i. \quad (11.7)$$

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

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

11.2 Кернеулік $\vec{E}$ векторының ағыны. Гаусс теоремасы және оны электрстатикалық өріс кернеуліктерін есептеу үшін қолдану

Электр өрісінің S бет арқылы өтетін кернеулік векторының ағыны

$$\hat{O} = \int_S \vec{E} d\vec{S} = \int_S E dS \cos \alpha = \int_S E_n dS, \quad (11.8)$$

мұндағы E_n – кернеулік $\vec{E}$ векторының dS элементар бетке түсірілген $\vec{n}$ нормаль бағытындағы проекциясы. Бұл шама өрістің конфигурациясына ғана емес, S бетке түсірілген $\vec{n}$ нормаль бағытын таңдауына да байланысты. Тұйықталған бет үшін нормальдың оң бағыты ретінде осы бетпен қамтылған сыртқы аймаққа қарай бағыт алынған. Тұйықталған бет арқылы өтетін кернеулік $\vec{E}$ векторының ағыны осы бет ішіндегі зарядтардың алгебралық қосындысына ғана тәуелді:

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i q_i. \quad (11.9)$$

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

Симметриялы зарядтар жүйесінің электрстатикалық өрісін есептеуде Остроградский-Гаусс теоремасын қолдану ыңғайлы. Ол үшін өріс сипатын анықтап, берілген нүкте арқылы өтетін тұйықталған гаусстық бетті таңдау қажет. Остроградский-Гаусс теоремасын біркелкі зарядталған шексіз сымның, екі параллель шексіз жазықтықтың, зарядталған сфералық және цилиндрлік беттердің электрстатикалық өрістерін есептеуге қолдануға болады.

Мысал ретінде ρ 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.

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = E_r 2\pi r h. \quad (11.10)$$

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

$$E_r = \frac{\rho r}{2\varepsilon_0}, \quad \varphi = -\frac{\rho r^2}{4\varepsilon_0}. \quad (11.11)$$

Ал $r = R$ жағдай үшін

$$E_r(R) = \frac{\rho R}{2\epsilon_0}, \quad \varphi = -\frac{\rho R^2}{4\epsilon_0}. \quad (11.12)$$

Өрістің $r \geq R$ аймағында

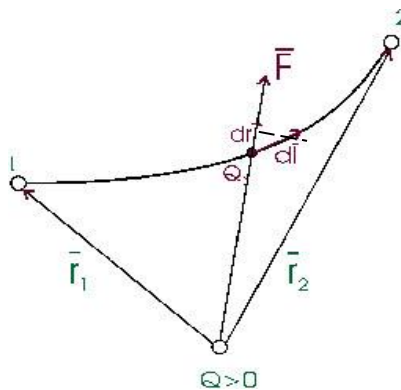
$$q = \rho \pi R^2 h$$

және

$$E_r = \frac{\rho R^2}{2\epsilon_0 r}. \quad (11.13)$$

11.3 Электростатикалық өріс жұмысы. Электростатикалық өріс кернеулігі векторының циркуляциясы

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



11.1 Сурет

Электростатикалық өріс жұмысы

$$A_{12} = \int_1^2 \vec{F} d\vec{l} = \int_1^2 F dl \cos \alpha, \quad (11.14)$$

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

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

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{qq_0}{r_1} - \frac{qq_0}{r_2} \right). \quad (11.15)$$

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

Сондықтан, электростатикалық 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:

$$A = qEd, \quad A = -W_p, \quad (11.16)$$

мұндағы ΔW_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:

$$A = \int_1^2 \vec{E} d\vec{l} \quad (11.17)$$

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

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0, \quad (11.18)$$

$\oint_L \vec{E} d\vec{l}$ - кернеулік $\vec{E}$ векторының циркуляциясы деп аталады. Сонымен, кез келген тұйық контур бойындағы электрстатикалық өрістің кернеулігі векторының $\vec{E}$ 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.

11.4 Потенциал. Потенциалдың электростатикалық өріс кернеулігімен байланысы

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

$$\varphi = \frac{W_p}{q}. \quad (11.19)$$

Өріс күшінің потенциалы φ_1 (1-нүктеден) потенциалы φ_2 (2-нүктеге) q_0 зарядтың орнын ауыстыруға жасайтын жұмысы

$$A_{12} = q_0(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (11.20)$$

өрнегімен анықталады.

Нүктелік q зарядтың электрстатикалық өрісінің одан r қашықтықтағы нүктедегі потенциалы:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (11.21)$$

Радиусы R , заряды бетінде бірқалыпты таралған шардың электростатикалық өрісінің потенциалы шардан тыс нүктелерде шардың

центріне орналастырылған нүктелік q зарядтың өріс потенциалымен бірдей болады. Шардың ішіндегі өріс потенциалы

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R}, \quad (11.22)$$

бірақ шардың ішіндегі өріс кернеулігі нөлге тең.

Электрстатикалық өрісті күш сызықтарымен қатар графиктік түрде эквипотенциалдық беттер арқылы да кескіндейді. *Эквипотенциал бет* деп барлық нүктелеріндегі потенциалдың мәндері бірдей болып келетін бетті айтады. Эквипотенциалдық беттердің қасиеттері: а) эквипотенциалдық беттің кез келген нүктесінде кернеулік оған перпендикуляр болады және потенциалдың кему жағына бағытталады; б) электр заряды бір эквипотенциалды бет бойымен орын ауыстырғандағы істелінетін жұмыс нөлге тең болады.

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

$$F = -\text{grad}W_p = -\nabla W_p, \quad (11.23)$$

мұндағы ∇ –набла операторы, оның түрі:

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k} \quad (11.24)$$

осыдан

$$E = -\nabla \varphi. \quad (11.25)$$

Мұндағы "минус" таңбасы $\vec{E}$ векторының бағыты әрқашан да потенциалдың кемуіне қарай бағытталадынын көрсетеді.

12 дәріс. Электрстатикалық өрістегі диэлектриктер

Дәрістің мақсаты:

- диэлектрик ішіндегі электр өрісін оқып үйрену;
- заттардағы электр өрісі үшін Гаусс теоремасын қолдану;
- екі диэлектрик шекарасындағы орын алатын құбылыстар.

12.1 Полярлану. Диэлектрик түрлері

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. Электр өрісіндегі диэлектрикте

зарядтар бөлінбейді, яғни онда еркін зарядтар жоқ, атомдарындағы электрондар ядроларымен қатты байланысқан. Бұл байланысты бұзу үшін күшті сыртқы факторлар қажет.

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 $\vec{p} = q\vec{l}$ (q – молекуладағы барлық атомдық ядролардағы оң зарядтардың қорытқысы, $\vec{l}$ – электрондардың «ауырлық центрінен» атомдық ядролардағы оң зарядтардың «ауырлық центрін» қосатын вектор).

Диэлектриктерді сыртқы электр өрісіне енгізгенде сыртқы өріс әсерінен оларда нөлден өзгеше электр моменті пайда болады, яғни диэлектрик полярианады.

Сыртқы электр өрісі әсерінен дипольдердің өріс бағытына сәйкес ығысу құбылысын *диэлектриктердің полярлануы* 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 $\vec{E}_i$ диэлектриктің ішінде сыртқы электр өрісінің кернеулігіне $\vec{E}_e$ қарсы бағытталады. Сондықтан да диэлектрик ішіндегі электр өрісі әлсірейді. Диэлектриктің ішіндегі өрістің қорытқы кернеулігі:

$$\vec{E} = \vec{E}_e + \vec{E}_i. \quad (12.1)$$

Вакуумде электр өрісі кернеулігі $\vec{E}_e$ модулінің біртекті диэлектриктегі өрістің $\vec{E}$ модуліне қатынасына тең шаманы заттың *диэлектрлік өтімділігі* деп атайды:

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E}. \quad (12.2)$$

Бұл физикалық шаманың өлшем бірлігі жоқ, электр өрісінде диэлектриктердің полярлану шамасын сипаттап, өрістің диэлектриктерде қаншалықты әлсірейтіндігін көрсетеді.

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 $\vec{E}_e$ 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 $\vec{E}_0$ бағытына қарай ығысады.

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

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

$$\vec{P} = \frac{1}{\Delta V} \sum_i \vec{p}_i, \quad (12.3)$$

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

Полярлану векторының модулы диэлектриктердің полярлану дәрежесін анықтайды, ал бағыты полярлану бағытымен сәйкес келеді.

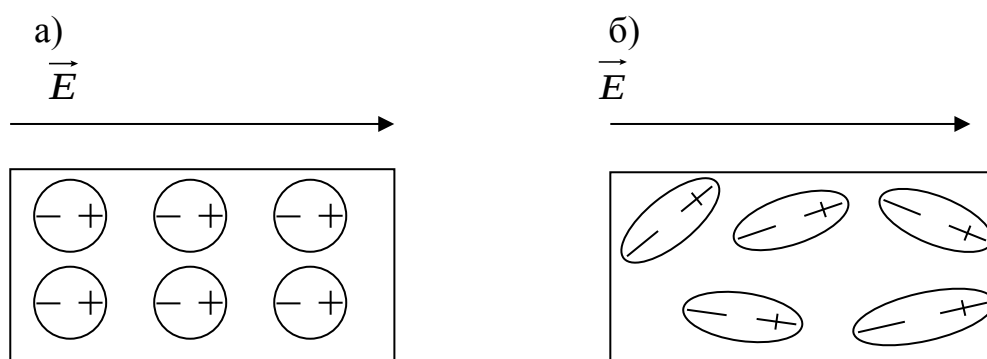
Поляризациялау – полярлануды тудыратын, сыртқы электр өріс кернеулігімен анықталатын макраскопиялық сипаттама.

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

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} \quad (12.4)$$

мұндағы ϵ – диэлектриктің диэлектрлік қабылдағыштығы деп аталатын өлшемсіз шама.

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



12.1 Сурет.

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

Полярлы диэлектриктерде сыртқы өрістің ығысуына молекулалардың жылулық қозғалысы кедергі жасайды (12.1, б суретті қара). Нәтижесінде кейбір молекулалардың диполдік моменттері өріс бағытына ығысып, есептеулер мен тәжірибелерден (12.4) өрнегі шығады.

Полярлы диэлектриктерде диэлектрлік қабылдағыштық температураға кері пропорционал. Кристалды диэлектриктерде де полярлану –өріс кернеулігімен (12.4) қатынастағыдай байланыста. $\vec{E}$ мен $\vec{P}$ арасындағы сызықты тәуелділік күшті емес өрістерде орындалады. Кейбір диэлектриктерге (12.4) өрнегі қолданылмайды. Сегнетоэлектриктерде (сыртқы электр өрісінің әсерінсіз белгілі бір температура аралығында өздігінен поляризацияланатын кристалл диэлектриктер, $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ - сегнет тұзы, BaTiO_3 – барий титанаты) $\vec{E}$ мен $\vec{P}$ арасындағы байланыс сызықсыз және $\vec{E}$ -нің бұрынғы мәндеріне де тәуелді (бұл құбылыс гистерезис деп аталады).

Диэлектрикті сыртқы өріске орналастырса, ол 12.1 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 σ' байланысқан зарядтардың беттік тығыздығы бір-бірімен қарапайым байланысқан

$$\sigma' = P \cos \alpha = P_n \quad (12.5)$$

(12.4) өрнегін ескеріп, мына формулаға келеміз:

$$\sigma' = D_n = \varepsilon_0 \chi E_n, \quad (12.6)$$

мұндағы P_n –беттің берілген нүктесіндегі сыртқы нормальдағы полярлану проекциясы; E_n – өріс кернеулігінің сол нормальдағы проекциясы.

12.2 Диэлектриктердегі электрстатикалық өріс үшін Гаусс теоремасы. Электр ығысу векторы

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

$$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} (\sum_i q_i + \sum_i q_i'), \quad (12.7)$$

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

Өріс $\vec{E}$ кернеулік векторын табуға (12.7) өрнегі тиімсіздеу, өйткені $\vec{E}$ 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:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}. \quad (12.8)$$

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

Тұйықталған бет арқылы өтетін электр ығысу векторының ағыны Φ_D осы бет ішіндегі еркін зарядтардың алгебралық қосындысына тең:

$$\Phi_D = \oint_S \vec{D} d\vec{S} = \sum_i q_i. \quad (12.9)$$

Бұл электр ығысу $\vec{D}$ векторы үшін *Гаусс теоремасы*. (12.4) өрнектегі $\vec{P}$ мәнін (12.8) өрнегіне қойып алатынымыз

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

немесе

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}, \quad (12.10)$$

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

Электрлік ығысудың өлшем бірлігі – Кл/м².

12.3 Екі диэлектрик шекарасы бөлігіндегі шарттар

Біртекті изотропты екі диэлектрик шекарасында $\vec{E}$ және $\vec{D}$ векторлары электрстатиканың негізгі теоремаларымен анықталады: $\vec{E}$ векторының (11.18) циркуляциясы туралы теорема және $\vec{D}$ векторы үшін Гаусс (12.9) теоремасы

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0, \quad \oint_S \vec{D} d\vec{S} = \sum_i q_i.$$

$\vec{E}$ векторының (11.18) циркуляциясы туралы теорема бойынша

$$E_{1\tau} = E_{2\tau}, \quad \frac{D_{1\tau}}{D_{2\tau}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}, \quad (12.11)$$

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

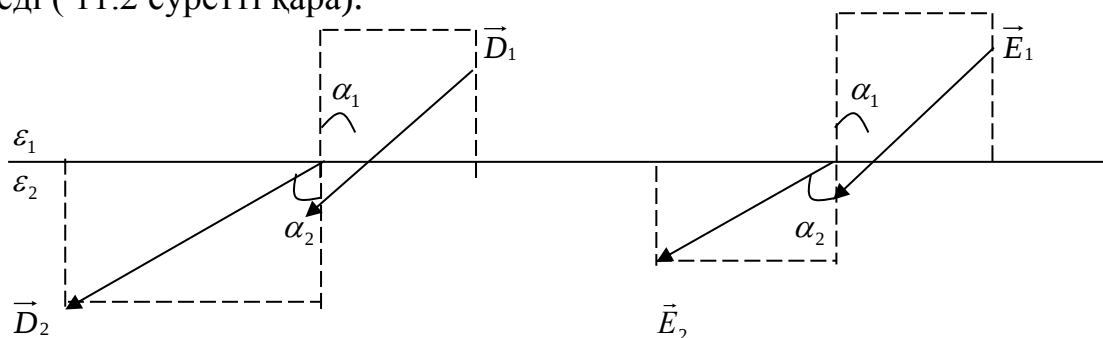
Гаусс теоремасынан келесі қатынастарды аламыз:

$$D_{1n} = D_{2n}, \quad \frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}. \quad (12.12)$$

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

Екі біртекті изотропты диэлектрик шекарасындағы $\vec{E}$ және $\vec{D}$ векторларының құраушылары үшін алынған (12.11) және (12.12) қатынастары

осы вектор сызықтары сынатынын білдіреді. Осының салдарынан беттің шекарасына түсірілген нормал мен $\vec{E}$ сызықтарының арасындағы α бұрышы өзгереді (11.2 суретті қара).



12.2 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

$$\frac{\tan \alpha_2}{\tan \alpha_1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \quad (12.13)$$

формуласымен өрнектеледі.

13-дәріс. Электростатикалық өрістегі өткізгіштер

Дәрістің мақсаты:

- өткізгіш ішіндегі электр өрісі;
- конденсаторлар туралы;
- өткізгіштердегі электр энергиясы туралы оқып үйрену.

13.1 Зарядтардың өткізгіш бетінде таралуы. Өткізгіш ішіндегі электр өрісі

Өткізгіштер деп оларда электр зарядтарының реттелген қозғалысы бола алатын заттарды айтады. Өткізгіштердің электр зарядтарын өткізу қабілеті оларда зарядтың еркін тасымалдаушыларының болуымен түсіндіріледі. Өткізгіштердің мысалына металдар, тұздар мен қышқылдардың судағы ерітінділері, иондалған газдар және т.б. жатады.

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 $\vec{E}_i$ кернеулігі сыртқы электр өрісінің $\vec{E}_c$ кернеулігіне

қарсы бағытталған электр өрісін тудырады. Өткізгіштегі қорытқы электр өрісінің кернеулігі $\vec{E} = \vec{E}_c + \vec{E}_i$, $|\vec{E}_c| = |\vec{E}_i|$ болған кезде өткізгіштерге электрондарға әсер ететін күш нөлге тең болады да, ондағы зарядтардың реттелген қозғалысы тоқталады $\vec{E} = 0$.

Өріс жоқ дейтін себебіміз, өткізгіште сыртқы көзден алынған энергияны шығындамай зарядтардың реттелген қозғалысы болуы мүмкін емес, бұл энергияның сақталу заңына қарама-қайшы келеді.

Бұдан шығатыны $\vec{E} = -\text{grad}\varphi = 0 \Rightarrow \varphi = \text{const}$, яғни зарядталған өткізгіштің ішіндегі барлық нүктелерінде оның потенциалы бірдей, зарядты өткізгіштің беті эквипотенциал бет болып табылады. Беттің кернеулік векторы $\vec{E}$ 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.

Егер өткізгіштің ішінде қуыс болса, онда өткізгіштен тыс қандай өрістің болуына және өткізгіштің қалай зарядталғанына байланыссыз осы қуыстағы өрістің кернеулігі нөлге тең болады. Электрстатикалық қорғау құбылысы осы 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, $\vec{E} = 0$;
 - статикалық зарядтардың барлығы өткізгіш бетінде болады, $D = \sigma$, $\vec{E} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$
- (мұндағы σ - зарядтардың беттік тығыздығы, ε - өткізгішті қоршап тұрған ортаның диэлектрлік өтімділігі);
- өткізгіш бетіндегі кернеулік векторы $\vec{E}$ осы бетке перпендикуляр бағытталады.

13.2 Электр зарядтарының өзара әсерлесу энергиясы. Зарядталған өткізгіш пен конденсатор энергиясы

Бөлшектер жүйесінің әсерлесу энергияларының өзгерісі нәтижесінде осы бөлшектердің өзара орын ауыстыру жұмыстары жасалынады. Ол бөлшектердің өзара әсерлесу заңдылықтарына және орналасуларына тәуелді. Сан жағынан бұл энергия әсерлесу күштерінің жүйедегі барлық бөлшектерді бір-бірінен шексіздікке орнын ауыстыруға жұмсалған жұмысына тең. 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

$$W_p = \frac{1}{2}(W_{12} + W_{21}). \quad (13.1)$$

Сәйкесінше жүйедегі барлық әсерлесуші бөлшектер жүйесі үшін

$$W_p = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n W_{\partial i}, \quad (13.2)$$

деп жазуға болады. Мұндағы $W_{\partial i}$ – i -ші бөлшектің жүйедегі қалған барлық бөлшектердің өрісіндегі потенциалды энергиясы.

Потенциалдың (11.19) анықтамасы бойынша әсерлесуші нүктелік зарядтар жүйесі үшін алатынымыз

$$W_p = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i \varphi_i, \quad (13.3)$$

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

Егер заряд V көлем бойынша ρ көлемдік тығыздықпен үздіксіз таралатын болса, онда зарядтар жүйесін $dq = \rho dV$ элементар зарядтардың жиынтығы ретінде қарастырып, (13.3) қосындыдан интегралдауға өтеміз

$$W_p = \frac{1}{2} \int_V \rho \varphi \cdot dV, \quad (13.4)$$

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

Өткізгіштің q заряды мен φ потенциалы болсын. Өткізгіштің беті эквипотенциал болғандықтан (13.4) φ потенциалды интегралдың сыртына шығаруға болады. Сонымен, зарядталған өткізгіш энергиясы:

$$W_p = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{C\varphi^2}{2}, \quad (13.5)$$

мұндағы $C = q/\varphi$ – өткізгіш зарядын оның потенциалына қатынасымен өлшенетін физикалық шама – зарядталған өткізгіштің сыйымдылығы. ХБ жүйесіндегі өлшем бірлігі – фарад (Ф).

Зарядталған өткізгіш энергиясы оны зарядтауға кеткен сыртқа күштердің жұмысына тең.

Конденсатор тең әр аттас зарядтармен зарядталған екі өткізгіштен тұрады. Конденсаторды құрайтын өткізгіштер оның астарлары деп аталады.

Зарядталған конденсатордың энергиясы екі өткізгіштен тұратын жүйенің толық энергиясы болып табылады:

$$W_p = \frac{q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2} = \frac{qU}{2}, \quad (13.6)$$

мұндағы q – конденсатордың заряды, C – оның сыйымдылығы, U – конденсатор астарларының арасындағы потенциалдар айырымы.

13.3 Электрстатикалық өріс энергиясы. Электрстатикалық өріс энергиясының көлемдік тығыздығы

Зарядталған жазық конденсаторды қарастырамыз. Оның энергиясы (13.6) формуласымен, ал электр сыйымдылығы

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}. \quad (13.7)$$

өрнегімен анықталады.

Егер конденсатор астарларының d ара қашықтығы оның өлшемдерінен айтарлықтай аз болса, онда конденсатор энергиясын біртекті деп қарастыруға болады. Сонда $U = E \cdot d$, осы және (13.5) өрнектерін (13.6) формуласына қойып, алатынымыз:

$$W_\delta = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} \cdot S \cdot d = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} V, \quad (13.8)$$

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

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

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

Электрстатикалық өріс энергиясының көлемдік тығыздығын (13.8) өрнегін пайдаланып мына түрде алуға болады

$$w = \frac{W_\delta}{V} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} = \frac{D^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{\vec{A} \vec{D}}{2}. \quad (13.9)$$

Изотропты диэлектриктерде $\vec{E}$ және $\vec{D}$ векторларының бағыттары бағыттас, сондықтан (13.9) формуласындағы $\vec{D}$ -ны $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ -ге алмастырып, алатынымыз:

$$w = \frac{\vec{E} \vec{D}}{2} = \frac{\vec{A}(\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P})}{2} = \frac{\varepsilon_0 \vec{A}^2}{2} + \frac{\vec{A} \vec{P}}{2}. \quad (13.10)$$

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

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

$$W = \int_V w \cdot dV = \int \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} dV. \quad (13.11)$$

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

14 дәріс . Тұрақты электр тогы

Дәріс 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.

14.1 Токтың жалпы сипаттамалары және бар болу шарттары

Электр тогы - зарядталған бөлшектер мен макроскопиялық денелердің реттелген қозғалысы.

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

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

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

$$I = \frac{dQ}{dt}. \quad (14.1)$$

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

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

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

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

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}}. \quad (14.2)$$

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

$$I = \int_S \vec{j} d\vec{S}. \quad (14.3)$$

Ток тығыздығын өткізгіштегі зарядтардың реттелген қозғалысының $\langle \vec{v} \rangle$ жылдамдығы, ток тасымалдаушылардың n концентрациясы және тасымалдаушылардың q элементар заряды арқылы төмендегідей өрнектеуге болады

$$\vec{j} = q \cdot n \cdot \langle \vec{v} \rangle. \quad (14.4)$$

14.2 Стационар электр тогы. Үздіксіздік теңдеуі

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

$$\oint_S \vec{j} d\vec{S} = -\frac{dQ}{dt}. \quad (14.5)$$

Осы қатынас *үздіксіздік теңдеуі* деп аталады.

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

14.3 Металдардың электрөткізгіштігінің классикалық және электрондық теориясы және оның қолдану шегі. Дифференциалдық түрдегі Ом және Джоуль-Ленц заңдары

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

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 τ орташа уақыты төмендегі формуламен анықталады:

$$\langle \tau \rangle = \frac{\langle l \rangle}{\langle u \rangle}, \quad (14.6)$$

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 тендеуі 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:

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{e \langle l \rangle \vec{E}}{2m \langle u \rangle}, \quad (14.7)$$

ал ток тығыздығы –

$$\vec{j} = \frac{ne^2 \vec{E} \langle l \rangle}{2m \langle u \rangle}. \quad (14.8)$$

өрнектерімен анықталады.

$$\gamma = \frac{2me^2 \langle l \rangle}{2m \langle u \rangle} \quad (14.9)$$

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

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

Сәйкесінше,

$$\vec{j} = \gamma \vec{E} = \frac{1}{\rho} \vec{E}. \quad (14.10)$$

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

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

$$\langle W_k \rangle = \frac{1}{2} m \langle v_{\max}^2 \rangle = \frac{1}{2} \frac{eE^2 \langle l \rangle^2}{m \langle u \rangle^2}. \quad (14.11)$$

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

$$w = \frac{ne^2 \langle l \rangle E^2}{2m \langle u \rangle} \quad (14.12)$$

немесе

$$w = \gamma E^2. \quad (14.13)$$

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

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

15 дәріс . Вакуумдегі магнит өрісі

Дәріс мақсаты:

- магнит өрісінің негізгі сипаттамаларымен танысу;
- магнит өрісінің негізгі заңдарын оқып үйрену;
- магнит өрісін есептеудің негізгі әдістерін үйрену.

15.1 Токтардың өзара әсерлесуі. Магнит индукция векторы. Суперпозиция принципі

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

$$M = ISB \sin \beta, \quad (15.1)$$

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

$$\vec{M} = ISn\vec{B}, \quad (15.2)$$

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

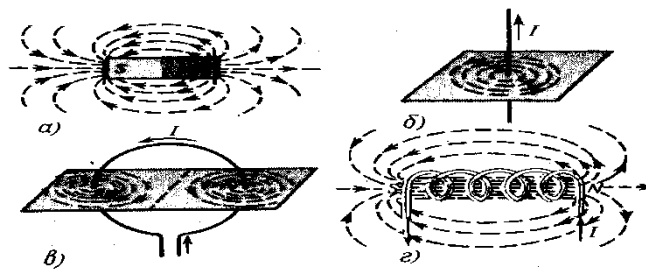
$$\vec{M} = \vec{P} \vec{B}. \quad (15.3)$$

Осыдан магнит индукциясының шамасы

$$B = \frac{M}{P} \quad (15.4)$$

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

Магнит индукциясының *күш сызықтары* үшін, кез келген нүктедегі жанамасы осы нүктедегі индукция векторымен бағыттас сызықты аламыз. Магнит индукциясының күш сызықтарының электр өрісінің кернеулік сызықтарынан ерекшелігі - ол әр уақытта тұйық болады, 15.1 суретте әртүрлі жүйенің күш сызықтары көрсетілген. Тұйық болғандықтан оларды *құйынды* деп атайды.



15.1 Сурет

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

Суперпозиция принципі - егер берілген кеңістік нүктесінде әртүрлі токтар $\vec{B}_1, \vec{B}_2, \dots, \vec{B}_n$ магнит өрістерін туғызса, онда осы нүктедегі қорытқы магнит өрісі олардың векторлық қосындыларымен анықталады:

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^N \vec{B}_i \quad (15.5)$$

15.2 Био–Савар–Лаплас заңы. Магнит индукциясы векторының циркуляциясы туралы теорема. Қарапайым жүйелердің магнит өрістерін есептеу

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

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I[d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3} \quad (15.6)$$

модулі

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} dl \sin \alpha, \quad (15.7)$$

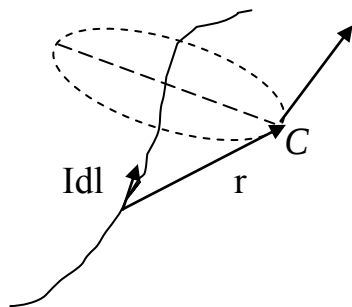
мұндағы $d\vec{B}$ – ток элементінің тудыратын магнит өрісінің магнит индукция векторы;

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

$\vec{r}$ – осы элементпен өрістің қарастырылған C нүктесін қосатын радиус-векторы, (15.2 суретті қара);

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

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



15.2 Сурет

15.3 Магнит ағыны. Магнит өрісі үшін Гаусс теоремасы

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

Магнит ағыны – скаляр шама, магнит индукция векторының жазықтық бетінің ауданына көбейтіндісімен анықталады

$$d\Phi = \vec{B} d\vec{S} = B_n dS = B dS \cos(\vec{B} \wedge \vec{n}), \quad (15.8)$$

мұндағы $d\vec{S} = \vec{n} dS$;

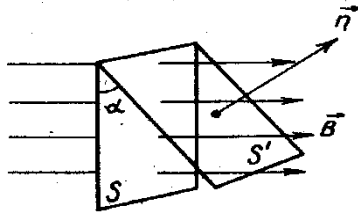
$\vec{n}$ – dS ауданға түсірілген бірлік вектор ;

B_n – нормал бағыттағы $\vec{B}$ векторының проекциясы.

Бүкіл бет арқылы өтетін магнит ағыны

$$\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S} = \int_S B_n dS. \quad (15.9)$$

Егер магнит өрісі бір текті болса $\Phi = B_n S$. Өлшем бірлігі Вебер [Вб]. Магнит ағыны косинус бұрышының таңбасына байланысты оң немесе теріс мәндер қабылдайды, яғни оның бағыты $\vec{n}$ нормал вектордың оң бағытына сәйкес анықталады. (15.3 суретті қара)



15.3 Сурет

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

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0. \quad (15.10)$$

Осыдан шығатыны табиғатта (электр зарядтары сияқты) магнит зарядтары (магнит өрісінің көзі) болмайтындығын көрсетеді.

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

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{i=1}^N I_i. \quad (15.11)$$

Жоғарыда айтылғандай магнит өрісі потенциалды емес, екінші сөзбен айтқанда магнит индукциясының циркуляциясы нөлге тең емес, яғни магнит өрісі құйынды өріс екенін білдіреді. (15.4) өрнегі кейбір токтар конфигурацияларының өрісін есептеуге қолданылады.

15.4 Магнит өрісінде тогы бар өткізгіш пен тогы бар контур орын ауыстырғанда істелетін жұмыс

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

$$dA = Id\Phi. \quad (15.12)$$

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

$$A = \int_1^2 Id\Phi. \quad (15.13)$$

тұрақты ток жағдайында

$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I\Delta\Phi. \quad (15.14)$$

16 дәріс . Зат ішіндегі магнит өрісі

Дәріс мақсаты:

– зат ішіндегі магнит өрісінің негізгі сипаттамаларымен танысу;

– заттардағы магнит өрісін есептеудің негізгі әдістерін үйрену.

16.1 Магнетик түрлері. Диамагнетиктер, парамагнетиктер, ферромагнетиктер

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

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}', \quad (16.1)$$

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

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

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

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^N \vec{p}_{mi}, \quad (16.2)$$

мұндағы ΔV – магнетиктің қарастырылған нүктесінің аймағынан алынған элементар көлем;

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

16.2 Магниттелінгіштік. Магнит өрісінің кернеулігі. Зат ішіндегі магнит өрісі үшін толық ток заңы

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

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0. \quad (16.3)$$

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

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

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 (I + I'). \quad (16.4)$$

Осы өрнектерді ескеріп алатынымыз

$$\oint_L \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) d\vec{l} = I. \quad (16.5)$$

Интеграл астындағы шама

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \quad (16.6)$$

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

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

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \sum_{i=1}^N I_i. \quad (16.7)$$

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

χ шамасы оң және теріс шама болуы мүмкін.

Осы қатынастарды пайдаланып, $\vec{B}$ және $\vec{H}$ векторларының арасындағы

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad (16.8)$$

байланысты анықтауға болады.

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

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

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

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

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

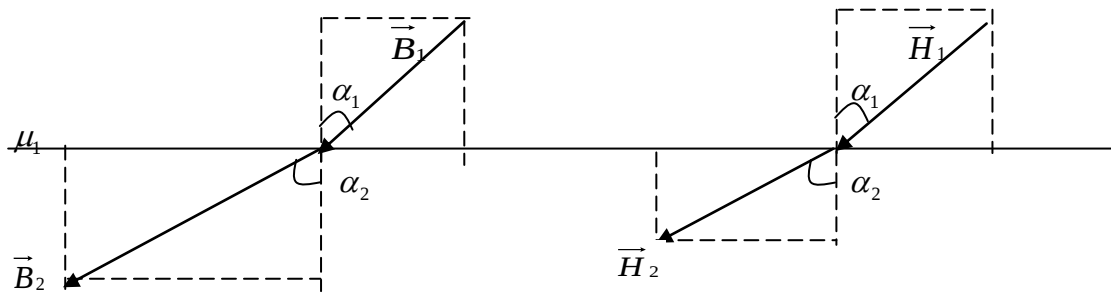
Ферромагнетиктердің магнит қабылдағыштығы сыртқы өріс кернеулігіне байланысты.

16.4 Екі магнетик шекарасында орындалатын шарттар

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

$$\begin{aligned}
 B_{1n} &= B_{2n}, & \frac{H_{1n}}{H_{2n}} &= \frac{\mu_2}{\mu_1}, \\
 H_{1\tau} &= H_{2\tau}, & \frac{B_{1\tau}}{B_{2\tau}} &= \frac{\mu_1}{\mu_2}.
 \end{aligned}
 \tag{16.9}$$

$\vec{B}$ және $\vec{H}$ векторларының құраушылары үшін алынған екі диэлектрик шекарасындағы шекаралық шарттар бұл векторлардың сызықтары сынатынын, нәтижесінде α бұрышының өзгеретінін көруге болады (16.2 суретті қара).



15.4 Сурет

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