Досаева Б.Т., Койшыбаев Н., Жаугашева С.А.,

Сайдуллаева Г.Г., Адильбаева Г.

**ЖАЛПЫ ФИЗИКА КУРСЫ**

**1-бөлім**

**Оқу құралы**

**Алматы-2016**

# Пікір жазған:

физика-математика ғылымдарының кандидаты, профессор С.К. Қоданова

Оқу құралы «Физика» пәні бойынша оқытылатын дәрістің негізінде құрылған. Бұл оқу құралында «Механика. Молекулалық физика. Электродинамика» тақырыптары бойынша барлық сұрақтар қамтылған.

Кітап химия және химиялық технология факультетінің және басқада жоғары оқу орындарының студенттеріне арналған.

# Кіріспе

Механика – физиканың, материяның қозғалысының ең қарапайым түрін – механикалық қозғалысты, яғни денелердің кеңістіктегі уақыт бойынша өтетін қозғалысын зерттейтін бөлімі. Механикалық қозғалыстың кеңістікте және уақыт бойынша өтетіндігін кез келген механика заңынан байқауға болады.

Дененің кеңістіктегі орнын басқа бір денелерге қатысты ғана анықтауға болады. Дененің қозғалысына, яғни оның кеңістіктегі орнының уақыт бойынша өзгеруіне қатысты да осыны айтуға болады. Қарастырылғалы отырған дененің орнын анықтауға мүмкіндік беретін денені (немесе бір–бірлеріне қатысты тыныштықтағы денелер жүйесін) ***санақ*** ***денесі*** деп атайды.

Анығына келетін болсақ, дененің қозғалысын сипаттау үшін санақ денесімен қайсы–бір координат жүйесі, мәселен, декарт координат жүйесін байланыстырады. Дененің координаттары оның кеңістіктегі орнын анықтауға мүмкіндік береді. Дененің қозғалысы кеңістікте ғана емес, сонымен қатар уақыт бойынша да өтетін болғандықтан, қозғалысты сипаттау үшін уақытқа да санақ жүргізе білуіміз керек. Оны сағаттың көмегімен іске асырады.

Санақ денелері жиынтығы немесе олармен қосақталған координаттар жүйесы және өзара синхрондалған сағаттар санақ жүйесін түзеді. Санақ жүйесі түсінігі физикада түпкілікті түсініктер қатарына жатады. Қашықтықтар мен уақыт аралықтарының көмегімен қозғалыстарды кеңістіктік-уақыттық сипаттау тек белгілі санақ жүйесі таңдалып алынғаннан кейін ғана мүмкін болады.

Кеңістік пен уақыттың өздері де басқа обьекттер тәрізді физикалық обьекттер болып табылады, бірақ басқа обьекттерге қарағанда әлде қайда маңыздырақ та және қажеттірек те. Кеңістік пен уақыттың қасиеттерін зерттеу үшін, олардың өздерінде өтіп жатқан денелердің қозғалыстарын бақылау керек. Денелердің қозғалыс сипатын зерттей отырып, біз сол арқылы кеңістік пен уақыттың қасиеттерін де танитын боламыз.

Тәжірибе, бір санақ жүйесінен екінші санақ жүйесіне өткенде денелердің жылдамдықтары жарық жылдамдығымен салыстырғанда аз болатын кезде, сызықтық мөлшерлер мен уақыт аралықтары өзгеріссіз қалады деп айтуға болады, яғни олар санақ жүйесін таңдап алуға тәуелсіз болады. Бұл ньютонның кеңістік пен уақыттың абсолютігі концепциясының негізінде жатыр. Денелердің дәл осы жағдайлардағы қозғалысын зерттейтін механиканы **классикалық механика** деп атайды.

Жарық жылдамдығына жуық жылдамдықтарға өткен кезде денелердің қозғалысында елеулі өзгерістер байқалады: осы кездерде сызықтық мөлшерлер мен уақыт аралықтары санақ жүйесін таңдауға тәуелді болып, олар түрліше санақ жүйелеріне түрліше мәндер қабылдайды. Осындай көзқарастарға сүйенетін механиканы **релятивистік механика** деп атайды. Релятивистік механиканың жалпылама механика екендігі және баяу жылдамдықтар кезінде классикалық механикаға өтетіндігі айқын.

Реал қозғалыстар соншалықты күрделі болады, сондықтан оларды қарастырған кезде аса қажет емес-ау деген жерлеріне назар аудармай, жеңілдетуге тура келеді (барлық жағдайларын ескерген кезде ең қарапайым деген қозғалыстың өзі-ақ соншалықты күрделеніп, оны шешу қолдан келмес мәселеге айналған болар еді). Осы мақсатта кейбір мәселелерді шешкен кезде қарастырылып отырған мәселелерге сай келетін түсініктерді (абстракциялар, идеализациялар) пайдаланады. Бұл қарастырылып отырған мәселенің нақты сипатына, алмақ болып отырған нәтиженің дәлдігіне және т.б. тәулелді болады. Осындай түсініктердің арасында материалдық нүкте және абсолют қатты дене түсініктері үлкен рөл атқарады .

**Материалдық нүкте** (немесе жай ғана бөлшек) деп қарастырылып отырған мәселе жағдайында мөлшерлерін ескермеуге болатын денені атайды. Бір ғана денені бір жағдайларда материалдық нүкте деп, екінші жағдайларда созылыңқы дене деп қарастыруға тура келетіндігі анық.

**Абсолют қатты дене** немесе жай ғана қатты дене деп қозғалыс процесі кезінде кез келген екі нүктесінің ара қашықтықтары өзгеріссіз қалатын материалдық нүктелер жүйесін атайды. Реал денені абсолют қатты дене деп санау үшін оның қозғалыс кезіндегі деформациясы ескерілмейтіндей аз болу керек.

Механиканың алдына негізгі екі мәселе қойылады:

1. Түрліше қозғалыстарды зерттеу және алынған нәтижелердің қозғалыс заңдары – әрбір нақты жағдайларда қозғалыстың сипатын алдын–ала айтып бере алатындай заңдар – түрінде тұжырымдау.

2. Жүйені түзетін денелердің арасындағы өзара әрекеттесулердің нақты түріне тәуелсіз түрде кезкелген жүйеге тән болатын жалпы қасиеттерді табу.

Бірінші мәселені шешудің арқасында Ньютон мен Эйнштейн динамикалық заңдарды ашса, екінші мәселені шешу – энергия, импульс және импульс моменті тәрізді іргелі шамаларды ашуға әкелді.

Динамикалық заңдар мен энергияның, импульстың және импульс моментінің сақталу заңдары механиканың негізгі заңдары болып табылады

## 

# 

# 1. Механика

## 1.1. Кинематика

### 1.1.1. Механикалық қозғалыс.

### 

Дененің немесе денелер жүйесінің басқа денелерге қатысты кеңістіктегі орнының уақыт бойынша өзгеруі *механикалық* *қозғалыс* деп аталады. Осыған сай дененің қозғалысын зерттеу дененің кез келген уақыт мезетіндегі орнын анықтау болып табылады. *Механиканың негізгі мақсаты – дененің кез келген уақыт* *мезетіндегі орнын* *анықтау*. Дененің қозғалысын өзіміз тыныштықта тұр деп алып отырған денемен салыстыра отырып қана анықтай аламыз. Егер денелердің алғашқы тобын тыныштықта деп алатын болсақ, онда екінші денелер тобы біріншілерге қатысты қозғалыста болады. *Механикалық қозғалыс салыстырмалы* болып табылады. Осыдан келіп, дененің орнын басқа, санақ денесі деп аталатын денеге қатысты ғана анықтай алатындығымыз шығады. Санақ денесіне бекітілген өзара перпендикуляр үш түзулер жүйесі *координаттар* **жүйесі** деп аталады (1.1-сурет).

*1.1-сурет*

#### M

*z*

#### Y

*x*

*y*

#### Х

#### Z

*х, м*

*1*

*0*

*c*

*6*

*5*

*4*

*3*

*2*

*7*

*t,*

Дененің кеңістіктегі орны оның координаттарымен анықталады. Механиканың негізгі мақсаты дененің кеңістіктегі орнын кез келген уақыт мезетінде анықтау болатындықтан, уақыттың да санақ басын көрсете білуіміз керек. Координаттар жүйесі, олар байланысты болатын санақ денесі және уақыттың санақ басы санақ жүйесін түзеді.

Дененің қозғалысы осы санақ жүйесіне қатысты зерттеледі.

Дененің механикалық қозғалысын қарастырған кезде материалдық нүкте түсінігі үлкен рөл атқарады, ол көп жағдайда қарастырылып отырған есептің шешуін жеңілдетеді.

Егер дененің мөлшері оның жүріп өтетін қашықтығымен салыстырғанда, немесе өзінен координаттар басына дейінгі қашықтықпен салыстырғанда шексіз аз болатын болса, онда денені *материалдық нүкте* деп атайды. Денені материалдық нүкте деп оның қозғалыс сипатына қарай да алуға болады. Егер денені құрайтын оның барлық нүктелері бірдей қозғалыста болса, яғни дене ілгерілемелі қозғалатын болса, онда ол денені материалдық нүкте деп алуға болады. Дәл осы тәрізді дененің қозғалысын жуық түрде ілгерілемелі деп ала алатын болсақ та, ол денені материалдық нүкте деп қарастыруға болады. Материладық нүкте түсінігіне мына мысалдарды келтіре кетейік:

1. Жарыс кезіндегі спортшы лақтырған дискінің сипаттамалық қашықтығы – дискінің радиусы, ол оның мөлшерінің – диаметрінің жартысына тең. Демек бұл жерде дискіні материалдық нүкте деп қарастыра алмаймыз. Сол дискіні спортшы 50 метрге лақтырсын делік. Осы дискіні материалдық нүкте деп алуға болады, себебі дискінің мөлшері – оның диаметрі, 50 *м* қашықтықтан жүздеген есе аз.

2. Жолаушы таситын ұшақ алыс қашықтыққа ұшқан кезде оның мөлшері ұшу қашықтығымен салыстырғанда ескерімсіз аз шама болады. Бұл жерде ұшақ – материалдық нүкте. “Штопорға” түскен ұшақ (өз осінен айнала қозғалады) материалдық нүктеге жатпайды.

3. Космос кораблі жердегі басқару пунктіндегілер үшін материалдық нүкте де, ал ондағы космонавтар үшін де, орбиталық станциядағылар үшін де материалдық нүкте болып табылмайды.

Дененің механикалық қозғалысы кезінде оның орнының өзгеріп отыратындығы анық.

Дененің (материалдық нүктенің) *орын ауыстыруы* деп дененің бастапқы орнын оның келесі мезеттегі орнымен косатын түзудің бағытталған кесіндісін айтады. Орын ауыстыру векторлық шама, ол өзінің сан мәнімен және бағытымен сипаттталады.

Кеңістікте қозғалып жүрген түрі бойынша қозғалысты *түзу* *сызықтық* және *қисық сызықтық* деп бөледі. Материалдық нүктенің қозғалысы бойынша бірде жеделдеп, бірде баяулап өзгеріп отыруы мүмкін. Осыдан келіп материалдық нүктелердің қозғалысын ажыратудың екінші белгісі осы нүктенің бірдей уақыт аралықтарында жүріп өткен жолдарын салыстыру мүмкіншілігі шығады. Осыған қарай қозғалыстарды бірқалыпты және бірқалыпсыз деп бөледі.

*Кез келген бірдей уақыт аралықтарында бірдей қашықтық өтетін материалдық нүктенің қозғалысын бірқалыпты қозғалыс деп атайды.*

*Бірдей уақыт аралықтарында түрліше қашықтықтарды өтетін материалдық нүктенің қозғалысы бірқалыпсыз немесе айналмалы деп аталады.*

Мөлшерлерін ескермеуге болмайтын дененің қозғалысын қарастырған кезде оны қозғалыстағы материалдық нүктелердің жиынтығы деп алуға болады. Дененің жеке дара материалдық нүктелерінің бір-бірлеріне қатысты қозғалыс сипатына қарай денелердің қозғалысы ілгерлемелі және айнымалы болады.

#### Б

*Б*1

*Б*2

*А*1

*А*2

##### А

*1.2-сурет*

Өз-өзіне параллель орын ауыстыратын АБ шыбықты алайық (1.2-сурет). Осы кезде оның әрбір жаңа қалпы (*А*1*Б*1 және *А*2*Б*2) оның бастапқы қалпына (*АБ*) параллель болады. Сонда шыбықтың барлық нүктелері дәлме-дәл бірдей траекториялар сызып шығады (суретте шыбықтың ұштарының траекториялары үзік сызықтармен көрсетілген).

Ал егер оске орнатылған дискінің айналысын қарастыратын болсақ, онда басқа жағдайға душар боламыз (1.3-сурет). Дискінің барлық нүктелері центрлері *ВГ* остің бойында жататын шеңберлер бойымен қозғалады. Жеке-дара нүктелердің бірдей уақыт аралығында өткен жолдары бұл жерде түрліше болады. Мәселен, бірдей уақытта *А* нүкте *Б* нүктеге қарағанда көбірек жол жүреді.

##### В

##### Г

*1.3-сурет*

##### Б

*Дененің қозғалыс кезінде кез келген нүктесін қосып тұрған түзу өзіне параллель орын ауыстыратын қозғалысы ілгерлемелі деп аталады*.

*Дененің, барлық нүктелері параллель жазықтықтарда орналасқан және центрлері бір түзудің бойында жататын шеңберлер бойымен өтетін қозғалысы, айналмалы қозғалыс деп аталады. Түзу сызықтың өзі айналу осі деп аталады.*

Ілгерлемелі қозғалыс кезінде дененің барлық нүктелері бірдей қозғалатын болғандықтан, мұндай қозғалысты қарастырған кезде бір ғана нүктенің қозғалысы жайлы сөз етеміз.

### 1.1.2 Бірқалыпты және бірқалыпты үдемелі түзу сызықты қозғалыстар.

Бірқалыпты түзу сызықты қозғалыс деп дененің кез-келген бірдей уақыт аралықтарында бірдей орын ауыстырулар жасайтын қозғалысын атайды. Орын ауыстырудың тездігін сипаттау үшін жылдамдық түсінігін пайдаланады. Дененің бірлік уақыт ішіндегі атқарған орын ауыстыруын оның жылдамдығы деп атайды, және оны **v** әрпімен белгілейді. Егер дене *Δt* азғантай уақыт аралық ішінде |*ΔS*| шамасына орын ауыстырса, онда анықтама бойынша жылдамдық мына формуламен беріледі:

 (1.1)

**ΔS** – векторлық шама, ал *Δt* – скаляр, олай болса, **v** – жылдамдық векторлық шама болып табылады. Бірқалыпты түзу сызықты қозғалыстың анықтамасынан жылдамдық векторының тұрақты вектор екендігі де шығады: бірқалыпты түзу сызықтық қозғалыс шамасы және бағыты тұрақты жылдамдықпен өтеді: **v**=*const.* Қозғалыстың түзу сызықтылығы – дененің қозғалыс траекториясының түзу сызық түрінде болатындығын, ал бірқалыптылығы жылдамдығының сан мәні қозғалыс кезінде өзгеріссіз қалатындығын көрсетеді. Осыдан келіп, бірқалыпты түзу сызықтық қозғалысқа мынандай анықтама беруге болады: *шамасы және бағыты тұрақты жылдамдықпен өтетін қозғалыс бірқалыпты түзу* *сызықты қозғалыс* деп аталады. Орын ауыстыру векторы жылдамдық векторына бағыт береді, демек орын ауыстыру және жылдамдық векторлары өзара бағыттас болады.

Егер қозғалыс жылдамдығы **v** белгілі болса, онда орын ауыстыруды былайша табамыз: **S=v**t, немесе скаляр түрінде

*S=vt.* (1.2)

Егер орын ауыстыруы *S=v⋅t* формуламен анықталатын дененің қозғалысы кеңістікте өтіп жатса, онда орын ауыстырудың *x, y, z* координат остеріндегі проекциялары төмендегідей болады.

*x*=*vx* ⋅ *t*, *y*=*vy* ⋅ *t*, *z*=*vz* ⋅ *t*,

мұндағы *vx*, *vy*, *vz* – жылдамдық векторының сәйкес остердегі проекциялары, олар тұрақты шамалар, себебі тұрақты вектордың проекциялары да тұрақты шамалар болып табылады.

Өне бойы тұрақты жылдамдықпен өтетін қозғалыстарды өмірде сирек кездестіреміз. Біздің күнделікті өмірде істес болатын жылдамдықтарымыз (транспорттың, жан-жануарлардың, табиғат құбылыстарының және т.б.) сан-алуан болып, өне бойы өзгеріп отырады. Бұған көз жеткізу үшін еш аспаптың қажеті жоқ. Айнымалы, өне бойы өзгеріп отыратын (бағыты да, шамасы да) қозғалыстарды сипаттау үшін орташа жылдамдық деген түсінікті пайдаланамыз. Егер дене Δ*t* уақыт аралығында Δ*S* орын ауыстыру жасаса, онда жылдамдық былай болып анықталады:

.

Орташа жылдамдық бойынша дененің орын ауыстыруын келесі формуласымен анықтаймыз



Қозғалысты дәлірек сипаттау үшін лездік жылдамдық түсінігін пайдаланады: берілген уақыт мезетіндегі немесе траекторияның берілген нүктесіндегі дененің жылдамдығын оның лездік жылдамдығы деп атайды. Лездік жылдамдық орташа жылдамдықтың шектік мәні

.

Айнымалы қозғалыс кезінде дененің жылдамдығы нүктеден нүктеге өткенде өзгеріп отырады. Мұндай қозғалысты сипаттай білу үшін жылдамдықтың қаншалық жедел өзгеретіндігін білу керек болады. Қозғалыс жылдамдығының бірлік уақыттағы өзгеріс жеделдігін үдеу деп атайды. Егер үдеу шамасы тұрақты болса, онда мұндай үдеумен қозғалатын дене бірқалыпты үдемелі қозғалыста дейді.

*Жылдамдығы кез келген уақыт аралықтарында бірдей өзгеретін қозғалысты бір қалыпты үдемелі қозғалыс деп атайды.*

Егер қарастырылып отырған дене бастапқы *t*0 уақыт мезетінде **v**0 жылдамдықпен, ал *t* уақытта **v** жылдамдықпен қозғалған болса, онда оның жылдамдығы әрбір *t*–*t*0 уақытта  шамаға өзгереді. Мұндағы Δ**v=v**–**v**0 айырым – векторлық шама, ол скалярлық *t*–*t*0 айырмаға бөлінеді, демек үдеу – векторлық шама, үдеуді көбіне **a** әрпімен белгілейді:

. (1.3)

Бірқалыпты үдемелі қозғалыстың үдеуі деп дененің жылдамдығының өзгерісінің сол өзгеріс өткен уақыт аралығына қатынасына тең шаманы атайды.

Үдеудің шамасы оң да, теріс те, нөл де бола алады. Осыған сай дененің қозғалыс жылдамдығы өне бойы өзгеріп отырады, не дене бірқалыпты қозғалады. Егер дененің **v**0 бастапқы жылдамдығы, **a** үдеуі белгілі болса, онда оның кез келген уақыт мезетіндегі **v** жылдамдығын есептеп шығаруға болады. (1.3) формуладан:

**v**=**v**0+**a** *t*. (1.4)

ХБ жүйесіндегі үдеудің бірлігі ретінде 1 *c*-та жылдамдығы 1 *м/с* өзгеретін бірқалыпты үдемелі қозғалыстың үдеуі алынады; демек, үдеу секунд ішінде секундына метрмен өлшенеді (*м/с*2).

Бірқалыпты үдемелі қозғалыстағы дененің орын ауыстыруын табу үшін орташа жылдамдық түсінігіне сүйенуге болады:

.

Осында ақырғы (немесе кез келген уақыт мезетіндегі) жылдамдықтың орнына оның анықтамасы бойынша **v**=**v**0+**a**⋅*t* деп алсақ, онда

.

Осыдан:

. (1.5)

Сөйтіп, бірқалыпты үдемелі қозғалысты сипаттайтын мынадай теңдеулерге келдік:

**v**=**v**0+**a**⋅*t*,

. (1.6)

Кей жағдайларда қозғалыстың уақыты белгісіз, ал бастапқы және ақырғы жылдамдықтары белгілі кезде бірқалыпты үдемелі қозғалыстың жолын анықтау қажет болады (немесе уақыт белгісіз, ал берілгендері басқа бір комбинациялар түрінде), міне осындай жағдайларда біздің қазір шығармақ болып отырған формуламыздың көп септігі тиеді. Енді (1.4)-тегі жылдамдықтар формуласынан уақытты тауып алып, оны жолдың формуласына қояйық; (есептеулерді скаляр түрінде жүргіземіз):

, .

Сөйтіп, біз жолды (орын ауыстыруды), үдеуді және жылдамдықтарды байланыстыратын формулаға келдік:

 немесе *v*2 – *v*20=2*aS*. (1.7)

Есеп шығару кезінде мынандай дербес жағдайлармен кездесеміз.

1. Бастапқы жылдамдық нөлге тең, дене бастапқы жылдамдықсыз қозғалыста:

*v*0=0; *v*=*a*⋅*t*,

,  

2. Дене бастапқы жылдамдықпен *a*<0 үдеумен қозғалады, мұндай кездерде дене ақыры барып тоқтайды: *v*=0:

0=*v*0+*at*,   (*a*<0),

*S*=*v*0⋅*t*+*at*2/2.

Кей жағдайларда дене бір мезгілде бірнеше қозғалысқа қатыса алады. Мысалы, қозғалыстағы транспорттағы жолаушының оның ішінде қозғалуы, өзенді кесіп өтіп бара жатқан қайықтағы кісінің өзен ағысымен бірге қозғалуы.

Осындай жағдайларда қозғалысты толық сипаттау үшін қозғалыс жылдамдықтарын қосу немесе *жылдамдықтарды қосу* амалын қолданады. Жылдамдық вектор, сондықтан жылдамдықтарды қосу дегеніміз векторларды қосу болып табылады. Қорытқы жылдамдық векторды қосу ережесі бойынша **v**=**v**1+**v**2+...+**v**n болып анықталады. Қорытқы жылдамдықты табуға келгенде, жылдамдықтың мәнін геометрия және тригонометрия ережелерін пайдаланып шешуге тура келеді.

Қайсы бір координат жүйесінде материалдық нүкте түзу сызық бойымен қозғалып келе жатсын. Осы траекторияның бойымен координаттар остерінің біреуін, мысалға, абцисса осін бағыттайық. Қозғалыстағы нүктенің уақыттың әрбір мезетінде белгілі координаты болады, яғни қозғалыстағы нүктенің координаты уақыттың функциясы:

*x*=*f*(*t*).

Осы функцияның нақты түрі қозғалыс заңы болып табылады.

Егер материалдық нүктенің координаты уақыттың сызықтық функциясы болатын болса, онда нүктенің қозғалысы бірқалыпты деп аталады:

*x*=*v*⋅*t*+*b*, (1.8)

мұндағы *v* және *b* – қайсы бір тұрақтылар. Кез келген бірқалыпсыз қозғалыс айнымалы деп аталады.

Қозғалыс заңын графиктің көмегімен көрнекі түрде өрнектеуге болады. Бұл үшін жазықтықта координаттар жүйесын салып, ондағы абцисса осіне *t* уақытты, ал ордината осіне нүктенің айнымалы координатын (мысалы, х-ты) саламыз. Остердің бойында кестеден алынған айнымалылардың мәндерін салып, осы нүктелерден координаттар осіне перпендикулярлар жүргіземіз. Олардың қиылысқан жерлерінде кейбір нүктелер шығады да, осы нүктелерді қосатын сызық *қозғалыс графигі* деп аталады. Бірқалыпты қозғалыстағы нүктенің координаты уақыттың сызықтық функциясы болатындықтан, бұл қозғалыстың графигі түзу болады (1.4-сурет).

*х, м*

*7*

*6*

*5*

*4*

*3*

*2*

*1*

*0 1 2 3 4 5 6 7 8 t, c*

в

*α*

*Δt*

*Δx*

*1.4-сурет*

Қозғалыс заңында *t*=0 деп алып, *x*0=*b* екендігіне келеміз. Бұл бастапқы координат, яғни бастапқы уақыт мезетіндегі қозғалыстағы нүктенің координаттар басына дейінгі қашықтығы.

Бұл жерде бастапқы уақыт мезгілі деп отырғанымыз қозғалыстың басталған мезеті емес, осы қозғалысты зерттей бастаған уақыт мезеті.

Айнымалы қозғалыстың графигін салу үшін мынандай екі мысал қарастырайық: дене қайсы бір биіктіктен түсіп келе жатыр және дене вертикаль жоғары лақтырылған. Екі жағдайда да қозғалыс түзу сызықты, бірақ қозғалыс бірқалыпты емес, ол – айнымалы. Кішкентай ауыр шарик апликата (үшінші координат осі, *z* осі) осінің бойымен түсіп келе жатсын. Тәжірибемізде бірдей уақыт аралығында дененің координаттарын өлшеп алып отырамыз.

Қозғалыстың графигін салып, біз оның түзу сызық емес екендігін, парабола болатындығын көреміз: қозғалыс заңының түрі *z*=4,9 *t*2 болады (1.5-сурет).

*5*

*4*

*3*

*2*

*1*

*0,2*

*0,4*

*0,6*

*0,8*

*1,0*

*1.5-сурет*

Егер де осылай тік жоғарғы лақтырылған дененің қозғалысын зерттейтін болсақ, онда мынандай кесте алған болар едік:

Бұл қозғалыс та түзу сызықты айнымалы. Қозғалыс заңының түрі *z*=9,8, *t*–4,9 *t*2. Қозғалыс заңының графигі парабола болады (1.6-сурет).

Қозғалыс траекториясы мен қозғалыс заңының графигінің арасында үлкен айырмашылық бар. Траектория дегеніміз материалдық нүктенің санақ жүйесінде қозғалуының қисығы; график дегеніміз сызбадағы, координат – уақыт жазықтығындағы нүктенің өрнектеуші нүктелерін байланыстырып тұратын қисық сызық болып табылады.

Қайсы бір биіктіктен құлайтын шариктің де, тік жоғары лақтырылған шариктің де қозғалыс траекториялары бірдей, екеуі де түзу сызық болады, ал графиктері қозғалыс сипатының түрлішелігіне байланысты олар да түрліше болады.

*Z, м*

*5*

*3*

*1*

*0*

*0,4*

*1,0*

*1,6*

*2,0*

*t, c*

*1.6-сурет*

Енді материалдық нүктенің бір координат осінің бойымен өне бойы бір ғана бағытта болатын қозғалысы кезіндегі жол мен орын ауыстыруды қарастырайық.

Материалдық нүктенің Δ*t*=*t*2–*t*1 уақыт аралығындағы жүріп өткен Δ*x*=*x*2–*x*1 кесіндіні оның орын ауыстыруы деп атағанбыз.

Егер нүкте өне бойы бір бағытта қозғалатын болса, онда жүріп өткен жол орын ауыстырудың абсолют шамасына тең болады: Δ*S*=|Δ*x*|. Егер нүкте әуелі бір бағытта, сосын тоқтап барып, кері бағытта қозғала бастайтын болса (мысалы тербелмелі қозғалыс немесе вертикаль тік лақтырылған дененің қозғалысы), онда жүріп өтілген жол екі бағыттағы да орын ауыстырудың абсолют шамаларының қосындысына тең болады.

Мысал ретінде тік жоғары қарай лақтырылған дененің қозғалысын алайық. *t*2=0,8 *c* және *t*2=1,4 *c* уақыт мезеттеріне *x*1=4,70 *м* және *x*2=4,12 *м* сәйкес келеді (өткен кестені қараңыз). Орын ауыстыру: *x*=*x*2–*x*1=4,12–4,70=0,58 *м*. Мұндағы минус таңба орын ауыстырудың координаттар осіне қарсы бағытталғандығын көрсетеді. Ал жүріп өтілген жол қайда көп, өйткені қозғалыстағы нүкте *t*=1; 0 *c* мезетте ең жоғарғы көтерілу биіктігіне *xmax*=4,90 м жетіп, сосын төмен түсе бастайды. Демек, Δ*S*=|*xmax*–*x*1|+|*x*2–*xmax*|=|4,90–4,70|+|4,12–4,90|= =0,20+0,78=0,98 *м*.

Халықаралық бірліктер жүйесінде жылдамдық бірлігі ретінде 1 *м/с* алынған. Сонымен қатар, әдебиетте жүйесінден тыс жылдамдық бірліктерін де кездестіруге болады:

1 *см/с*=10-2 *м/с*;

1 *км/сағ*=5/18 *м/с*=0,273 *м/с*;

1 *узел*=1 *миль/сағ*=1852 *м*/3600 *с*=0,514 *м/с* және т.б.

### 

### 1.1.3. Денелердің еркін түсуі. Еркін түсу үдеуі

Денелердің түсуі – құлауы қоршаған ортада ең көп таралған қозғалыс түрлерінің қатарына жатады. Денелердің тек ауырлық күшінің әсерінен ғана (яғни ауаның кедергісі ескерілмейтін кезде) болатын және тыныштық күйден басталатын қозғалысын *еркін түсу* деп атайды. Еркін түсудің бірінші заңы: денелердің еркін түсуі дегеніміз бастапқы жылдамдықсыз бірқалыпты үдемелі қозғалыс болып табылады. Осыдан еркін түсу кезінде дененің үдеуінің тұрақты болып қалатындығы шығады.

Еркін түсудің екінші заңы: ауасыз кеңістікте Жердің берілген нүктесінде барлық денелер бірдей үдеумен түседі. Бұл үдеу – еркін түсу үдеуі деп аталады және *g* әрпімен белгіленеді. Практикалық есептеулер үшін оның мәнін көбіне Жердің барлық нүктелері үшін бірдей және *g*=9,8 *м/с*2 деп алады. Еркін түсудің формулаларын бастапқы жылдамдықтарсыз өтетін бірқалыпты үдемелі қозғалыстың формулаларынан ондағы *S*-ты *h*-пен, ал *a*-ны *g*-мен алмастыру арқылы алуға болады. Мұндағы *h* – түсу биіктігі, *g* – ауырлық күшінің үдеуі,

*v=gt*, (1.9)

, (1.10)

*v*2=2*gh*. (1.11)

### 1.1.4. Вектикаль жоғары лақтырылған дененің қозғалысы

Дене вертикаль жоғары қозғалу үшін оған міндетті түрде бастапқы жылдамдық беру керек. Осы кезде Жердің тартылыс күші әуелі дененің қозғалысын баяулатады, ақыры қозғалыс жылдамдығы нөлге айналып, одан әрі дене еркін түседі. Жоғары қарай да, төмен қарай түсу кезінде де дененің үдеуі еркін түсу үдеуіне тең болады. Вертикаль жоғары лақтырылған дененің қозғалысы ақырғы жылдамдығы нөлге тең болатын бірқалыпты баяу қозғалыс болып табылады. Бұл қозғалыс теңдеулерін (1.6) формулалардың негізінде шығарамыз, тек мұнда *S*, *v* және шамалардың орнына сәйкес түрде *h*, 0 және -*g* деп аламыз.

*1. v*=*v*0+*at* формуладан 0=*v*0–*gh* немесе

*v*0=*gt* (1.12)

болады.

*2.*  формуладан  болады.

*v*0 жылдамдықтың орнына оның (1.12) формуладағы мәнін қойып, мынаған келеміз:



немесе . (13)

*3.* *v*2=*v*22+2*aS* формуладан 0=*v*20–2*gh*,

немесе

*v*02=2*gh*  (14)

болады.

Енді ауаның кедергісін кермейтін кезде дененің *t*1 көтерілу уақыты мен *t*2 түсу уақытының, сонымен қатар көтерілу кезіндегі *v*0 бастапқы жылдамдық пен оның түсу кезіндегі ақырғы *v* жылдамдықтардың арасындағы байланысты тағайындайық.

Дененің көтерілу кезіндегі биіктігі мен оның еркін түскен кезіндегі биіктіктерінің өзара тең екендігі анық. Олай болса



деп жазып, олардың оң жақтарын бір-біріне теңестіріп және *g*/2 шамасына қысқартып, мынаған келеміз: *t*21=*t*22 осыдан *t*1=*t*2. Қайсы бір нүктеден вертикаль жоғары лақтырылған дененің көтерілу уақыты оның осы нүктеге қайтып оралу уақытына тең болады.

Дененің лақтырылу нүктесіндегі бастапқы жылдамдығы (1.12) формула бойынша *v*0=*gt*1, ал оның осы нүктедегі ақырғы жылдамдығы *v* (1.9) формула бойынша *v*=*gt*2 болады. Бұл формулалардың оң жақтары өзара тең болғандықтан *v*0=*v*.

Ауасыз кеңістікте вертикаль жоғары лақтырылған дененің бастапқы жылдамдығы сан мәні бойынша осы нүктеге қайтып оралған кезіндегі ақырғы жылдамдығына тең болады, ал жылдамдықтардың бағыттары өзара қарама-қарсы.

Ауаның кедергісінің арқасында дене өзінің максималь көтерілу биіктігіне дейін жете алмайды да, осының арқасында ақырғы жылдамдық бастапқы жылдамдықтан азырақ болады.

Енді қозғалыстардың тәуелсіздігі деген принципті горизонталь лақтырылған дененің қозғалысы мысалы арқылы түсіндіре кетейік.

Горизонталь лақтырылған дене түзу бойымен емес, қисық сызық бойымен бірте-бірте жерге жақындап, ақыры оған құлап түседі. Егерде ауаның кедергісін ескермейтін болсақ, онда бұл қисық параболаны береді. Осы кезде дене еркін түсу үдеуімен төмендейді, былайша айтқанда, егер бір нүктеден екі дене бірдей қозғала бастаса – біреуі вертикаль төмен түссін де, екіншісі горизонталь бағытта жылдамдық алатын болсын, онда осы екі дене де жерге бір мезгілде келіп жетеді. Дене түсу уақыты кезінде, түсу болмай, тек горизонталь қозғалатын кезіндегідей қашықтықты ұшып өтеді. Бұл дегеніміз екі бағыттағы қозғалыстардың бір-біріне тәуелсіз өтетіндігін көрсетеді, олар бір-біріне ешбір әсерсіз-ақ үстемеленеді.

*0*

*y*

#### L

*х*

*α*

*V0cosα*

*V0cosα*

*V0cosα*

*V0cosα*

#### H

*V0*

→

*V0sinα*

*1.7-сурет*

Тікелей есептеулер жүргізу үшін *v*0 бастапқы жылдамдықпен горизонтпен бұрыш жасай лақтырылған дененің қозғалысын қарастырып, *T* ұшу уақытын, *H* көтерілу биіктігін және *L* ұшу қашықтығын анықтайық. Дене горизонталь бағытта тұрақты жылдамдықпен, ал вертикаль бағытта бірқалыпты үдемелі *g* еркін түсу үдеуімен қозғалады. Гoризонталь және вертикаль бағыттардағы қозғалыстарды бір-біріне тәуелсіз қарастырамыз, бұл үшін бастапқы жылдамдықты екі құраушыға жіктейміз: вертикаль құраушы *v*0*sіnα*  және горизонталь құраушы *v*0*sіnα*. Қозғалыс кезінде дене гоpизонталь бағытта тұрақты жылдамдықпен, ал вертикаль бағытта айнымалы жылдамдықпен қозғалады (1.7-сурет). Қозғалыстың вертикаль құраушысын қарастырудан бастайық. Қозғалыс уақыты *T*=*t*1+*t*2, мұндағы *t*1 – көтерілу уақыты, *t*2 – түсу уақыты. Жылдамдықтың вертикаль құраушысы траекторияның ең жоғарғы нүктесінде нөлге тең болады (дене бұдан әрі көтерілмейді), бұл жерде *t*=*t*1. Айнымалы қозғалыстың жылдамдығы формуласынан

0=*v*0*sіnα -gt*1,

осыдан  формуладағы “-“ таңбасы үдеу бағытының *y* осінің оң бағытына қарсы бағытталғандығын көрсетеді. *t*1 мәні арқылы көтерілу биіктігін табамыз:  немесе .

Түсу уақытын табу үшін дененің белгілі *H* биіктіктен еркін түсуін қарастырамыз

 .

Осы шаманы *t*1 мәнімен салыстыра отырып, көтерілу уақытының түсу уақытына тең екендігіне келеміз: *t*1=*t*2.

Ұшу қашықтығын табу үшін қозғалыстың горизонталь құраушысын қарастырамыз. Бұл қозғалыс бірқалыпты түзу сызықты. Осыдан:

ΔV

→

*β*

*Δα*

*M*

*N*

#### V'

→

*V*

→

Δl

r

*β*

*α*

*Δα*

*аср*

→

А

*1.9-сурет*

*Δl*

*Δα*

*r*

*0*

*1.8-сурет*

.

Егер лақтырылу бұрышы 900 болса, онда вертикаль лақтырылған дене жағдайына ораламыз.

### 

### 1.1.5. Материалдық нүктенің шеңбер бойымен бірқалыпты қозғалысы

### Материалдық нүкте радиусы *R* болатын шеңбер бойымен бір қалыпты қозғалатын болсын. *Δt* уақыт аралығында нүктенің орын ауыстыруы *ΔL=RΔα* доға болып табылады, мұндағы *Δα*–радиустың бұрылу бұрышы (1.8-сурет). Материалдық нүктенің шеңбер бойымен бірқалыпты қозғалыс кезіндегі

 (1.15)

шама нүктенің *бұрыштық жылдамдығы* деп аталады.

Бұрыштық жылдамдықтың өлшем бірлігі секундіне радиан (*рад/с*) болып табылады. Бірқалыпты қозғалыстың анықтамасынан

. (1.16)

Шеңбер бойымен толық бір айналысқа кететін *T* уақыт қозғалыстың *периоды* деп аталады. Периодтың кері шамасы нүктенің бірлік уақытта қанша айналыстар жасайтындығын көрсетеді. Ол *жиілік* деп аталады:

*ν=*1*/T*. (1.17)

Толық бір период ішіндегі нүктенің орын ауыстыруы толық шеңберді береді, яғни Δ*t*=*T* кезінде орын ауыстыру *ΔL=2πR*. Осыдан

*v=*2*πR/T=ωR*. (1.18)

(1.17) және (1.18) өрнектерді салыстыра отырып, мынаған келеміз:

*ω=*2*π/T=*2*πν.* (1.19)

Материалдық нүкте шеңбер бойымен бірқалыпты қозғалған кезде жылдамдықтың абсолют шамасы өзгеріссіз қалады:

|**v**|=*v*=*const*.

Бірақ, бұл дегеніміз нүкте үдеусіз қозғалады деген сөз емес. Шындығында да траекторияға жанама бойымен бағытталған вектор есебінде жылдамдықтың бағыты өне бойы өзгеріп отырады. Ал бұл нүкте үдеумен қозғалады деген сөз. Жылдамдықтың Δ**v**=**v–v** өзгеріс векторын жоғарыда келтірілген ереже бойынша саламыз (1.9-сурет). Азғантай *Δt* уақыт кезінде *AB* доғаның *AB* хордадан айырмашылығы азғантай болады. *AOB* және *BMN* үшбұрыштарының ұқсастығынан мынаған келеміз:

.

Осыдан үдеу

 (1.20)

болады.

Бірақ, (1.16) бойынша *v=ωR*. Оны (1.20) өрнекке қойып, мынаған келеміз:

*a*n=*v*2/*R=ω*2*R*. (1.21)

Сонымен, шеңбер бойымен бірқалыпты қозғалатын материалдық нүктенің жылдамдыққа перпендикуляр бағытталған үдеуі болады, яғни үдеу радиус бойынша центрге қарай бағытталады. Сондықтан бұл үдеу *нормаль* немесе *центрге тартқыш үдеу* деп аталады.

## Пысықтауға арналған сұрақтар

1. Механикалық қозғалыстың түрлері?
2. Механиканың негізгі ұғымдары: радиус-вектор, траектория, орын ауыстыру, жол?
3. Механиканың негізгі ұғымдары: жылдамдық, орташа жəне лездік жылдамдық?
4. Материалық нүктенің қозғалыс теңдеуі?
5. Үдеу.Үдеудің нормал жəне тангенциал құраушылары?
6. Бұрыштық жылдамдық жəне бұрыштық үдеудің формуласы?

## 1.2. Динамиканың негіздері

### 1.2.1. Ньютон заңдары

### Механиканың негізгі мақсаты денелердің берілген санақ жүйесіндегі қозғалысын және осы қозғалыстың сипатын анықтайтын себептерді зерттеу болып табылады. Қандай жағдайларда да дене түзу сызықты немесе қисық сызықты траекториямен бірқалыпты не бірқалыпсыз, үдемелі не баяулай қозғалатындығын анықтау қажет.

Денелердің өзара әрекеттесулері кезінде олардың қозғалыс сипатының өзгеретіндігін білеміз. Ал егер қарастырғалы отырған денеміз басқа денелермен әрекеттеспейтін болса ше? Бұл жерде біз Ньютонның инерция заңына келеміз:

*Егер берілген дене басқа ешқандай денемен әрекеттеспейтін болса, онда оның қозғалыс жылдамдығы шама жағынан да, бағыт жағынан да өзгермейді, яғни ол бірқалыпты түзу сызықты қозғалады*. Бұл заңды *Ньютонның бірінші заңы* деп атайды. Инерциалдық қозғалыс дегеніміз ең қысқа қашықтық бойынша қозғалыс болып табылады, өйткені бос кеңістіктегі екі нүктенің ең қысқа ара қашықтығы түзу сызық болып табылады.Егер біз қайсы бір дене тыныштықта тұр дейтін болсақ, бұл абсолюттік тыныштықты көрсетпейді, бұл тыныштық тек осы қарастырылып отырған санақ жүйесіндегі ғана, ал оның өзі басқа денелерге қатысты қозғалыста болуы мүмкін.

Инерцияның арқасында біз қозғалыстағы вагонның ішінде келе жатып, жоғары қарай секіргенде, қайтадан сол орнымызға түсеміз. Шындығында да, бірқалыпты қозғалып келе жатқан вагонда біз онымен бірдей жылдамдықпен қозғаламыз да, жоғары секірген кезде де осы горизонталь бағыттағы жылдамдығымызды сақтап қаламыз, өйткені бұл бағытта бізге вагонмен бірдей жол жүріп, секірген кездегі тастап кеткен нүктемізге қайтадан топ ете түсеміз. Біздің Жермен бірге қозғалысымыз жайлы да осыны айтуға болады.Кез келген қозғалысты берілген санақ жүйесіне қатысты ғана толық сипаттауға болады. Сондықтан инерция принципін санақ жүйесімен толықтырып, былайша тұжырымдауға болады: *Басқа денелермен әрекеттеспейтін денелер бірқалыпты және түзу сызықты қозғалатын санақ* жүйелері *бола алады. Осы принципті қанағаттандыратын санақ* жүйелері *инерциалдық санақ* жүйелері *деп аталады.*

Инерциалдық санақ жүйесі дегеніміз абстракция болып табылады, өйткені табиғатта кездесетін кез келген дене басқа бір денелермен әлсіз де болса әрекеттеседі. Сондықтан дәлме-дәл орындалатын инерциалдық санақ жүйесін көрсетуге болмайды, тек қарастырылып отырған есеп жағдайында қандай да бір дәлдікпен орындалатын жүйені ғана анықтауға болады. Тәжірибе көрсеткендей, Жермен байланысты санақ жүйесін жеткілікті дәлдікпен инерциалдық санақ жүйесі деп қарастыруға болады екен.

Инерциалдық санақ жүйелерін көптеп кездестіруге болады. Қайсы бір инерциалдық санақ жүйесіне қатысты бірқалыпты және түзу сызықты қозғалатын кез келген санақ жүйесі да инерциалдық болып табылады.

Шындығында да, қайсы бір санақ жүйесінде дене инерциалдық қозғалыста болсын. Демек, оның жылдамдығы шама жағынан да, бағыт жағынан да өзгермейді. Бірінші санақ жүйесіне қатысты бірқалыпты және түзу сызықты қозғалатын екінші санақ жүйесінде біздің қарастырып отырған денеміздің жылдамдығы басқа болады, бірақ та оның бағыты да, шамасы да тұрақты. Бұл дегеніміз екінші жүйе де бірінші жүйе тәрізді инерциалдық дегенді білдіреді. Бір инерциалдық санақ жүйесінің екінші инерциалдық санақ жүйесінен ешбір артықшылығы болмайды. Табиғаттың бұл заңы *Галилейдің салыстырмалылық принципі* деген атпен белгілі. *Барлық инерциалдық санақ жүйелерінде механикалық процестер бірдей өтеді немесе барлық инерциалдық санақ жүйелері теңбе тең болады*.

Салыстармалық принципін талдай отырып, Альберт Эйнштейн 1905 жылы бұл принцип табиғаттың іргелі заңдарының бірі, ол тек механикалық құбылыстарға ғана емес, барлық басқа жылулық, электромагниттік, оптикалық және т.б. құбылыстарға да қолданылады деген қорытындыға келді. Осының арқасында ол *Эйнштейннің* *салыстырмалық принципі* деп аталатын жалпы салыстырмалық приципін тұжырымдады: *Барлық инерциалдық санақ жүйелерінде барлық табиғат құбылыстары бірдей өтеді*.Бұл принцип осы заманғы физикалық әлемтанудың негіздерінің біріне айналды.

Ньютон механикасында біз баяу қозғалыстармен істес боламыз. Макроскопиялық денелердің ең үлкен жылдамдығы бұл планеталардың, метеорлардың, космос кораблдерінің жылдамдықтары. Олардың шамасы секундіне бірнеше ондаған километрден аспайды, бұл жылдамдықтар *с*=300000 *км/с* болатын жарық жылдамдығынан көп кіші.

***Күш.*** Күш түсінігін механикада денелердің өзара әрекеттесуінің мөлшері есебінде пайдаланады. Физикада өзара әрекеттесудің төрт түрі кездеседі. Олар:

а) денелердің арасында бүкіл әлемдік тартылыстың әсерінен пайда болатын гравитациялық өзара әрекеттесу;

б) тыныштықта тұрған немесе қозғалыстағы зарядталған бөлшектердің немесе денелердің арасында пайда болатын электромагниттік өзара әрекеттесу;

в) элементар бөлшектер арасынды әсер ететін әлсіз әрекеттесулер;

г) атом ядросы құрамына кіретін бөлшектер арасында әсер ететін ядролық өзара әрекеттесулер.

Механикада негізінен денелердің тікелей жанасуы кезінде пайда болатын күштер – үйкеліс күштері және серпімділік күштері қарастырылады. Сонымен қатар, механикада электромагниттік және гравиатциялық күштер де қарастырылады. Ядролық күштер 10-15 *м* шамалас қашықтықта әсер етеді. Сондықтан олар макроскопиялық денелердің қозғалысына әсер етпейді, оларды механикада қарастырмайды.

Денелердің өзара әрекеттесуінің нәтижесінде не деформация (денелердің мөлшерінің немесе формасының өзгерісі), не үдеу (жылдамдықтың шамасының немесе бағытының өзгерісі) пайда болады. Eгер күш әсері тоқтағаннан кейін дене өзінің формасын және мөлшерін қалпына келтіретін болса, онда дененің деформациясы серпімді деп аталады. Егер де әсер ететін күштің әсері тоқтағаннан кейін оның формасындағы және мөлшеріндегі өзгерістер сақталып қалатын болса, онда деформация пластикалық деп аталады.

Температура деформацияның сипатына қатты әсер етеді. Мысалы, қатты қыздырылған болат пластина өзінің серпімділік қасиетін жоғалтатын болса, ал жай кездерде пластикалық болып табылатын қорғасын төменгі температуралар кезінде серпімді болып шығады. Сонымен, серпімді және пластикалық деформациялар арасындағы қатал тағайындалған шекара жоқ екен. Бірақ тәжірибе көрсеткендей, аз мөлшердегі және қысқа мезгілдік деформацияларды жеткілікті дәлдікпен серпімді деп алуға болады.

Тағы тәжірибеден білетініміздей, үлкенірек деформациялар жасау үшін көбірек күш түсіру қажет болады екен. Демек, деформацияның шамасы бойынша түсірілген күш жайлы сөз етуге болады ғой: серпімді деформацияның абсолют шамасы түсірілген күшке пропорционал болады. Бұл тоқтам Гук заңының мазмұнын береді. Сонымен, дененің созылу (немесе сығылу) деформациясы кезінде

*F* = *k* (*l* –*l*0) = *k* Δ*l* (1.22)

болады, мұндағы *F* – күштің абсолют шамасы, *l*0 – дененің бастапқы ұзындығы, *l* – деформацияланған дененің ұзындығы және *k* – пропорционалдық коэффициенті, серпімділік коэффиценті деп аталады. Серпімділік коэффиценті сан жағынан бірлік ұзындыққа тең болатын деформацияны тудыратын күштің абсолют шамасына тең болады.

Кез келген күштің бағыты болады, әрі күштің әсері тек оның шамасына ғана емес, сонымен қатар оның бағытына да тәуелді болады. Мысалы, үйкеліс күші көбіне жылдамдыққа қарсы бағытталады. Егер қайсы бір күштің әсерінен серіппе сығылатын болса, күштің бағытын өзгерткен кезде серіппе созылатын болады, және т.с.с. Ақыры, Гук заңынан көріп отырғанымыздай, күш векторлық сипатта болады, өйткені серпімділік коэффициенті скаляр, ал созылу *Δl*=*l*2-*l*1 вектор, векторды скалярға көбейткен кезде вектор шығады. Сонымен, күш вектор болып табылады. Гук заңын векторлық түрде жазуға болады, бұл үшін ауыстыру векторы мен күш векторының бағытын ескеру қажет. Осы кезде сыртқы күшпен серпімділік күшінің айырмашылығын ескеру қажет.



*l*0

*l*

Δl

*Fсырт*

*1.10-*сурет

*Fсерп*

*1.11- сурет*

Сыртқы күш (бұл жерде қол) серіппені созатын болса (1.10-сурет), онда ол сыртқы дене тарапынан серіппеге түсірілген сыртқы күш деп аталады. Сыртқы күштің бағыты орын ауыстыру бағытымен бірдей түседі, демек, екі вектордың бағытары да бірдей болады. Сонымен

*Fсырт*=*k*Δ*l.* (1.23)

Осы кезде cеріппе тарапынан шама жағынан сыртқы күшке тең, ал бағыты оған қарама-қарсы күш әсер етеді. Деформацияланған серіппенің тарапынан сыртқы денеге түсірілетін күш серпімділік күші деп аталады (1.11-сурет).

Серпімді күштің бағытының ұзару векторына қарама-қарсы бағытталатындығынан болады

*Fсерп*= –*kl* (1.24)

Түрліше денелердің өзара әрекеттесулерін талдай отырып Ньютон мынандай қорытындыға келді: екі дене шама жағынан тең, ал бағыттары қарама-қарсы күштермен өзара әрекеттеседі:

**F**12=–**F**21, (1.25)

мұндағы **F**12 – бірінші дененің екінші денеге әсер ететін күші де, **F**21 – екінші дененің бірінші денеге әсер ететін күші. Бұл тоқтам Ньютонның үшінші заңы деген атпен белгілі. Күш вектор, сондықтан векторларға қолданылған барлық амалдарды оған да қолдануға болады.

Жердің денені өзіне тартатын күші салмақ күші деп аталады. Салмақ күші Жер бетіне жуық орналасқан барлық денелерге әсер етеді. Егер барлық денелер бірдей Жерге құлап түсе бермейтін болса, ол дегеніміз олардың қозғалысын басқа денелер шектейді деген сөз, олардың тіреуштермен, жіптермен, серіппемен, қабырғамен және т.б. шектелуі мүмкін.

Басқа денелердің қозғалысын шектейтін денелерді байланыстар деп атайды. Салмақ күшінің әсерінен байланыстар деформацияланады, және де деформацияланған байланыстың реакциясы Ньютонның үшінші заңы бойынша салмақ күшін теңгереді.

Жерге тартылуының әсерінен дененің байланысқа әсер ететін күші салмақ деп аталады.

Деформацияланған байланыстың реакциясын салмақты өлшеуге пайдалануға болады. Бұл үшін күш бірліктеріне градуирленген динамометр пайдаланылады.

***Еркін түсу****.* Еркін түсу деп тек қана салмақ күшінің әсерінен болатын қозғалысты атайды. Тәжірибелер көрсеткендей, барлық денелер өздерінің массаларына тәуелсіз түрде бірдей еркін түседі. Тәжірибелердің нәтижесінде мынандай қорытындылар жасалған:

1. Еркін түсу дегеніміз бірқалыпты үдемелі қозғалыс болып табылады.

2. Барлық денелер бірдей *g* үдеумен түседі (*qr*avіtas салмақ (ауырлық) деген латын сөзінен).

3. Еркін түсу үдеуінің Жердің түрліше нүктелеріндегі мәндерінде аздаған айырмашылық болады. Асқан дәлдік керек болмайтын кездерде бұл айырмашылықты (ол 0,6%-тен аспайды) ескермей, *g*=9,81 *м/с*2 деп есептейді.

***Дененің массасы****.* Тәжірибе көрсеткендей кез келген дене үшін салмақ күшінің еркін түсу үдеуіне қатынасы тұрақты шама болып табылады:

.

Демек, *P*/*g* қатынасы дененің қандай-да бір сипаттамасы болып табылады екен. Бұл қатынас дененің массасы деп аталады.

Дененің массасы деп денеге түсірілген салмақ күшінің еркін түсу үдеуіне қатынасы аталады:

. (1.26)

Масса дегеніміз скаляр шама, ал салмақ күші және еркін түсу үдеуі бағыттас векторлар. Сондықтан (1.26) қатынасты векторлық түрде жазған дұрыс:

***P***=*m****g*.** (1.27)

Дененің массасының оның көлеміне қатынасы оның тығыздығы деп аталады:

 (1.28)

### *Күш және үдеу.* Инерция заңынан көріп отырғанымыздай, дене өз бетімен, қоршаған денелермен өзара әрекеттесусіз өзінің жылдамдығын өзгерте алмайды. Дене қозғалысының жылдамдығының шамасын немесе бағытын сыртқы денелердің әсерімен ғана өзгертуге болады. Бұл әсерді біз күш деп атағанбыз. Динамиканың негізгі заңы (басқаша айтқанда Ньютонның екінші заңы) өзара әрекеттесетін денелердің жылдамдығының өзгерісі мен күштің арасындағы қатынасты өрнектейді.

Инерциалдық санақ жүйелерінде динамика заңдары ең қарапайым түр қабылдайды.

Біз дененің қозғалыс жылдамдығы жарық жылдамдығынан көш кіші болатын релятивистік емес жағдайын қарастырамыз.

Жүргізілген түрліше тәжірибелердің нәтижесінде біз мынандай қорытындыға келеміз:

а) Егер дене қайсы-бір инерциалдық санақ жүйесіне қатысты үдемелі қозғалатын болса, онда денеге күш әсер етеді.

б) Күш, осы күшке пропорционал және онымен бағыт жағынан бірдей түсетін үдеу тудырады; белгілі үдеу кезінде күш өзі үдеу беретін дененің массасына пропорционал болады.

в) Жарық жылдамдығынан көш кіші жылдамдықтар кезінде күш шамасы үдетілетін дененің жылдамдығына тәуелсіз болады.

Материалдық нүктенің қисық сызықтық траекториямен қозғалысын зерттеген кезде де осы тәрізді нәтижелерге келеміз. Мұндай қозғалыс кезінде нормаль немесе центрге тартқыш үдеудің пайда болатындығын білеміз:

*a*=*v*2/*R=ω*2*R*.

Түрліше денелер мен түрліше жылдамдықтар кезіндегі және дененің айналыс осінен түрліше қашықтықтарда орналасқан кездеріндегі жағдайларды қарастыра отырып, бұл кезде де денеге дененің массасына және центрден тепкіш үдеуіне пропорционал күш әсер ететіндігіне көз жеткіземіз. Дене массасының центрге тартқыш үдеуге көбейтіндісі центрге тартқыш күш деп аталады.

Осы айтылғандарды қорытындылай келе, былай деп айтуға болады: күш дененің массасының осы дененің алған үдеуіне көбейтіндісіне тең болады:

***F***=*m***a.** (1.29)

Міне осы өрнек дене жылдамдығы вакуумдегі жарық жылдамдығынан көш кіші болатын кез үшін Ньютонның екінші заңы (немесе динамиканың негізгі заңы) болып табылады.

Динамиканың негізгі заңын сәл басқа түрде жазайық. Анықтама бойынша үдеу дегеніміз

. (1.30)

Осыны (1.29)-ға қойсақ, онда келесідей жазылады:

 (1.31)

Дененің импульсі деп дененің массасының жылдамдығына көбейтіндісін айтады:

**P=***m***v.** (1.32)

Сонда динамиканың негізгі заңын былайша тұжырымдауға болады: *күш импульстің бірлік уақыттағы өзгерісіне тең болады*:

. (1.33

Бұл динамиканың негізгі заңының ең жалпылама тұжырымдамасы.

•

•

•

•

•

z

*0*

*a)*

*б)*

*в)*

*г)*

*д)*

#### Р

→

#### Р

→

#### Р

→

*Р*

→

#### Р

→

#### V

→

*V*

→

*V*

→

*Q*

→

*Q*

→

*Q*

→

*Q*

→

*Q*

→

*a*

→

*a*

→

a=0

→

a

→

a

→

*V*

→

*1.12- сурет*

Егерде денеге тең әсерлісі **R** болатын күштер жиынтығы әсер ететін болса, онда Ньютонның екінші заңы былай жазылады:

. (1.34)

Егерде материалдық нүкте шеңбер бойымен бірқалыпты қозғалатын болса, онда барлық күштердің тең әсерлісі центрге бағытталған болады. Осы тең әсерлі күш центрге тартқыш күш болып табылады.

### 1.2.2. Динамиканың негізгі заңының қолдану мысалдары

Динамиканың негізгі заңының көмегімен денеге түсірілген күштерді немесе, берілген күштер бойынша қозғалыстың сипатын анықтауға болады. Мәселен, егер қозғалыс заңы белгілі болса, онда дененің қозғалыс үдеуін табуға болады. Дененің массасын және үдеуін біле отырып, оған әсер ететін күшті табуға болады.

Қозғалыс теңдеуін жазған кезде мынандай ережені басшылыққа алған дұрыс: ең алдымен, осы материалдық нүктеге түсірілген барлық күштерді (оның ішінде реакция күштерін): содан кейін осы күштердің тең әсерлісін табу керек: динамиканың негізгі заңына сай, барлық түсірілген күштердің тең әсерлісінің масса мен үдеудің көбейтіндісіне тең екендігін жазу керек:

Жазылған теңдеуді белгісіз шамаға қатысты шешу қажет.

1 мысал. Лифттінің еденінде массасы *m* дене жатыр. Егер лифт

а) вертикаль жоғары үдемелі;

б) вертикаль жоғары баяулай;

в) вертикаль төмен үдемелі;

г) вертикаль төмен баяулай;

д) бірқалыпты қозғалатын болса, дене лифттінің еденіне қандай күшпен әсер етеді?

Дене лифтіге қатысты тыныштықта болатындықтан, ол Жерге қатысты лифтімен бірдей үдеумен қозғалады. Ньютонның үшінші заңы бойынша дене еденге қандай күшпен әсер етсе, еденде оған дәл сондай, бірақ бағыты жағынан қарама-қарсы күшпен әсер етеді. Сонымен, денеге екі күш: *P* салмақ күші және еденнің реакция күші *R* әсер етеді. *z* осін вертикаль жоғары қарай бағыттайық. Сонда реакция күші оң вектор, ал салмақ күші теріс вектор болады, ал үдеу векторының таңбасы қозғалыс сипатына тәуелді болады (1.12-сурет). (*а*) жағдайда үдеу векторы вертикаль жоғары бағытталады, демек, ол-оң; (*г*) жағдайында да дәл осылай болады – баяу қозғалыс кезінде үдеу векторы жылдамдық векторына қарсы бағытталған. (*б*) және (*в*) жағдайларда үдеу векторы вертикаль төмен бағытталған.

Қозғалыс теңдеуін векторлық түрде былайша жазуға болады:

**P+R**=*m***a**. (1.35)

Осы теңдеуді скалярлық түрде жазу үшін векторлардың таңбаларын ескеру қажет. (*а*) және (*г*) жағдайлар үшін

*–P+R*=m*a*

осыдан

*R=P+ma=m(g+a).*

(б) және (в) жағдайлар үшін:

*–P+R=–ma*,

осыдан

*R=m(g–a).*

Ақыры (д) жағдай үшін:

*-P+R=*0,

осыдан

*R=P*.

Демек, лифт Жерге қатысты үдемелі қозғалады. Олай болса, ол инерциалдық емес жүйе болып табылады. Осыдан келіп дененің табанға (тіреушке) түсіретін күші (яғни оның салмағы) ауырлық күшіне тең болмайды. Мәселен, лифттің үдеуі ауырлық күшінің үдеуіне қарсы бағытталған болса, онда тіреуішке түсірілген қысым күші ауырлық күшінен артық болады, ал лифттің үдеуінің бағыты ауырлық күші үдеуінің бағытымен бағыттас болса, онда тіреуішке түсірілген қысым күші ауырлық күшінен аз болады. Егер осы кезде *a*=0 болып шықса, онда (1.35)-тен *R*=0 екендігі шығады, яғни дене тіреуішке қысым түсірмейді.

Тек лифт Жерге қатысты бірқалыпты қозғалатын кезде ғана, яғни лифт инерциалдық санақ жүйесі болып табылатын кезде ғана тіреуішке түсірілетін қысым ауырлық күшіне тең болады.

2-мысал. *v* жылдамдықпен қозғалатын ұшақ вертикаль жазықтықта радиусы *r* болатын өлі тұзақ жасайды. Ұшқыш қандай күшпен отырғышты сығады? Қандай минималь жылдамдық кезінде ұшқыш отырғышқа қысым түсірмейді? Траекторияның жоғарғы және төменгі нүктелерін қарастыру қажет.

Ұшқыштың отырғышқа түсіретін күшінің орнына біз оған тең, бірақ оған қарама-қарсы бағытталған реакция күшін қарастырамыз. Ұшқышқа екі күш әсер етеді: отырғыштың реакциясы және Жердің тарту күші. Траекторияның төменгі нүктесінде реакция вертикаль жоғары бағытталған, ал жоғарғы нүктеде вертикаль төмен бағытталған. Ұшақ шеңбер бойымен бірқалыпты қозғалғанымен, оның жылдамдық векторы өне бойы бағытын өзгертіп отырады, демек, оның нормаль (центрге тартқыш) үдеуі болады:

#### Р

→

*an*

→

*an*

→

*r*

*r*

z

#### Р

→

*Q*

→

*Q*

→

*1.13-сурет*

*a*=*v*2/*r.*

Төменгі нүктеде ол вертикаль жоғары бағытталған, ал жоғарғы нүктеде төмен бағытталған (1.13-сурет). Ыңғайлылық үшін *z* осін ауырлық күші бағытында, вертикаль төмен бағыттаймыз.

Қозғалыс теңдеуі векторлық түрде

**P**+**R**=*m***a** (1.36)

болып жазылады. *z* oсіне проекциялап, төменгі нүкте үшін мынаған келеміз:

 осыдан .

Демек, ұшқышқа бұл жерде бас артық күш түсіріледі екен. Жоғарғы нүкте үшін

 осыдан .

*R* дегеніміз реакция күшінің абсолют шамасы болатындықтан яғни ол оң шама, *v*2/*r* шамасы мәнінен кем бола алмайды. Демек, *v*2/*r*=*g* болған кезде ұшқыш отырғышты сығымдамайды екен. Айналыстың минималь жылдамдығын

 немесе . (1.37)

шартынан табуға болады.

**Салмақсыздық.** Бұдан бұрын көргеніміздей, салмақты біз Жерге тартылудың әсерінен дененің байланысқа түсіретін әсер күші ретінде анықтаған болатынбыз. Жерге қатысты дене тыныштықта болса, оның салмағы ауырлық күшіне тең болады.

1-мысалдың шешімін талдаудан көргеніміздей, дене Жерге қатысты бірқалыпты және түзу сызықты қозғалатын кезде де (яғни инерциалдық санақ жүйесінде) оның салмағы ауырлық күшіне тең болады.

Егер дене Жерге қатысты үдемелі қозғалатын лифте немесе шеңбер бойымен қозғалатын ұшақта болатын болса, (ол да жерге қатысты үдемелі қозғалады), онда тіреуішке түсірілетін қысым күші, яғни салмақ ауырлық күшіне тең болмайды.

Инерциалдық санақ жүйесіне қатысты үдемелі қозғалатын санақ жүйесі инерциалдық емес санақ жүйесі деп аталады. Космос корабілінде отырған космонавтың орындығын көтерілу, тежелу және орбита бойымен еркін ұшу кезінде қандай күшпен сығатындығын қарастырайық.

Ракетаның көмегімен көтеріле бастаған кезде космос кораблі үдемелі қозғалады. Осы кезде космонавт орындығын өзінің салмағынан артық күшпен сығады:

|*Fқыс*|*=R=m(g+a),*

ал оның салмағы болса ол *mg* ғана. Космонавтқа бас артық күш әсер етеді, ол өзін ауырлап кеткен секілді сезінеді.

Жақсы дайындықтан өткен адамның организмі алты есе бас артық күшке шыдай алады, олай болса, космос корабілінің үдеуі еркін түсу үдеуінен бес еседен артық бола алмайды. Шындығында да, *m*(*g*+*a*)≤6*mg* теңсіздігінен *a*≤5*g* екендігі шығады.

1-мысалдың (г) пунктіне сәйкес кораблді тежеген кезде де дәл осындай жағдайдың болатындығын көрсетуге болады.

Егер космос кораблі Жерді айнала орбита бойымен қозғалып жүретін болса, онда кораблдің үдеуі еркін түсу үдеуіне тең болады: *a*=*g*. Осы кезде (1.35) тен *R*=0 екендігі шығады. Космонавт тіреуішке қысым түсірмейді, ол өзін салмағын жоғалтып алған секілді сезінетін болады.

Сонымен, инерциалдық емес санақ жүйесі (біздің жағдайымызда космос кораблі) Жерге қатысты *a*=*g* үдеумен қозғалатын кезде салмақсыздық пайда болады екен.

Ньютонның екінші заңының көмегімен екі түрлі есептерді шешуге болады:

а) **Тура есеп**. Егер сыртқы күштер мен бастапқы шарттар, яғни дененің бастапқы мезеттегі орны мен жылдамдығы берілген болса, онда қозғалыс теңдеуі (ньютонның екінші заңы) үдеуді және қозғалыстың сипаты мен қозғалыс заңын табуға мүмкіндік береді. Егер денеге тұрақты сыртқы күш әсер ететін болса, онда , әрі  Енді дененің координатының уақыт бойынша өзгерісіне келетін болсақ, онда  бұл теңдік қозғалыс заңы деп аталады.

б) **Кері есеп**. Бастапқы шарттар және қозғалыс заңы белгілі. Денеге әсер ететін күшті табу керек.

Ньютонның екінші заңын ұтымды қолдану үшін денеге түсірілген барлық күштерді дұрыс қоя білу керек. Бұл үшін қарастырылып отырған денемен өзара әрекеттесетін барлық денелерді анық көрсету керек.

Сырғанау үйкелісі жоқ деп алуға болатын ескерімсіз деп есептеп, бірнеше есептерді қарастырайық. Бұл жағдайда дене беттері абсолют тегіс, жылтыр деп аталады.

### 1.2.3. Бүкіл әлемдік тартылыс

### ХVІІ ғасырдың бас кезінде ғалымдардың көпшілігі әлемнің гелиоцентрлік жүйесінің дұрыс екендігіне көздері жетті. Николай Коперник ұсынған осы жүйеге сәйкес, Жер және басқа планеталар біздің планеталық жүйеміздің центрі болып табылатын Күннің айналасында қозғалып жүреді. Бірақ ол кездегі ғалымдарға планеталардың қозғалыс заңдары да, олардың сипатын анықтайтын себептері де белгісіз еді.

Иоганн Кеплер өзінің және Тихо Брагенің жүргізген сансыз көп бақылауларының нәтижелерін өңдеп шығып, планеталардың Күн төңірегінде қозғалысының заңдарын тапты. Осы заңдарды түсіндіру үшін планеталарға әсер ететін күштерді табу керек екендігін ол жақсы түсінді. Бірақ ол да, оның замандастары да еш нәтижеге жете алмады. Бұл мәселені ағылшынның данышпан ғалымы Исаак Ньютон шешті. Ол оны 1686 жылы шыққан “Натурал философияның математикалық бастамалары” деген кітабында жария етті (ол кезде натурал философия деген физика дегенді білдіретін).

Бірінші жуықталуда планеталарды шеңберден айырмашылығы жоқ дерлік орбиталардың бойымен бірқалыптылыққа жақын жылдамдықпен қозғалып жүреді деп есептеуге болады. Бірақ материалдық нүктенің шеңбер бойымен қозғалысы кезінде орбитаның центріне қарай бағытталған (Күнге қарай (нормаль) центрге тартқыш) үдеуі болады. Динамиканың негізгі заңынан бұл үдеуді қандай да бір күштің тудыратындығы шығады. Сөйтіп Күн әрбір планетаға өзінің центріне қарай бағытталған қайсы бір күшпен әсер етеді (1.14-сурет), Ньютонның үшінші заңынан планетаның да Күнге дәл осындай, бірақ қарама-қарсы бағытталған күшпен әсер ететіндігі шығады.

#### V

→

#### F

→

*an*

→

1.14 -сурет

Айдың Жерді айнала қозғалатындығы белгілі. Тартылыс күшінің олардың арасында да әсер ететіндігі анық: Ай жерге тартылады, ал Жер Айға тартылады.

Ньютон, Жер бетіне жуық жерлердегі денелерге әсер ететін ауырлық күші мен Жердің Айды өзіне тартатын күшінің тегі бір деген өте батыл болжам жасады. Ол үшін Ньютон еркін түсу үдеуін және Айдың орбита бойымен қозғалысының нормаль үдеуін өзара салыстырды.

Бұл үдеуді мынандай ойласымдарға сүйене отырып есептеуге болады. Жерден Айға дейінгі қашықтық *r*=385403 *км*=3,84⋅108 *м*; айналыс периоды *T*=27,322 *тәулік*=27,3⋅24⋅3600 *с*. Орбиталық жылдамдық *v*=2*r*/*T*, ал нормаль үдеу

. (1.38)

Көріп отырғанымыздай, Айдың нормаль үдеуі мен еркін түсу үдеуінің арасында шама жағынан үлкен айырмашылық бар екен. Ньютон оны мынандай тоқтам жасау арқылы түсіндірді: тартылыс күші қашықтыққа байланысты қайсы бір заңға сәйкес өшіп отырады. Ол заңды қазір біз табамыз. Шындығында да еркін түсу үдеуі Жердің бетіне жуық жерлерде 9,81 *м/с*2 шамасына тең, осы кезде тартылатын денеден Жердің центріне дейінгі қашықтық оның орташа радиусына тең (*R*=6371 *км*=6,37⋅106 *м*); ал Айдың нормаль үдеуі оның орбитасындағы нүкте үшін анықталып отыр, осы кезде ғой өзара әрекеттесетін денелердің ара қашықтығы ай орбитасының радиусына тең (*r*=3,84⋅108 *м*). Пpопорция құрамыз:

*g*/*a*=(*r*/*R*)*n*(1.39)

осыдан белгісіз дәреже көрсеткішін анықтаймыз. Қашықтықтар мен үдеулердің мәндерін қойсақ, онда

9,81/2,72⋅10-3=(3,84⋅108/6, 37⋅106)*N*.

Осыдан 3600=602, демек, *N*=2.

Сонымен, тартылыс күшінің әсерінен пайда болатын үдеу қашықтықтың квадратына кері пропорционал түрде кемиді екен. (1.39)-дан *N*=2 кезінде

 (1.40)

болады, мұндағы *k* – қайсы бір тұрақты шама.

**Ньютонның тартылыс заңы.** Айдың Жерді айнала қозғалысы кезінде пайда болатын нормаль үдеуді талдау үстінде Ньютонның алған нәтижелері оны табиғаттағы барлық денелер бір-біріне тартылыс күші деп аталатын қайсы бір күшпен тартылады, әрі осы күш тудыратын үдеу өзара әрекеттесетін денелердің ара қашықтығының квадратына кері пропорционал түрде кеміп отырады деген қорытындыға итермелейді.

Массалары *m*1 және *m*2 екі дене бір-бірінен *r* қашықтықта орналасқан делік. Олар бір-бірімен *F*1=*m*1*a*1 және *F*2=*m*2*a*2 күштермен өзара әрекеттеседі, әрі Ньютонның үшінші заңы бойынша *F*1=*F*2 (1.40) өрнекті ескеріп

 (1.41)

деп жазамыз. Бұл теңдік *k*1=γ*m*2 *k*2=γ*m*1 деп алатын болсақ, орындалады, мұндағы γ-қандай да бір тұрақты. Сонда

.

Сонымен,

. (1.42)

Тартылыс заңы былайшатұжырымдалады: *Екі нүктелік массалардың арасындағы тартылыс күші осы денелердің массаларына пропорционал және олардың ара қашықтығының квадратына кері пропорционал болады.*

Осы заңды тексеру үшін екі материалдық нүктелердің арасындағы күшті емес, созылыңқы денелердің арасындағы тартылыс күшін де есептей білуіміз қажет.

Тартылыс заңына кіретін *γ* коэффициент гравитациялық тұрақты деп аталады. Ол сан мәні жағынан бір-біріне бірлік қашықтықта орналасқан бірлік массалы екі дененің өзара әрекеттесу күшіне тең болады. Осы заманғы дәл есептеулер бұл коэффициент үшін мынандай нәтиже береді:

γ=(6,670±0,006⋅10-11) *Н⋅м*2/*кг*2.

Енді тартылыс заңын Күннен планеталарға дейінгі қашықтықты табуға қолданайық. Осы кезде ықшамдық үшін планеталарды дөңгелек орбиталар бойымен қозғалады деп есептейік.

Күн тарапынан планеталарға әсер ететін күш оларға мынандай нормаль үдеу береді:



*a*=*F*/*m*=γ*M*/*r*2, және де

 (1.43)

болады, мұндағы *M* – Күннің массасы, *r* – орбитаның радиусы, *T* – планетаның Күнді айнала қозғалысының периоды. Осыдан

. (1.44)

Сонымен, планеталардың Күнге дейінгі орташа қашықтықтарының кубтары планеталардың Күнді айналу периодтарының квадраттарына пропорционал болады (Кеплердін үшінші заңы). Планеталардың айналыс периодтарын өте дәл өлшеуге болатындықтан барлық планеталарға дейінгі қашықтықтарды анықтау үшін Күннен планеталардың біреуіне дейінгі қашықтықты білсе болғаны. Осындай эталон қашықтық үшін Жерден Күнге дейінгі қашықтық алынған, ол ұзындықтың астрономиялық бірлігі деп аталады. Ол 149,5⋅109 *м* тең.

1960–1962 жылдары совет ғалымдары аса қуатты радиолокатордың көмегімен Жерден Шолпанға дейінгі қашықтықты өлшеді, ал бұл астрономиялық бірліктің шамасын дәлірек анықтауға, ал бұл өз кезегінде Күн жүйесіндегі барлық планеталарға дейінгі қашықтықтарды дәлірек анықтауға мүмкіндік туғызады. Астрономиялық және радиолокациялық өлшеулердің нәтижелерінің жақсы үйлесімділігі Ньютонның тартылыс теориясының дұрыстығының дәлелі еді.

**Тартылыс өрісі**. Осы заманға көзқарастар бойынша гравитациялық әрекеттесу механизмі былайша түсіндіріледі. Массасы *M* болатын әрбір дене өзінің төңірегінде өріс тудырады: егер осы өрістің қайсы бір нүктесіне массасы *m* болатын сынақ денені орналастыратын болсақ онда өріс осы денеге қайсы бір *F* күшпен әсер етеді, ол күштің мәні өрістің осы нүктедегі қасиеттеріне және сыншыл дененің массасына тәуелді болады. Сыншыл дененің де өзінің төңірегінде өріс тудыратындығы анық, ол өріс өз тарапынан массасы *M* денеге әсер етеді.

Заттан бос болатын еркін кеңістіктің бірқатар геометриялық және физикалық касиеттері болады. Мәселен, екі нүктенің ең қысқа арақашықтығы түзу сызық болып табылады: кеңістіктің кез келген нүктесінде уақыттың өтуі бірдей болады: жарық сәулелері түзу сызықтар болып табылады.

Эйнштейн бойынша кеңістіктің қайсы бір нүктесінде орналастырылған массасы *M* дене кеңістіктің қасиетін өзгертеді. Мәселен, екі нүктенің арсындағы ең қысқа қашықтық енді түзу емес, қисық болады, оның түрі дененің массасына және денемен кеңістіктің қарастырылып отырылған нүктесінің арақашықтығына тәуелді болады. Жарық бұрынғыша екі нүктенің арасындағы ең қысқа қашықтық бойынша таралады, бірақ енді жарық сәулелері майысады. Осыған сәйкес ауыр денелердің төңірегінде уақыттың өтуі де баяулайды. Осылайша, гравитациалық өріс ауыр денелердің төңірегінде кеңістіктің физикалық және геометриялық қасиетерінің өзгерісін сипаттайды екен. Гравитациялық өріс материалдық өріс. Ол біздің сана-сезімізге тәуелсіз өмір сүреді, оны физикалық обьектерге әсері бойынша, мысалы, өлшеуін приборларға әсері бойынша байқаймыз. Гравитациялық өріс материяның бір түрі болып табылады.

**Тартылыс өрісінің кернеулігі**. Тартылыс өрісін сандық жағынан сипаттау үшін гравитациялық өрістің кернеулігі деген физикалық шама енгізіледі. Өрістің кернеулігі сан мәні жағынан сыншыл дегенге әсер ететін тартылыс күшінің осы дененің массасына қатынасына тең болады:

. (1.45)

(1.42) тартылыс заңын пайдаланып және онда *m*1=*M*, *m*2=*m* деп алып, мынаған келеміз:

. (1.46)

Өзіміз көріп отырғандай, тартылыс өрісінің кернеулігі өрісті тудырып тұрған дененің (өрістің көзінің) массасының, осы денеден кеңістіктің қарастырғалы отырған нүктесіне дейінгі қашықтығына қатынасымен анықталады.

Гравитациялық өрістің кернеулігінің өзінің физикалық мағынасы бойынша сыншыл дененің үдеуімен бірдей түсетіндігі анық. Өрістің кернеулігі сыншыл дененің массасына тәуелсіз болатындықтан, барлық денелер өздерінің массаларына тәуелсіз түрде гравитациялық өрістің берілген нүктесінде бірдей үдеумен қозғалады. Мәселен, міне осы себептен барлық денелер өзара ауырлық күші өрісінде бірдей *g* үдеумен қозғалады.

Өрістің кернеулігі вектор болып табылады, ол тартылыс күші бағытында бағытталған. Егер радиус-вектор *r* өрістің *M* көзінен өрістің зерттелетін нүктесіне бағытталған болса, онда кернеулік векторы әрқашанда радиус-векторға кері бағытталған болады. Осыны көрсету үшін (1.46) формуланы минус таңбасымен жазу керек:

. (1.47)

**Жердің тартылыс өрісі**. Егер Жер өз осінен айналмайтын болса, онда ауырлық күші шама және бағыт жағынан тартылыс күшімен бірдей түскен болар еді. Осы кезде еркін түсу үдеуі Жердің тартылыс өрісінің кернеулігімен бірдей болады. Жер бетінен қашықтаған кезде ауырлық күші және еркін түсу үдеуі азаяды. Теңіз деңгейінде орналасқан дене Жерге

 (1.48)

күшпен тартылады, мұндағы *M* және *R* – Жердің массасы және радиусы, *g*0 – теңіз деңгейіндегі еркін түсу үдеуі. Ал теңіз деңгейінен биіктікке көтерілген дене Жерге

 (1.49)

күшпен тартылады. Осыдан ауырлық күші мен еркін түсу үдеуінің биіктікке байланысты бірдей түрде өзгеретіндігі шығады.

Жер радиусымен салыстырғанда көп кіші болатын биіктіктерде бұл өзгерістерді ескермей, ауырлық күшін және еркін түсу үдеуін тұрақты шамалар деп санауға болады. Шындығында да, Жердің орташа радиусы *R*=6371 *км* болғандықтан, теңіз деңгейінен бірнеше жүз километр биіктіктің өзінде ауырлық күші мен еркін түсу үдеуінің өзгерісін өте сезгіш приборлар ғана байқай алады. *h*=300 *км* болсын, сонда  мұның бірден айырмашылығы 4,5% қана. Ал *h*=30 *км* кезде  болады, ал бұл бірден 0,43%-ке ғана ауытқиды.

Еркін түсу үдеуін және гравитациалық тұрақтыны біле отырып, Жердің массасын анықтауға болады. Егер (48)-ден  деп алсақ, онда Жердің массасы;

 (1.50)

Дәл осылай Күннің де массасын табуға болады. Жер орбитасының радиусының *Rж*=149,5⋅109 *м* және Жердің Күнді айналу периодының *T* = 1 *жыл* = 31,56⋅106 *с* екендігін біле отырып Жердің нормаль үдеуін анықтауға болады:

.

(1.50)-ге ұқсас түрде



болады. Сонымен, Күннің массасы Жердің массасынан 330 000 есе артық екен.

Жердің массасын және оның радиусын біле отырып, орташа тығыздығын табуға болады:

.

Жердің беткі қабатындағы тау жыныстарының тығыздығы бұдан шамамен екі есе кіші болатындықтан, Жердің, тығыздығы орташа тығыздықтан шамамен екі еседей артық болатын ядросы болады ғой деген қорытынды жасауға болады. Ал бұл дегеніміз Жердің ядросы негізінен темір, мыс және т.с.с. металдардан тұрады деген сөз.

**Жердің өз осінен айналуының еркін түсу үдеуіне әсері.** Жоғарырақта біз еркін түсу үдеуінің мәнінің дененің теңіз деңгейінен көтерілу биіктігіне тәуелділігін шығардық. Бірақ ол жерде біз еркін түсу үдеуінің мәніне Жердің өз осінен айналуының әсерін ескергеніміз жоқ.

Массасы *m* дене географиялық ендіктегі *A* нүктесінде орналасқан болсын делік (1.15-сурет). Бұл дене Жердің тәуліктік қозғалысына қатысатын болғандықтан, ол радиусы *AK*=*r*=*Rcosϕ* болатын шеңбер бойымен қозғалады, мұндағы *R* – Жердің радиусы. Кез-келген қисық сызықтық қозғалыста нормаль үдеу болады, мұндағы *T* – Жердің айналыс периоды



*Fn*

→

*an*

→

#### A

#### K

r

*R*

##### R

ϕ

#### P

→

*g*

a

*Fтарт*

→

*1.15-сурет*



Нормаль үдеуді тудыратын күшті табу үшін *Fтарт* тартылыс күшін екі құраушыға жіктейміз: центрге тартқыш күш *Fn* және ауырлық күші *P*. 15-суреттен көріп отырғанымыздай, ауырлық күші, полюстерден басқа жерлерде тартылыс күшінен кем болады. Сонымен қатар, экватор мен полюстерден басқа жерлерде ауырлық күші Жердің центріне қарай емес, сәл пәл бұрылыспен бағытталады.

Ауырлық күшінің полюстерде экваторға қарағанда аз да болса артық болатындығынан, жер шары аздап сығылыңқы болады: оның полярлық радиусы 6356,9 *км*, ал экваторлық радиусы 6378,4 *км* болады.

Еркін түсу үдеуі экваторда максималь болады, шындығында да, бұл жерде нормаль үдеу нөлге тең, ал полярлық радиустың мәні минималь болады.

Демек

.

Экватордағы еркін түсу үдеуі тартылыс өрісінің кернеулігі мен нормаль үдеудің арасындағы айырмаға тең болады:

.

Дәл есептеулер мыналарды береді: *gпол*=9,83210 *м/с*2, *geq*=78038 *м/с*2. 450 ендікте дененің еркін түсу үдеуі *g*=9,80620 *м/с*2. Жуықтап есептеулер кезінде *g*=9,81 *м/с*2 деп алады.

**Сыртқы және ішкі үйкеліс**. Үйкеліс күші *Т* деп екі дененің беттерінің жанасуы кезінде пайда болатын және олардың бір-біріне қатысты орын ауыстыруына кедергі жасайтын күшті атайды. Ол денелердің жанасу беттерінің бойымен бағытталған және ол орын ауыстырудың салыстырмалы жылдамдығына қарсы әсер етеді. Үйкелістерді сыртқы (құрғақ) және ішкі (сұйық немесе тұтқыр) деп екіге бөледі.

Сыртқы үйкеліс деп жанасатын екі қатты денелердің беттерінің арасындағы өзара әрекеттесуді атайды. Егер бұл денелер бір-біріне қатысты тыныштықта тұрса, онда олардың арасындағы тыныштық үйкелісі әсер етеді дейді: олардың бір-біріне қатысты салыстырмалы орын ауыстырулары кезінде сырғанау үйкелісі немесе кинематикалық үйкеліс жайлы сөз болады.

Бір дене екінші дененің бойымен сырғанамай домалап келе жатқан кезде үйкелістің ерекше түрі доңғалау үйкелісі пайда болады.

Ішкі үйкеліс деп бір-біріне қатысты салыстырмалы қозғалыстағы сұйықтың немесе газ қабаттарының арасында пайда болатын өзара әрекеттесуді атайды. Мұның сыртқы үйкелістен айырмашылығы бұл жерде тыныштық үйкелісі болмайды.

**Тыныштық үйкелісі**. Сыртқы үйкелістің ерекшеліктерін 1.16-суретте көрсетілген қондырғының көмегімен зерттеуге болады. Тегіс горизонталь тақтайдың үстінде жатқан кесек ағаш динамометрдің көмегімен электр қозғалтқыштың осіне оралатын жіптің бір ұшына бекітіледі. Динамометр тарту күшін өлшеу үшін қажет. Двигателдің айналысын өзгерте отырып, тартылыс күшін қажетті мөлшерде өзгертіп отыруға болады. Тәжірибе көрсеткендей, тарту күші қайсы бір *Fмин* шамадан кіші болатын кезде ағаш кесегі орнынан қозғалмайды екен. Тарту күші өте үлкен болған кезде оны жұлқи қозғауға болады да, ал осыдан кейін тәжірибенің шартына байланысты бірқалыпты немесе үдемелі қозғалады.



*1.16-сурет*

Тарту күші бар кезде кеспенің үдеуінің болмауын тек тарту күшінің үйкеліс күшіне теңгерілуімен түсіндіруге болады. Динамиканың негізгі заңы

*F+T*=*ma* (1.51)

болып жазылады, мұндағы *F* – тарту күші, *T* – үйкеліс күші, *m* – кеспенің массасы, *а* – оның үдеуі.

*a*=0 кезде кеспек не тыныштық та, не бірқалыпты қозғалады. Демек, мұндағы |*F*|=|*T*|, осыдан тыныштық немесе сырғанау үйкеліс күшін өлшеу үшін осы күйге сәйкес келетін тарту күшін өлшесек жеткілікті болады екен.

Тыныштық үйкеліс күші бір мәнділікпен анықталған шама емес. Түсірілген тарту күшіне байланысты тыныштық үйкеліс күші нөлден кеспектің қозғала бастайтын кезіндегі *Fмин* мәніне дейін секірмелі өзгереді.

Сондықтан

*Ттын≤Ттын=Fмин*. (1.52)

Көбіне тыныштық үйкеліс күші деп үйкеліс күшінің максималь мәнін атайды. Құрғақ үйкеліс құбылысының теориясы толық жасалып біткен жоқ, бірақ тыныштық үйкелісінің пайда болуын былайша суреттеуге болады.

*1.17-сурет*

Жақсылап тегістелген деген дененің бетінің өзін оншалықты тегіс деп атауға болмайды. Оның бетінде микробұдырлар, ойықтар, шытынаулар болады; көбіне бұл бет тотықтармен, газ немесе сұйықпен немесе басқа бір зат ұнтақтарымен басыңқы болады. Екі дененің беттері бір-бірлерімен жанасқан кезде микробұдырлар сәйкес келіп қалған ойпаңдарға келіп түсуі мүмкін (жеткілікті үлкейткен кезде жанасатын беттердің түрі 1.16-суретте көрсеткендей болады). Осы бұдырлардың бір-бірілерімен ілінісулері жанасатын денелердің бір-біріне қатысты орын ауыстыруларына кеселін тигізеді.

Кейбір бөліктерге жанасатын денелердің беттері бір-біріне молекулалық күштердің әсер радиусындай жерлерге дейін жақындасуы мүмкін. Осындай жерлерде денелер бір-біріне жабысып қалады да, бұл да қозғалысқа кедергі жасайды.

Осы айтылғандарға ұқсас ойласымдар үйкелістің пайда болуының сапалық суреттемесіне жақындатқанмен, олар үйкеліс күшін есептеуге еш септік ете алмайды. Қажетті заңға қол жеткізу үшін тәжірибе жасауға тура келеді.

1.17-суреттегі қондырғыдағы кеспектің үстіне түрліше жүктерді сала отырып, *Pn* нормаль қысым күшін өзгертеміз (осыған сай оған тең болатын *N*=*Pn* реакция күшін де). Тарту күшін әрбір рет өлшеген сайын біз, мынаған көз жеткіземіз: тыныштық үйкеліс күші нормаль қысым күшіне пропорционал болады:

, (1.53)

*μ* шамасы – тыныштық үйкеліс коэффициенті деп аталады. Кеспектің ауданын өзгерте отырып, тыныштық үйкеліс күшінің кеспектің ауданына тәуелсіз болатындығын көреміз. (1.53) теңдіктің екі жағын да кеспектің ауданына бөліп жіберіп және  деп белгілеп, жанама кернеу деген түсінікке келеміз: *p*=*P*n/*S* дегеніміз қысым болатындықтан, алынған заңды былайша жазуға болады:

. (1.54)

Тыныштық үйкеліс коэффициенті беттердің өңделу сапасына тәуелді болады. Тегістелген беттердің үйкелісі қалай болса солай өңделген беттерге қарағанда төмен болады. Бірақ бұл белгілі шектерге дейін ғана орындалады екен. Тәжірибе көрсеткендей, тым тегіс беттер арасында күшті үйкеліс байқалады екен. Бұл түсінікті де, беттер кедір бұдыр кезінде солардың арасындағы тістесулер рөл атқаратын болса, өте таза беттер кезінде молекулалық күштер әсері өз ролін атқарады.

**Үйкеліс бұрышы**. Үйкеліс коэффициентін анықтағанда 1.18-суретте көрсетілген қондырғыны пайдаланған ыңғайлы. Көлбеу жазықтықты байқап көтере отырып, қайсы бір *ϕ* бұрышы кезінде дене орнынан қозғалып кетіп, жылжып жазықтықпен түсе бастайды. Осы кезде кеспеге үш күш әсер етеді: *P* салмақ күші, реакция күші және *Tтын* үйкеліс күші. Үдеу жоқ кезде барлық үш күштің тең әсерлісі нөлге тең болады, яғни олар тұйықталған үшбұрыш құрайды (1.19-сурет). Ауырлық күші вертикаль бойымен бағытталғандықтан, *NPTтын* күш үшбұрышы тік бұрышты болады, ал оның төбесіндегі бұрыш *ϕ*0. Осыдан *Tтын=Ntgϕ*0, *tgϕ0=μтын* болғандықтан

#### Р

→

#### N

→

#### T

→

*ϕ0*

*1.19-сурет*

#### N

→

#### P

→

*Tтын*

→

*ϕ0*

*1.18-сурет*

*Tтын=μтынN* . (1.55)

Түрліше өңделген түрліше материалдармен жасалған тәжірибелер тыныштық үйкелісі коэффициентінің кең шектерде-бірнеше жүздіктерден бірге дейін өзгеріп отыратындығын көрсетті.

**Сырғанау үйкелісі**. Тәжірибе көрсеткендей, 1.18-суреттегі қондырғыдағы кеспектің бірқалыпты қозғалыс кезінде оған өне бойы тарту күшімен әсер ету керек екен. Бірақ бірқалыпты қозғалыс инерциалдық қозғалыс қой: ол өз бетінше, ешқандай күштердің әсерінсіз өтеді. Олай болса, кеспектің үдеуінің болмауын тек тарту күшінің сырғанау үйкелісі күшімен теңгерісуімен түсіндіруге болады.

Сырғанау үйкелісі күшінің шамасын түрліше кездерде зерттеп, біз оның да нормаль қысымға және үйкелістің беттердің өңделу сапасына тәуелді болатынын көреміз. Ол жанасу беттерінің ауданына да тәуелді; үйкелісетін беттердің салыстырмалы жылдамдығына азғантай тәуелділікте болады. Осының арқасында сырғанау үйкеліс күшін

*Тсырт=μN*  (1.56)

формула бойынша есептеп шығаруға болады, мұндағы *μ* –сырғанау үйкелісі коэффициенті; оның шамасы тыныштық үйкелісі коэффициентінен сәл кіші.

**Шайқалу үйкелісі**. Біздің тәжірибе жасамақ қондырғымызда сырғанаушы кеспекті өз осінен айнала алатын цилиндрмен алмастырайық (1.20-сурет). Әуелі цилиндрді осінен айналмайтындай етіп бекітейік те, оны кеспек тәрізді сүйретіп, үйкеліс күшін өлшейік. Осы кездегі үйкеліс күшінің кеспектің үйкеліс күшінен айырмашылығы жоқ, өйткені үйкеліс күші жанасу бетінің ауданына тәуелсіз деуге болады. Енді цилиндрді босатып, оны остен айнала алатын етсек, онда диск домалай қозғалып, үйкеліс күші күрт төмендейді. Сонымен, шайқалу үйкелісі күші сырғанау үйкеліс күшінен көш кіші болады екен.

*1.20-сурет*



Тәжірибе көрсеткендей, шайқалу үйкеліс күші нормаль қысым күшіне тура және цилиндрдің радиусына кері пропорционал болады екен:

, (1.57)

мұндағы *k* – шайқалу үйкеліс коэффициенті.

### Дененің үйкеліс күшінің әсерінен қозғалысы. Біз осы кезге дейін үйкеліс күшін дененің қозғалысына қарсы бағытталған қайсы бір кедергі есебінде қарастырып келдік. Бұл шындығында да бұлай емес. Шындап қарағанда тыныштық үйкеліс күшінің арқасында адам немесе автомобиль Жер бетімен, ал поезд немесе трамвай рельс бойымен және т.с.с. қозғала алады. Адам жүрген кезде, оның табаны мен Жер бетінің арасында тыныштық үйкеліс күші пайда болады. Осы күштің арқасында ол қозғалады. Үйкеліс күші өте аз болатын мұздың бетімен жүрудің қаншалықты қиын екендігін бәріміз де білеміз.

Горизонталь қозғалып келе жатқан велосипедшіге бұрылу кезінде үйкеліс күшінің қандай рөл атқаратындығын анықтайық. Тәжірибеден бұрылу үшін осы жаққа қарай еңкею қажет екендігі белгілі, ал бұл осы жаққа қарай рульді бұруды керек етеді.

#### N

→

#### P

→

*Tтын*

→

*α*

*α*

*1.21 -сурет*

Солға қарай еңкейген кезде велосипедшіге түсірілетін күштерді қарастырайық (1.21-сурет). Бұл кезде ауырлық күші ***Р*** мен ***N*** реакция күші бір түзудің бойымен әсер етпейді. Осы күштердің әсерінен велосипедші вертикаль жазықтықта айнала бастайды, ал бұл доңғалақтың оңға қарай сырғанауын тудыруы керек. Осы кезде велосипедшінің еңкейген жағына қарай бағытталған ***Т****тын* тыныштық үйкеліс күші пайда болады.

Үйкеліс күші жылдамдыққа перпендикуляр болғандықтан ол велосипедшіге *a*n=*v*2/*r* нормаль үдеу береді. Динамиканың негізгі заңынан центрге тартқыш күштің тыныштық үйкеліс күшіне тең болатындығы шығады:



немесе

.

Велосипедшінің көлбеулік бұрышын (вертикалдан бастап санасақ) реакция күші мен тыныштық үйкеліс күшінің тең әсерлісінің қозғалыстағы дененің бағытында болуы қажет екендігі шартынан табуға болады:

.

Велосипедші вертикалдан үйкеліс  бұрышынан артық бұрышқа бұрылмау керек. Үлкен жылдамдықтар кезінде күрт бұрылыстарды мүмкін ету үшін велосипед жолын (тректі)  шартына сәйкес келетін бұрышқа көлбеу етіп жасайды.

**Ішкі үйкеліс**. Тәжірибе көрсеткендей, қозғалыстағы сұйықтар немесе газдарда ішкі үйкеліс күштері пайда болады. Мұндай күштердің болатындығын 1.22-суретте көрсетілген қондырғының көмегімен анықтауға болады. Жіңішке сымға ауыр цилиндр ілініп қойылған. Осі жіптің бағытымен бірдей болатын сыртқы цилиндрге қайсы бір сұйық құйылған. Егер сыртқы цилиндрді айналысқа келтірсе, онда ішкі цилиндр азғантай болса да бір бұрышқа бұрылады. Демек айналыстағы сұйық ішкі цилиндрдің бетіне күшпен әсер етіп, ол күш ширатылған сымның серпімділік күшімен теңгеріседі. Бұл күш сыртқы және ішкі цилиндрлердің ара қашықтығына, сыртқы цилиндрдің айналыс жылдамдығына, сұйықтың түріне және оның температурасына тәуелді болады.

*1.22-сурет*



Ішкі үйкеліс құбылысын былайша түсіндіреді. Екі жазықтықтың арасындағы сұйық қабаты болсын: үстіңгі жазықтық төменгі жазықтыққа қарағанда *v* жылдамдықпен қозғалады делік (1.23-сурет). Сұйықты ойша параллель жазықтықтармен өте жұқа қабаттарға бөлеміз, олар бір бірінен *ΔN* қашықтықта орналасады. Қатты денеге жанасатын жерлерде сұйық қабаттары оған жабысып қалады. Ал аралық қабаттардың жылдамдықтарының таралуы 1.23-суретте көрсетілгендей болады. Бұл таралу жылдамдық градиенті деп аталатын *v*/*N* шамамен сипатталады, ол жылдамдық векторына перпендикуляр бағытта бірлік ұзындыққа орын ауыстырған кезде жылдамдықтың абсолют шамасының қалай (қаншалықты жылдам) өзгеретіндігін көрсетеді.

##### V

→

##### V

Δn

*V0=0*

d

*1.23-сурет*

Жылдамдық градиенті болатын кезде сұйықтың бір-бірімен жанасатын қабаттарының арасында күш пайда болады, ол күш жанасу жазықтығының бойымен бағытталады және де олардың салыстырмалы орын ауыстыруына кедергі жасайды. Бұл күштерді ішкі үйкеліс күштері деп атайды. Ньютон заңы бойынша, ішкі үйкеліс күшінің жанама кернеуі жылдамдықтың градиентіне пропорционал болады:

, (1.58)

мұндағы *η* – ішкі үйкеліс коэффициенті немесе сұйықтың тұтқырлығы.

Тұтқырлықтың СИ жүйесіндегі өлшем бірлігі *Πa⋅c*=*H*⋅C/*м*2; оның өлшемділігі [*η*] = *кг/мс*. СГС жүйесінде тұтқырлықтың өлшем бірлігі пуаз деп аталады:

1 *П*=1 *пуаз*=1 *дин⋅с/см*2=0,1 *Н⋅с/м*2=0,1 *Па⋅с*.

Ішкі үйкеліс күштері сұйықтарда ғана емес, газдарда да болады. Бірақ газдың тұтқырлығы өте-мөте аз, ол шамамен сұйыққа қарағанда 105 есе төмен болады.

Ішкі үйкеліс күші сырғанау үйкеліс күшінен көш кіші болады. Сондықтан механизмдер мен машиналардың қозғалыстағы бөліктерінің арасындағы үйкелісті азайту үшін майлау пайдаланылады, яғни үйкелісетін беттердің арасындағы кеңістікті толтырып тұратын және оларды бір-бірінен бөліп тұратын тұтқыр сұйық қабаты пайдаланылады. Осының арқасында үйкеліс күштері азаяды, демек машина бөліктерінің қызуы және тозуы төмендейді.

**Күштерді қосу**. Күштер – векторлар болып табылатындықтан, оларға векторларға қолданылатын амалдар қолданылады. Айта кететін нәрсе, тек бір денеге түсірілген күштер ғана қосылады. Күштердің қосындысы осы күштердің тең әсерлісі деп аталады.

Бір нүктеге түсірілген және бір түзудің бойымен бір бағытта әсер ететін екі күштің тең әсерлісі (қорытқы күш) олардың қосындысына тең, сол нүктеге түсірілген және де сол бағытта бағытталған болады.

***R*=*F***1**+*F***2.

Бір нүктеге түсірілген және қарама-қарсы бағытталған екі күштің тең әсерлісі олардың айырымына тең, осы нүктеге түсірілген және үлкен күш бағытында бағытталған болады:

***R*=*F***1**–*F***2.

Айналмайтын дененің тепе теңдігінің жалпы шарты оған түсірілген күштердің тең әсерлісінің нолге тең болуы:

***R*=**0.

Күштер бір-біріне бұрыш жасай түсірілген кезде олардың тең әсерлісі параллелограмм ережесі бойынша анықталады:

Бір нүктеге түсірілген және бір-біріне бұрыш жасай бағытталған екі күштің тең әсерлісі осы нүктеге түсірілген, ал шамасы және бағыты жағынан осы күштерге құрылған параллелограммның диагоналына тең болады.

Параллелограмм ережесі бойынша күштерді қосу алгебралық қосудан ерекше, геометриялық қосу деп аталады, ал осы қосудың нәтижесі күштердің геометриялық қосындысы деп аталады.

Күштердің геометриялық қосындысының сан мәні геометрия ережелеріне сай, Пифагор теоремасы бойынша, не косинустар теоремасы бойынша есептелінеді.

Бекітілген осі бар денеге түсірілген күш пен осы остен күш бағытына түсірілген қысқа қашықтықтың көбейтіндісі күш моменті деп аталады.

*М*=*F⋅l*.

Айналыс осінен күш әсері бағытына дейінгі ең қысқа қашықтық *l күш иіні* деп аталады.

Дененің сағат тілі бағытына қарсы айналдыратын күш моментін оң деп, ал денені сағат тілі бағытында айналдыратын күш моментін теріс деп алу келісілген.

Бекітілген остен айнала алатын дене тепе-теңдікте болу үшін оған түсірілген күштердің сол оске қатысты моменттерінің алгебралық қосындысы нөлге тең болу керек. Бұл моменттер ережесі деп аталады. Моменттер ережесінен рычагтар ережесі шығады:

Әсер етуші күштер өздерінің иіндеріне кері пропорционал болған кезде рычаг тепе-теңдікте болады. Дененің тепе-теңдікте болуының жалпы шарты мынандай болады: Дене тепе-теңдік қалыпта болу үшін оған түсірілген күштердің тең әсерлі күші және осы күштердің айналу осіне қатысты алынған моменттерінің қосындысы нөлге тең болу керек.

**Ауырлық центрі**. Денеге түсірілген параллель күштердің тең әсерлісінің түсу нүктесі осы күштердің центрі деп аталады. Оның қалпы параллель күштердің шамасымен және олардың түсу нүктелерімен анықталады және ол күштердің бағытына тәуелсіз болады.

*Дененің жеке бөлшектеріне түсірілген ауырлық күштерінің центрі осы дененің ауырлық центрі деп аталады*.

### 1.2.4. Импульс. Импульстің сақталу заңы.

***Денелердің тұйықталған жүйесі*.** Қайсы-бір дененің қозғалыс сипаты мәселесін толық және дәл шешу үшін оған қоршаған денелер тарапынан әсер ететін барлық күштерді ескеру қажет. Ал осы күштерді толық ескермек болсақ, олардың санының шексіз көп болатындығын аңғарған болар едік. Оның үстіне бұл күштер айнымалы болады, өйткені қоршаған денелер өне бойы қозғалыста және олар өзара әрекеттесуде болады. Міне осының арқасында мұндай математикалық күрделі есепті шешу тіптен қиындап кеткен болар еді.

Ал шындап келсек, бұл мәселені ықшамдауға болады, ол үшін осы денені қоршаған барлық басқа денелердің оған бірдей әсер етпейтіндігін ескерсек болғаны. Мәселен, егер спутник Жерді айнала радиусы *r*=8000 *км* шамалас орбитамен қозғалып жүретін болса, онда Күннің әсері Жердің тарту күшіне қарағанда әлдеқайда аз болады:



мұндағы *R*=1 *астр.бірл*.=1,5⋅109 *км*, Мж=6⋅1024 *кг* және *MK*=2⋅1030 *кг*. Сан мәндерін қоятын болсақ, онда Күннің спутникке әсерінің Жердің тарту күшінен мың еседей аз болатындығын көрер едік. Есептеулер көрсеткендей Айдың әсері 200 еседей кем де, ал басқа планеталардың әсер ескерімсіз аз болады.

Осы есептеулерден көріп отырғанымыздай, бірінші жуықталуда спутникке Жерден басқа денелердің әсерін ескермеуге болады екен, сөйтіп бұл жүйені екі дене жүйесі деп қарастыруға болады, сонда осы екі дененің өзара әрекеттесу күші олардың қозғалысын толығынан сипаттайды дейміз. Басқа қалған барлық денелерді сыртқы денелер деп есептеуге болады, олардың әсерін негізгі күшке қосымша ретінде қарастырамыз.

Берілген жүйенің құрама бөліктерінің өзара әрекеттесу күштерін *ішкі күштер* деп қарау қабылданған. Сыртқы күштер деп толық жүйенің немесе оның құрамына кіретін жеке дара денелердің қоршаған денелермен әрекеттесу күштерін атайды.

Жүйенің құрамына кіретін денелердің ішкі күштерімен салыстырғанда сыртқы күштердің әсері ескерімсіз аз болса, онда денелер жүйесын тұйықталған деп атайды. Қарастырылған мысалда Жер – спутник жүйесін бірінші жуықтауда тұйықталған деп қарастыруға болады.

Күн жүйесін бұдан да гөрі үлкен дәлдікпен тұйықталған деп есептеуге болады. Күн жүйесіне ең жақын жұлдыз *R*=4,2⋅1013 *км* қашықтықта орналасқан; Жерден Күнге дейінгі қашықтық *r*=1,5⋅109 *км*. Жұлдыздың массасын шамамен Күн массасына жуық деп алып, мынаған келеміз:

.

Сонымен, бұл жерде ішкі күш (яғни Күн мен Жердің өзара әрекеттесу күші) сыртқы күштен 80 миллиард есе күшті екен (яғни Жерге әсер ететін ең жақын орналасқан жұлдызбен салыстырғанда). Сондықтан да Жер – Күн жүйесін тұйықталған деп алуға әбден болады.

Тұйықталған жүйе абстракциясы өте қажетті абстракция болып табылады. Сондықтан, мүмкін болатын жерлерде сыртқы күштердің әсерін ескермей, қарастырылып отырған жүйені тұйықталған деп алу керек.

***Импульстің сақталу заңы****.* Тұйықталған жүйелер үшін импульстің сақталу заңы орындалады: *тұйықталған денелер жүйесінің қосынды импульсі осы жүйеде болып жатқан кез келген процестер кезінде сақталады.*

Бұдан жүйеге кіретін әрбір дененің импульстері сақталады деген түсінік тумауға тиіс. Керісінше, ішкі күштердің әсерінен жүйеге кіретін денелердің импульстері өне бойы өзгеріп отырады. Жүйенің тек барлық құрама бөліктерінің импульстерінің векторлық қосындысы ғана сақталады.

Импульстің сақталу заңын шығару үшін Ньютонның екінші және үшінші заңдарын пайдаланамыз. Ықшамдық үшін тек екі денеден тұратын жүйені ғана қарастырамыз. *t*1 уақыт мезетінде бірінші дененің массасы *m*1 және жылдамдығы **v**′1, ал екінші дененің массасы *m*2, ал жылдамдығы **v**′2 болсын: *t*2 уақыт мезетінде сәйкес түрде *m*1, **v**1; *t*2, **v**2 болсын. *H*ьютонның екінші заңы бірінші дене үшін



болып, ал екінші дене үшін



болып жазылады. Ньютонның үшінші заңы бойынша **F**21=–**F**12, немесе

=.

Бөлімдеріне қысқартып және барлық штрихталмаған мүшелерді сол жаққа, ал штрихталған мүшелерді оң жаққа шығарамыз. Сонда

*m*2**v**2+*m*1**v**1=*m*2**v**′2+*m*1**v**′1. (1.59)

немесе қысқаша кез келген уақыт мезеті үшін

*m*2**v**2+*m*1**v**1=*const*. (1.60)

Егер тұйықталған жүйе бірнеше денелeрден тұратын болса, онда ол үшін импульстің сақталу заңы былайша жазылады:

*m*1**v**1+*m*2**v**2+.....+*m***nvn**= *const*. (1.61)

Импульстің сақталу заңын шығарған кезде біз Ньютон заңдарын ғана және де оны релятивистік те, релятивистік емес те жағдайларда орындалатын түрде пайдаландық. Демек, импульстің сақталу заңы ньютондық механикада да, релятивистік механикада да бірдей орындалады, тек соңғыда массаның жылдамдыққа тәуелділігін ескеру қажет.

**Реактивтік қозғалыс**. Ракетаның қозғалысы импульстің сақталу заңымен түсіндіріледі. Отын жанған кезде соплодан өте үлкен жылдамдықпен газ бөлініп шығады да, осының нәтижесінде ракета қарама–қарсы бағытта қозғалады, ал ракета мен газдардың қосынды импульсі тұрақты болып қалады.

Қайсы–бір *t*0 уақыт мезетінде ракетаның массасы (отын және тотықтырғышпен бірге алғанда) *m*, ал оның Жерге қатысты жылдамдығы **v** болсын. Отынның бір бөлігі жанғаннан кейін *t*1 уақыт мезетінде ракетаның массасы *m*1, ал Жерге қатысты жылдамдығы **v**1 болады. Газдың ракетаға қатысты ағып шығу жылдамдығы **u** болады, ол ракета жылдамдығы бағытына қарама-қарсы бағытта болады. Cонда *t*1 мезетте газдың Жерге қатысты жылдамдығы ракета жылдамдығы мен ағып шығу жылдамдығының айырымына тең болады: **v***га*з=**v**1–**u**.

Ракетаның *t*0 мезеттегі импульсі ***p***0=*m***v⋅***t*1 мезетте ракета мен газдың қосынды импульсі

***p***1=*m*1**v**1+*mгаз***v***газ*=*m*1**v**1+(*m*–*m*1)(**v**1–**u**)

болады.

Ракета мен газ тұйықталған жүйе құрайтын болғандықтан, оған импульстің сақталу заңын қолдануға болады:

*m***v**=*m*1**v**1+(*m*–*m*1)(**v**1–**u**). (1.61)

Жақшаларды ашып және ұқсас мүшелерді біріктіріп, мынаған келеміз:

*m*(**v**1–**v**)=**u**(*m*1–*m*).

ал Δ**v**=**v**1–**v** айырымы ракетаның жылдамдығының өсімшесіне тең: Δ*m*=*m*1–*m* айырымы Δ*t*=*t*1–*t*0 уақытта жанып кеткен отынның массасына тең. Демек,

–*m*Δ**v**=**u**Δ*m*. (1.62)

Газда ракетаның соплосынан ытқып шығып, оған реактивтік тарту күші деген күшпен әсер етеді. Оны табу үшін динамиканың негізгі теңдеуін пайдаланамыз. Ол үшін (1.62) теңдіктің екі жағын да –Δ*t*-ға бөлеміз. *m*Δ**v**/Δ*t*=**F** дегеніміздің тарту күші, ал *M*=Δ*m*/Δ*t* дегеніміздің отынның әр секундтік шығыны екендігін ескере отырып мынаған келеміз:

**F**=–*μ***u**. (1.63)

Сонымен, реактивтік тарту отынның әр секундтік шығынына және газдың ағып шығу жылдамдығына пропорционал екен; ол газдың ағып шығу бағытына қарсы бағытталған. Енді қажетті отын қорын есептеп көрейік. Массасы 10 тонна ракета *a*=5*g*=49 *м/с*2 үдеумен көтерілуге тиіс дейік. Тарту күші *F*=*ma*=49 104 *Н*. Ракетадан газдың ағып шығу жылдамдығы u=4 *м/с* болсын. Oсыдан отынның шығыны



Бірінші космостық жылдамдыққа (8 *км/с*) ракета 50 *м/с*2 шамалас үдеумен қозғала отырып, *t*=*v*: *a*=8000:50=160 *с* уақытта жетеді. Демек, толық отын қоры

*Mотын*=*μ*⋅*t*=122,5 *кг/с*⋅160 *с*≈19600 *кг*≈20 *т* болады.

Келтірілген есептеулер тек өте жуықталған ғана есептеулерге жатады, ол отын қорын болжамауға да жарамайды. Мұның мәнісі мынада: ракета дегеніміз айнымалы массалы дене болып табылады, өйткені отын жанған сайын оның массасы өне бойы азайып отырады. Сондықтан егер бізге орбитаға массасы 10 тонна ракетаны шығару қажет болса, онда оның массасы бастапқы кезде тіптен біз жүргізген есептеулер бойынша да шамамен 30 тонна толуы тиіс. Осындай массаға қажетті мөлшерде үдеу беру үшін тарту күшін үш есе арттыру керек, ал бұл отынның мөлшерін арттыруды қажет етеді. Отын қорын мына Циолковский формуласы бойынша есептеуге болады

, (1.64)

мұндағы *v* – ракетаның ақырғы жылдамдығы; *u* – газдың ағып шығу жылдамдығы; *M* – ракетаның орбитадағы массасы; *M*0=*M*отын+*M* ракетаның отынмен қоса алғандағы бастапқы массасы. Бұл функцияның графигі 1.24-суретте келтірілген. *v*=8*км/с*, u=4 *км/с*, *M*=10 тонна десек, онда:

 

Осыдан *M*0/*M*=7,42, *M*0=74,2 тонна және *Mотын*=64,2 тонна, біздің бағалағандығымыздан 3,5 есе дерлік артық. Екінші космостық 11,2 *км/с* жылдамдыққа жету үшін 160 тонна отын қоры қажет болады екен.

#### V/U

*3*

*2*

*1*

*0*

*5*

*10*

*15*

*M0/M*

*1.24-сурет*

z

y

x

#### C

*x1*

*x2*

*m2*

*m1*

*L1*

*L2*

*L*

*1.25-сурет*

**Инерция центрі**. Массалары *m*1 және *m*2 болатын екі материалдық нүктелер абциссалар осінің бойында координаттары *x*1 және *x*2 нүктелерде орналасқан делік. Бұл нүктелердің ара қашықтығы *l*=*x*2–*x*1 (1.25-сурет). Бөлшектердің ара қашықтығын олардың массаларына кері пропорционал болатын кесінділерге бөлетін *С* нүктесін осы бөлшектер жүйесының *инерция центрі* деп атайық. Сонда, анықтама бойынша:

 (1.65)

*l*1=*xц*–*x*1, *l* 2=*x*2–*xц* болатындықтан, мұндағы *xц*– инерция центрінің координаты,



болады, осыдан

. (1.66)

Бұл өрнекті кез келген қалыпта орналасқан бірнеше массаларға таратуға болады; инерция центрінің абциссасы

. (1.67)

Материалдық нүктелер жүйенің инерция центрінің *yц* ординатасы және *zц* aпликатасы үшін дәл осыған ұқсас өрнектер аламыз.

**Инерция центрінің қозғалысы**. Инерция центрінің қозғалысының сипатын денелердің жылдамдықтары жарық жылдамдығынан көш кіші болатын және де осының арқасында денелердің массалары тұрақты болатын кез үшін қарастырамыз. (1.67) өрнекті түрліше екі уақыт мезеті үшін жазып және оларды бір-бірінен алып тастап, мынаған келеміз:

. (1.68)

Теңдіктің екі жағында Δ*t*=*t*2–*t*1 айырымына бөліп және Δ*x*ц/Δ*t*=*vц*(*х*) деп алып (бұл жылдамдық векторының абциссалар осіне проекциясы), мына өрнекке келеміз:

. (1.69)

Жылдамдықтың ординаттар және апликаттар остеріндегі компоненттері үшін де дәл осындай өрнектер алынады.Инерция центрінің жылдамдығының өрнегі векторлық түрде

 (1.70)

түрінде жазылады, мұндағы *M* – жүйенің қосынды массасы, **Р** – оның қосынды импульсі.

Егер бөлшектер жүйесі тұйықталған болса, онда оның қосынды импульсі тұрақты шама болып қалады. Осы кезді инерция центрінің жылдамдығы да тұрақты шама болады. Басқаша айтқанда, тұйықталған жүйенің инерция центрі инерциалдық қозғалыста болады, яғни жүйені құрайтын бөлшектердің қалай қозғалатындығына тәуелсіз түрде, ол бірқалыпты және түзу сызықты қозғалады.

Осы тоқтамның мағынасына назар аудару керек. Тұйықталған жүйеде ішкі күштер әсер етеді, осының нәтижесінде жүйенің құрамына кіретін денелер үдемелі қозғала алады және де олардың импульстері (және де жылдамдықтары да) үздіксіз өзгере алады. Бірақ мұның инерция центрінің қозғалысына еш әсері жоқ. Сонымен, ішкі күштердің әсерімен инерция центрінің қозғалыс жылдамдығы өзгермейді.

### 1.3. Энергия және жұмыс.

Элементар жұмыс *ΔΑ=F⋅Δl⋅cosα* болып анықталады. Басқаша айтқанда, элементар жұмыс күштің тангенциал құраушысының орын ауыстырудың модуліне көбейтіндісіне тең болады:

*ΔΑ=Ft⋅Δl*.

*α* бұрыштың сүйір немесе доғал болуына байланысты элементар жұмыс оң да (егер 0*<α* *<α* /2 , онда *ΔΑ*>0), теріс те (егер *α* /2<*α* <0 болса, онда *ΔΑ*< 0) болады. Жолдың түзу бөлігіндегі тұрақты күштің жұмысы

*Α=Ft⋅l=Fl⋅cosα*  (1.71)

болып анықталады.

**Серпімді күштің жұмысы**. Әуелі серіппені созып тұрған сыртқы күштің жұмысын есептеп шығарамыз. Ньютонның үшінші заңына сай сыртқы күш модулі бойынша серпімділік күшіне тең, ал бағыты қарама-қарсы болады; (*Fсырт=–Fсерп*); серпімді күштің өрнегін пайдаланып,

*Fсырт*=*kx*  (1.72)

деп жазамыз, мұндағы *k* – серпімділік коэффициенті. Бұл күштің графигі 1.26-суретте өрнектелген. Сыртқы күштің жолдың

*l=x2–x1*

бөлігіндегі жұмысы штрихталған трапецияның ауданына тең:

. (1.73)

*Fсырт*

#### А

#### L

*x1*

*x2*

*0*

*х, м*

*1.26-сурет*

m

m

*R*

*M*

*h*

*1.27-сурет*

Дәл осы учаскеде серпімді күштің жұмысының тек таңбасы ғана басқа болады, демек

 (1.74)

*x*1< *x*2 кезінде, яғни серіппені созған кезде, серпімді күш теріс жұмыс жасайды, бұл дегеніміз күштің таңбасы жайлы ережеге сәйкес келеді: тартылыс күштері – теріс, ал тебілу күштері – оң болып саналады.

**Гравитациялық күштің жұмысы**. Гравитациялық күштің жұмысын мына формуламен беруге болады:

. (1.75)

Массасы *m* дене Жер бетінен қайсы-бір биіктікке көтерілсін. (1.27-сурет). *m*1=*m* (дененің массасы), *m*2=*M* (Жердің массасы), *r*1=*R* (Жер шарының радиусы) және *r*2=*R*+*h* деп алып, ауырлық күшінің жұмысының өрнегін табамыз:

. (1.76)

Сыртқы күштің жұмысының таңбасы қарама–қарсы болады, демек,

. (1.77)

Егер биіктік Жердің радиусынан көп кіші болса, онда шамамен *R*+*h*=*R* деп алуға болады. (1.48)-ді пайдалана отырып, мынаған келеміз:

. (1.78)

Бұл қорытындыға қарапайым жолмен-ақ келуге болатын еді. Жер бетінен қашық емес биіктіктерде ауырлық күші *P*=*mg* тұрақты шама болып табылады. Ал тұрақты күш үшін *Aсырт*=*Ph*=*mgh*. Бірақ жоғарыда жүргізілген есептеулер дәл (1.77) формуланы (1.78) жуықталған формуламен алмастырған кезде қандай қате жібергенімізді бағалауға мүмкіндік береді. Шындығында да, бізге жұмысты бір процентке дейінгі дәлдікпен өлшеу қажет делік; сонда

.

Жұмыстың дәл және жуықталған мәндерін қойып және бірдей көбейткіштерге қысқартқаннан кейін:

.

Сонымен, *h*=0, *R*=0,01⋅6371≈64 *км* биіктікке дейін 1%-ке дейінгі дәлдікпен жуықталған (1.78)–формуламен пайдалануға болады екен.

Гравитациялық күштің жұмысы материалдық нүкте қозғалатын траекторияның түріне тәуелсіз болады; ол тек траекторияның бастапқы және ақырғы нүктелерінің радиус векторларымен анықталады.

**Серпімді және гравитациалық өзара әрекеттесулердің** **потенциалық энергиясы**. Өзара әрекеттесуші денелердің потенциалық энергиясы *U* деген түсінік кіргізейік. Денелердің өзара орналасу қалыптарына тәуелді болатын энергия осылай аталады. Оны өзара потенциалық энергия деп те атайды.

Жоғарыда қарастырылған мысалда консервативтік күштің жұмысы ((1.75)­­­–формула) траекторияның басқы және ақырғы нүктелерінің координаттарының функциялары болып табылатын екі өрнектің айырымына тең болатынды. Демек, бұл жұмыс әрекеттесетін денелер жүйенің потенциалық энергиясының өзгерісіне тең болады:

*A*= *U* 1–*U*2. (1.79)

(1.74) және (1.79) формулаларды салыстыра отырып, серпімді күштердің потенциалық энергиясы үшін мынандай өрнекке келеміз:

. (1.80)

Потенциалық энергияның *x*=0 кезінде нөлге тең болатындығы айқын, яғни ол серіппе деформацияланбай тұрған кезде нөлге тең болады. Гравитациялық күштердің потенциялық энергиясын (1.79) және (1.75) формулаларды салыстыра отырып табуға болады:

. (1.81)

Бұл жерде потенциалық энергия теріс болып табылады, өйткені гравитациялық күш тартылыс күші. Өзара әрекеттесетін денелердің ара қашықтығын шектеусіз арттырған кезде (*r*→∞) потенциалық энергия нөлге ұмтылады, яғни өзара әрекеттесетін денелердің ара қашықтығын арттыратын сыртқы күштің есебінен артады.

Жер бетіне жуық орналасқан жерлердегі ауырлық күшінің потенциалық энергиясының мәнін қарастырайық. (1.79) өрнекте Жер бетіндегі потенциялдық энергияны *U*1=0, ал *h* биіктіктегі энергияны *U* деп белгілейік; ауырлық күшінің жұмысының орнына (1.76)-ны қоямыз.

Сонда:

. (1.82)

Кішігірім биіктіктерде (*h*<<*R*).

 (1.83)

деген жуықталған өрнекке келеміз. Соңғы екі өрнекті көбіне дененің ауырлық өрісіндегі потенциалық энергиясы деп атайды.

Потенциалық энергияны тек қайсы-бір тұрақты санды қосқанға дейінгі дәлдікпен ғана анықтауға болатындығын айта кетелік. Шындығында да, потенциялық энергияның барлық мәндеріне қайсы-бір тұрақтыны қосалық; потенциялық энергияның жаңа мәні

*U*′= *U* +*const*

болып өрнектеледі. Потенциялық энергияны осылай түрлендіргенде жұмыс өзгермейді. Шындығында да

*A*′= *U*′1– *U*′2=( *U* 1+*const*)–( *U* 2+*const*)= *U* 1– *U* 2=*A*.

Алынған нәтижені көбіне былайша тұжырымдайды: потенциялық энергияның нөлдік деңгейін қалауымызша таңдап алуымызға болады; потенциялық энергияның барлық нүктелеріндегі мәндері бірдей қосындыға өзгереді; күштің атқаратын жұмысы өзгеріссіз қалады.

**Қуат**. Машиналардың не басқа механизмдердің жұмыс атқару тездігін сипаттау үшін қуат деп аталатын айрықша физикалық шаманы пайдаланады.

Машинаның немесе механизмнің қуаты деп істелген жұмыстың оның істелу уақытына қатынасын атайды:

.

Қуаттың ХБ жүйесіндегі бірлігі

.

Техникада көбіне ваттан 1000 есе артық бірлікті пайдаланады, оны киловатт (*кВт*) деп атайды. Қажетті жағдайларда ваттан миллион есе артық бірлік мегаватты (*МВт*) да пайдаланады.

Егер қуат белгілі болса, онда *t* уақыт ішінде істелінетін жұмыс мынандай формуламен өрнектеледі:

*A*=*N*⋅*t*.

Енді тұрақты жылдамдықпен қозғалып келе жатқан машинаның қозғалыс жылдамдығы мен оның қуатының арасындағы байланысты тағайындайық

.

Бірақ, *A=F*⋅*S*, мұндағы *F* – кедергі күші болсын. Oлай болса,

,

 мұндағы – дененің қозғалыс жылдамдығы. Сондықтан

*N*=*F*⋅*v*,

немесе

.

Осыдан көріп отырғанымыздай, кедергі күші тұрақты болған кезде, дененің жылдамдығы машина двигателінің қуатына пропорционал болады.

### 1.4. Энергияның сақталу заңы

***Механикалық энергия және оның сақталуы****.* Консервативтік күштер ғана әсер ететін денелер жүйесін қарастырайық. Потенциялық және кинетикалық энергияның қосындысына тең болатын физикалық шама *E* жүйесінің *механикалық энергиясы* депаталады*:*

*E*=*Ek*+*E*n. (1.84)

Бұл шама физикада аса маңызды рөл атқарады. Қарастырылып отырған консервативтік жүйе тұйықталған болсын, бұл дегеніміз онда тек ішкі күштер ғана әсер етеді деген сөз. Ішкі күштердің жұмысы кинетикалық энергияның өзгерісіне әкеледі де, ал (1.80)-нен оның потенциялық энергияның өзгерісіне тең екендігі шығады. Сонда

*A*=*Ek*2–*Ek*1 және *A*= *U* 1– *U* 2.

Осы өрнектердің оң жақтарын теңестіріп, мынаған келеміз

*Ek*2–*Ek*1= *U* 1– *U* 2

немесе

*Ek*2+ *U* 2=*Ek*1+ *U* 1. (1.85)

Демек, кинетикалық және потенциялық энергиялардың қосындысы, яғни жүйенің механикалық энергиясы сақталады:

*E*=*Ek*1+ *U*. (1.86)

Мұны былайша тұжырымдауға болады: *тұйықталған консервативтік жүйенің механикалық энергиясы сақталады.*

**Космостық жылдамдықтар**. Енді Жерді айнала қозғалуға қажет дөңгелек орбитаға шығару үшін ракетаға қандай жылдамдық беру керек екендігін есептеп шығарайық. Оның орбиталдық жылдамдығын *vорб*, жіберу жылдамдығын *v*0, орбитаның радиусын *r* деп белгілейік (1.28-сурет).

*V0*

→

*Vорб*

→

*M*

*R*

*r*

*1.28-сурет*

Дөңгелек орбитамен қозғалатын ракетаға Жердің тартылыс күші әсер етеді, ол оған *a*=*v*2орб/*r* нормаль үдеу береді. Ньютонның екінші заңы бойынша

. (1.87)

Бірақ бізге керегі орбиталық жылдамдық емес, ракетаның жіберілу жылдамдығы. Оны анықтау үшін ньютон механикасындағы энергияның сақталу заңын пайдаланамыз: Жер бетіндегі және орбитадағы потенциялық және кинетикалық энергиялардың қосындысы өзара тең болады:

*Ek*o+ *U* 0=*Eорб*+ *Uорб* (1.88)

немесе

. (1.89)

(1.87)-ні ескерсек:

.

Ақыры:

. (1.90)

Бірінші космостық жылдамдықты, яғни ракета Жер бетіне жуық маңда айналып жүретін кездегі ракетаны ұшыру жылдамдығын табайық. Бұл кезде *r*≈*R*, сондықтан

. (1.91)

Азғантай биіктіктерде *g*=γ*M*/*R*2 болатындықтан

.

Сонымен, бірінші космостық жылдамдық 8 *км/с* болады.

Екінші космостық жылдамдық деп ракетаның Жердің тартылыс өрісін тастап кетіп, жасанды планетаға айналатын кезіндегі оны ұшыру жылдамдығы аталады. Бұл кезде ракетаны шексіз алыс орбитаға кетеді деп санауға болады. (1.90)-да *r*→∞ деп алсақ, онда



#### V

→

#### N

→

#### P

→

*r*

#### H

*V0*

→

h=2r

*1.29-сурет*

.

Екінші космостық жылдамдық бірінші космостық жылдамдықтан бір жарым еседей артық болады екен.

### 1.3. Гидростатика. Гидродинамика

**1.3.1. Паскаль заңы**.

Сұйықтардың немесе газдардың жеке бөліктерінің бір-біріне әсер ету күштері қысым күштері деп аталады. Қысым күштері өздері әсер ететін ауданшаға перпендикуляр бағытталады. Сұйық толтырылған ыдыстың түбіне түсірілген қысым күшін қарастырайық. Бұл *F* күш ыдыстың ішіндегі сұйықтың салмағына тең болады:

*F*=*P*=*gV*,

мұндағы  – сұйықтың тығыздығы; *V* – оның көлемі, *V*=*S*⋅*h* (*S* – ыдыстың табанының ауданы, ал *h* – оның биіктігі). Сонда

*F*=*S*⋅*h*⋅⋅*g*.

Практикалық жағдайларда ауданшаның бірлік мәніне келетін күшті білу қажет болады, оны қысым де атайды:



Демек, ыдыстың түбіне түсірілген қысым



болады.

Сұйықтың салмағы түсіретін қысым гидростатикалық қысым деп аталады. Бұл қысым сұйықтың ρ тығыздығына және сұйық бағанының биіктігіне тәуелді болады да, ал ыдыстың формасына тәуелсіз болады. Егер сұйықтың еркін бетіне *p* атмосфералық қысым әсер ететін болса, онда ыдыстың түбіне түсірілген қысым атмосфералық және гидростатикалық қысымдардың қосындысына тең болады:

*p*= *pатм*+*gh.*

Тәжірибелер көрсеткендей сұйықтың, бір горизонталь жазықтықта (бірдей деңгейде) жатқан барлық нүктелеріндегі қысым бірдей болады.

Сұйықтың *h* тереңдікте жатқан нүктедегі қысым *gh* көбейтіндісіне тең болады, мұндағы  – сұйықтың тығыздығы, *g* – еркін түсу үдеуі.

Сұйықтың қасиеттерін зерттей отырып, Паскаль өз есімімен аталатын мынандай заңды ашты:



*S2*

*S1*

*F2*

*F1*

*1.30-сурет*

#### A

#### B

*h1*

*h2*

*1.31-сурет*

Паскаль заңы: *Тұйық* (*жабық*) *ыдыстағы сұйыққа* (*немесе газға*) *түсірілген қысым сұйықтың* (*немесе газдың*) *барлық нүктелеріне өзгеріссіз беріледі.* Қысымның осылайша берілуі гидравликалық процестерде кең қолданыс табады. Егер көлденең қимасы *S*1 болатын поршенге сырттан қайсы-бір *F*1 күшпен әсер етсек (1.30-сурет), онда ол қосымша  қысым тудырады. Осы қосымша қысым сұйықтың кіші цилиндрден үлкен цилиндрге өтуіне себепкер болады да, ондағы *S*2 қимасы поршень көтеріле бастайды. Паскаль заңы бойынша үлкен поршеньге де *p* қысым түсіріледі. Үлкен поршенге



қысым күші әсер етеді. Екі поршенге де түсірілген қысым бірдей болса да, қысым күші поршендердің аудандарына тура пропорционал болады: осындай тамаша әсердің арқасында кішкене күшпен өте зор күшті теңгеріп тұруға болады, сұйықты сыққан кезде ондағы қысымды 107 *Па*-ға дейін жеткізуге болады.

**Қатынаспалы ыдыстар.** Төменгі жағынан жалғасқан түрліше тұрпаттағы ыдыстар *қатынаспалы ыдыстар* деп аталады. Ыдыстардың біреуіне құйылған сұйық міндетті түрде басқа ыдыстарға да құйылады (ағып өтеді). Сұйық біртекті болатын кезде оның деңгейі ыдыстардың тұрпатына тәуелсіз түрде қатынаспалы ыдыстарда бірдей болады. (Бұл жерде капиллярлық эффект болмау үшін, оны ескермеу үшін ыдыстың диаметрі жеткілікті үлкен болу керек).

Тыныштықтағы сұйықта бірдей деңгейге жататын барлық нүктелерде қысым бірдей болады. Барлық ыдыстардағы сұйықтың ашық бетіне түсірілетін қысым бірдей және атмосфералық:

*pатм*= ρ *g h*.

Формасы *U* тәрізді түтік түріндегі қатынаспалы ыдыстарды алып, оған әуелі тығыздығы ρ1 болатын сұйықты құяйық (1.31-сурет). Түтіктің екі иінінде де сұйықтың ашық бетінің деңгейі бірдей болады. Енді иіндердің біріне бірінші сұйықпен араласпайтын және тығыздығы ρ2 болатын екінші сұйықты құяйық. Сонда әрбір иінде сұйықтардың деңгейлері көтеріледі, бірақ бірдей емес. Екінші сұйықты көбірек құйған сайын екі сұйықтың шектесу беттері төмендей береді.

Енді әрбір ыдыстың, сұйықтардың шектесуінің *AB* бетінің үстіндегі сұйық бағандарының биіктіктерінің қатынасын анықтайық. Тығыздығы ρ1 болатын сұйық бағананың биіктігін *h*1 деп, ал тығыздығы ρ2 болатын сұйықтың бағанының биіктігін *h*2 деп белгілейік. Ыдыстың *AB* деңгейден төмен жерінде тек тығыздығы ρ1 болатын сұйық қана бар, сондықтан бірдей биіктіктердегі *A* және *B* нүктелеріндегі *pА* және *pВ* қысымдар бірдей және де олар *pА*= ρ2*gh*2 және *pВ*= ρ1*gh*1, *pА* және *pВ* қысымдарды өзара теңестіріп, мынаған келеміз:

ρ2*gh*2= ρ1*gh*1,

осыдан:

.

Бұл дегеніміз мынаны білдіреді: *қатынаспалы ыдыстардағы сұйықтардың бағандарының шектесу деңгейінің үстіндегі биіктіктері сұйықтардың тығыздықтарына кері пропорционал болады*.

**1.3.2 Архимед заңы**

Жер бетіне жуық жерлерде оны түрліше газдардың қоспасынан тұратын ауа қоршап тұрады. Осы ауа қабаты атмосфера деп аталады. Атмосферада жоғары көтерілген сайын төмендеп, ал төмендеген сайын артып отыратын қысым әсер етеді. Атмосфераның Жер бетіндегі барлық денелерге түсіретін қысымын атмосфералық қысым деп атайды. Атмосфералық қысымды тұңғыш рет итальян ғалымы Торричелли 1643 жылы өлшеді. Торричеллидің тәжірибесі деп аталатын бұл тәжірибе мектеп оқулығы бойынша бәрімізге де аян.

Қысымның ХБ жүйесіндегі өлшем бірлігі Паскаль (1*Па* = 1*Н/м*2). Өзіміз көргендей сұйықтың немесе газдың биіктігі бағанының қысымы *p*=*gh* болып анықталады. Жоғары көтерілген сайын ауаның тығыздығы төмендеп отыратындықтан, биіктеген сайын атмосфералық қысым төмендейді, яғни атмосфералық қысым биіктікке тәуелді болады.

### Сұйықтар мен газдар үшін Архимед күші. Денелердің жүзу шарты. Егер дене сұйыққа батырылған болса, онда оның бетінің әрбір элементіне (осы элементке перпендикуляр түрде) қысым күші әсер етеді. Осы кезде элемент неғұрлым тереңірек орналасса, оған соғұрлым көбірек қысым түсіріледі. Әрбір элементке түсірілген осы күштердің тең әсерлісі жоғары қарай бағытталған және көтергіш, немесе ығыстырып шығарушы күш деп аталады.

Итеріп шығарушы күштің шамасын есептеп шығару үшін сұйыққа батырылған тік бұрышты параллелепипедтің барлық жақтарына әсер ететін күштерді қарастырайық (1.32-сурет). Бұл жерде біз тек параллелепипедтің жоғарғы және төменгі табандарына әсер ететін күштерді ғана ескереміз, себебі бүйір жақтарына түсірілген қысым күштері өзара өтемеленеді.

*F1*

*F2*

#### S

#### H

h

*1.32-сурет*

Ауданы *S* болатын жоғары табанына әсер ететін қысым күші төмен қарай бағытталған және де ол *F*1=ρ*ghS*, мұндағы *h* – осы табанның сұйыққа батырылу тереңдігі, ρ– oсы сұйықтың тығыздығы. Төменгі табанға сұйық тарапынан әсер ететін қысым күші жоғары қарай бағытталған және де ол *F*2=ρ*g*(*H*+*h*)*S*, мұндағы *h*+*H* төменгі табанның батырылу тереңдігі. Осы күштердің тең әсерлісі

*F*=*F*2–*F*1= ρ*g*(*h*+*H*)*S*–ρ*gHS* 

және жоғары қарай бағытталған. *HS* көбейтіндісі – осы параллелепипедтің көлемі, ρ– сұйықтың тығыздығы. Демек, ығыстырып шығарушы күш осы параллелепипедтің ығыстырып шығарған сұйығының салмағына тең:

*Fығ*=ρ*gVығ*. (1.93)

Ығыстырып шығарушы күш сұйыққа батырылған дененің тұрпатына тәуелсіз болады, ол сұйыққа батырылған дене көлемінің шамасына ғана тәуелді.

***Архимед заңы****:* *Сұйыққа* (*немесе газға*) *батырылған денеге дененің көлеміндей сұйықтың* (*немесе газдың*) *салмағына тең, вертикаль жоғары бағытталған және ығыстырып шығарылған* (*сұйықтың немесе газдың*) *ауырлық центріне түсірілген ығыстырып шығарушы күш әсер етеді.*

Ығыстырып шығарушы күшті (1.93) формула бойынша есептеген кезде сұйықтың тығыздығы түрліше тереңдіктерде бірдей болады деп алу керек. Сұйыққа немесе газға түгелдей батырылған дене, ығыстырып шығарушы күш ауырлық күшімен теңгеріскен кезде ғана тепе-теңдік күйде болады. Ал бұл, егер дененің ауырлық центрі және ығыстырылып шығарылған көлемнің ауырлық центрі бір вертикалдың бойында жататын болса ғана мүмкін болады. Егер дененің ауырлық центрі ығыстырылып шығарылған көлемнің ауырлық центрінен төмен жатса, онда тепе-теңдік орнықты болады.

Дененің ауырлық күші ығыстырып шығарушы күштен артық болатын дене сұйықтың түбіне батып кетеді. Егерде ығыстырып шығарушы күш ауырлық күшінен артық болса, онда дене сұйықтың бетіне көтеріледі. Ауырлық күші ығыстырып шығарушы күшке тең болған кезде дене тыныштық күйге келеді. Осы кезде дене жүзіп жүр дейді. Кемелер немесе қайықтар жүзіп жүрген кезде, олардың бір бөлігі судан шығып тұрады. Осы кезде жүзудің орнықтылығын қамтамасыз ету өте-мөте маңызды. Бұл орнықтылық метацентрдің қалпымен анықталады. 1.33-суретте тепе-теңдік тыныштық күйінен α бұрышқа ауытқыған кеме берілген; *S*2 нүкте кеменің осы еңкейген күйде ығыстырып шығарған сұйығының ауырлық центрі, яғни ығыстырып шығарушы күштің түсірілу нүктесі.

Кеменің ауырлық күшінің түсу нүктесі 0 және ығыстырып шығарушы күштің түсу нүктесі *S*2 бір вертикалдың бойында жатпайтындықтан, ауырлық күші мен ығыстырып шығарушы күштердің моменттері пайда болады да, олар кемені аударып тастауы мүмкін. *M* метацентрдің орнын табу үшін *S*2 нүктеден кеменің орташа сызығымен қиылысқанға дейін вертикаль түзу жүргізу керек. Егер *M* метацентр кеме қаншалықты еңкейсе де, кеменің 0 ауырлық центрінен төмен түспейтін болса, онда кеме орнықты жүзеді, себебі пайда болатын күш моменті денені тепе-теңдік күйге қайтарады. Кеменің корпусына, кеменің ең үлкен деген еңкеюі кезінде де, метацентрдің қалпы өзгермей қалатындай түр береді.

0

0

*S1*

#### S

#### M

α

*1.33-сурет*

**1.5.3. Бернулли теңдеуі**

Енді Даниил Бернулли (1700–1782) XVIII ғасырдың бірінші жартысында ашқан және оның есімімен аталатын заңға тоқталамыз. Бернулли заңы бойынша ағыстағы қысым жылдамдық төмен болатын жерде үлкен де, ал жылдамдық жоғары болатын жерде аз болады. Енді осы заңның теңдеуін шығарайық. Бернулли теңдеуін алу үшін ағысты стационар және ламинарлық, сұйықты сығылмайтын, ал тұтқырлықты ескерімсіз аз деп алатын боламыз. Қарастырылатын мәселені жалпыламырақ ету үшін қимасы айнымалы түтікті аламыз, әрі оның деңгейі де өзгеріп отырады (1.34–сурет). Осы кезде  қимадағы сұйық оңға қарай  қашықтыққа орын ауыстырады, ал бұл  қимадағы сұйықты  қашықтыққа орын ауыстыруға мәжбүр етеді.  қиманың сол жағында жатқан сұйық түтіктегі сұйыққа  қысым тудырады да,  жұмыс атқарады.  қимада атқарылатын жұмыс  мұндағы минус таңбасы сұйыққа әсер ететін күштің сұйықтың қозғалысына қарсы бағытталғандығын көрсетеді. Осы кезде ауырлық күші өрісінде де жұмыс атқарылады: осы процестің нәтижесінде сұйықтың 34–суретте өрнектелген  массаға және  көлемге сәйкес келетін бөлігіі  қимадан  қимаға орын ауыстырады және ауырлық өрісіндегі атқарылатын жұмыс мына түрде жазылады:



1.34-сурет



Біздің жағдайымызда атқарылған жұмыс теріс болады, себебі қозғалыс жоғары қарай бағытталған, яғни ауырлық күшіне қарсы бағытталған. Сонымен, сұйыққа атқарылған толық жұмыс





Энергия мен жұмыстың арасындағы байланыс бойынша жүйеге атқарылған жұмыс оның кинетикалық энергиясының өзгерісіне тең болады. Сонымен,



Массасы  болатын сұйық учаскесі  көлем қабылдайды, сондықтан  деп жаза аламыз және оларды  теңдігіне бөлсек, онда қажетті түрлендірулерден кейін мынаған келеміз:

. (1.94)

Бұл тапқанымыз Бернулли теңдеуі болып табылады.  және  қималарды тоқ түтігінің кез келген жерінен алуға болатындықтан, Бернулли теңдеуін сұйықтың кез келген нүктесі үшін (тоқ сызығы бойымен) былай да жазуға болады:



Бернулли теңдеуінің қолданыс табатын облысы соншалықты кең. (1.94) теңдеуде  орнына бактағы сұйықтың жоғарғы деңгейін аламыз; егер бактың диаметрі тесіктің диаметрімен салыстырғанда өте үлкен болатын болса, онда  деп алуға болады.  қимадағы (тесіктегі) және  қимадағы (сұйықтың беті) қысым атмосфералық қысымға тең, демек  Сөйтіп Бернулли теңдеуі мына түрге келеді:



Осыдан мынаған келеміз:



Бұл алынған нәтиже Бернулли теңдеуінің салдары болып табылса да, оны *Торричелли теоремасы* деп атайды, себебі оны Торричелли Бернуллиден 100 жылдай бұрын тұжырымдаған болатын. Назар аударуға тұратын нәрсе, сұйық тесіктен  биіктіктер айырымы кезінде еркін түсетін дененің жылдамдығымен ағып шығады екен. Мұнда таңғалатындай ештеңе жоқ, себебі екі жағдайда да энергияның сақталу заңына сәйкес потенциалдық энергияның кинетикалық энергияға айналуы өтеді.

**1.3.4.Тұтқырлық. Пуазейль өрнегі**.

Реал сұйықтар мен газдарда ішкі үйкеліс болады, ол тұтқырлық деп аталады. Тұтқырлықты ортаның қабаттарының бір бірімен салыстырмалы қозғалысы кезіндегі үйкеліс деп қарастыруға болады. Сұйықтарда тұтқырлық молекулалардың арасындағы тартылыс күшінің арқасында, ал газдарда атомдар мен молекулалардың соқтығысуларының нәтижесінде пайда болады.

Түрліше орталардың тұтқырлықтары да түрліше болады, Сұйықтардың тұтқырлығы газдарға қарағанда артық. Тұтқырлықтың сандық шамасын  (“эта” деген грек әрпі) тұтқырлықпен береді, оны былай анықтайды. Бір пластинканы ұстап тұрады да, екінші пластинканы бірінші пластинкаға параллель орын ауыстыртады. Пластинкаға тікелей жуық орналасқан қабаттар пластинканың материалы мен ортаның молекулаларының арасындағы тартылыс күшінің арқасында ұсталып қалады да, сұйқтың жоғарғы қабаты пластинкамен бірге  жылдамдықпен қозғалса, ал төменгі қабат пластинкамен бірге тыныштықта қалады. Мызғымайтын қабат одан жоғарғы қабаттың қозғалысын баяулатады, ал ол келесі қабаттың қозғалысын баяулатады және т.с.с. Осы кезде сұйықтың (газдың) жылдамдығы 34-суретте көрсетілгендей сызықтық түрде 0–ден –ға дейін өзгереді. Пластинкалардың арақашықтығына бөлінген жылдамдықтың өзгерісі, яғни  қатынасы жылдамдықтың градиенті деп аталады. Жоғары пластинканы қозғалту үшін күш түсіру қажет. Нақты берілген сұйық үшін бұл *Ғ* күш пластинканың  ауданына, оның  жылдамдығына пропорционал және пластинкалардың ара қашықтығына кері пропорционал болады екен: сонымен, . Түрліше сұйықтарды салыстыратын болсақ, бұл күш барлық бірдей жағдайларда, неғұрлым сұйықтың тұтқырлығы жоғары болса, солғұрлым үлкен болады екен. Осы соңғы өрнектегі пропорционалдық коэффициент тұтқырлық болып табылады екен:

. (1.95,а)

Осыдан . Демек, ХБ де тұтқырлық /*м*2 бірлігімен өлшенеді екен. СГС жүйесінде тұтқырлық өлшем бірлігі (дин.*с*/*см*2) болады: бұл бірлік пуаз (*П*) деп аталады. Тұтқырлықтың мәндері көбіне сантипуаздармен беріледі (*сП*); 1 *сП*10-2 *П*. (1.95,а) өрнек жылдамдық градиенті тұрақты шама болатын кезде орындалады. Жалпы алғанда жылдамдық градиенті өзгеретін болса, онда (95,а) өрнек мына түрде жазылады:

 (1.95,б)

мұндағы жылдамдық градиенті  дегеніміз жылдамдыққа перпендикуляр бағытта координат бойынша алынған жылдамдықтың туындысы болып табылады. (1.95,а) өрнектегі күш пен жылдамдықтың арасындағы тура пропорционалдық барлық сұйықтар мен газдар үшін орындала бермейді. Бұл өрнек орындалатын сұйықтар мен газдар *ньютондық* деп аталады. Ньютондық емес сұйықтар үшін  тұтқырлықтың өзі жылдамдыққа тәуелді болады; мұндай сұйықтарға қан мысал бола алады (онда жүзіп жүрген бөгде бөлшектер болады).

Егер сұйықтың (газдың) тұтқырлығы болмаса, онда горизонталь түтікпен оған ағу үшін ешқандай күштің қажеті болмаған болар еді. Бірақ тұтқырлықтың арқасында кез келген нақты (реал) сұйықтың түтік бойымен стационар ағысы тек түтіктің ұштарының арасында қысымдар айрымын жасаған кезде ғана мүмкін болады.

Дөңгелек түтіктің көлденең қимасы арқылы бірлік уақытта өтіп жатқан сұйықтың көлемдік шығымы немесе сұйықтың ағысы (яғни сұйықтың көлемі) сұйықтың тұтқырлығына, қысымдар, айырымна және түтіктің мөлшеріне тәуелді болады. Қан айналысының физикалық жағдайларымен шұғылданған француз ғалымы Ж.–Л. Пуазейль (1799–1869) (пуаз деген бірлік осы кісінің құрметіне аталған) цилиндрлік түтіктегі сығылмайтын сұйықтың ламинарлық ағынының осы параметрлерге тәуелділігін зерттеді. Оның алған қатынасы *Пуазейль өрнегі* деп аталады:

 (1.96)

мұндағы – түтіктің ішкі радиусы, – түтіктің ұзындығы, –т үтіктің ұштарындағы қысымдар айырымы, – тұтқырлық, ал – көлемдік шығым, немесе сұйықтың шығымы.

**1.3.5. Түтіктердегі турбуленттік ағыс. Рейнольдс саны**.

Егер түтіктегі сұйықтың ағыс жылдамдығы өте үлкен болатын болса, онда ағыс турбуленттікке ауысып, Пуазейльдің өрнегі орындалмайды. Қысымдардың берілген айырымы кезінде  ағынның шамасы турбуленттік ағыс үшін (1.96) өрнек бойынша есептелгеннен аз болып шығады. Бұл үйкелістің турбуленттік ағыс кезінде ламинарлық ағыс кезіндегіден көш артық екендігін көрсетеді. Турбуленттілік көбіне кенет пайда болады және **Рейнольдс саны** деп аталатын санмен анықталады:

, (1.97)

мұндағы – сұйықтың (газдың) ағыс жылдамдығы, – тығыздық, – тұтқырлық, – түтіктің радиусы. Тәжірибе көрсеткендей,  кезінде түтік ішіндегі ағыс ламинарлық та, ал  кезінде турбуленттікке айналады.

**Дененің сұйықтағы қозғалысы; маңдайлық кедергі.** Жоғарыда біз тұтқырлықтың (басқа да факторлармен қатар) сұйықтың (газдың) түтіктің ішіндегі қозғалысына тигізетін әсерін қарастырдық. Енді дененің сұйықтың немесе газдың ішіндегі қозғалысын қарастырамыз.

Дене сұйыққа (газға) қатысты қозғалғанда оған орта тарапынан күш әсер етеді. Ол күшті  әрпімен белгілейік. Бұл күшті біреуі  дененің қозғалысына қарсы, екіншісі Р оған перпендикуляр бағытталған құраушыларға жіктеуге болады. Мұндағы  құраушы *маңдайлық кедергі күші* деп, ал *Р* құраушы *көтергіш күш* деп аталады. Қозғалыс бағытына қатысты симметриялы денеге, әрине, көтергіш күштің әсері болмайды. Бұл жағдайда денеге тек маңдайлық кедергі күші ғана әсер етуі мүмкін.

Есептеулер, идеал сұйықта денеге маңдайлық, кедергінің әсері болмайтынын көрсетеді. Тұтқырлығы жоқ болғандықтан, сұйық дененің бетімен еркін сырғанап, оны толық айналып өтеді. (Галилейдің салыстырмалылық принципі бойынша, дененің сұйыққа қатысты қозғалысының орнына, сұйықтың денеге қатысты қозғалысын қарастыруға болады). Толық айналып өтетіндіктен, сұйық ағынының көрінісі дененің симметрия центрі арқылы өтетін кез келген түзуге қатысты мүлде симметриялы болады.

Тұтқырлығы бар сұйықта қозғалатын дене үшін көрініс басқаша болады. Мұнда көтергіш күштің тегі маңдайлық кедергі күшінікінен басқаша. Ол пайда болу үшін сұйықтың тұтқырлығының атқаратын рөлі аз. Денеге оның жазық бет жағынан әсер ететін қысым күштері оның дөңес жағынан әсер ететін күштерден артық. Сөйтіп, денеге оның жазық жағынан дөңес жағына қарай бағытталған көтергіш күш әсер етеді. Тұтқыр сұйықта әсер ететін көтергіш күш те осыған ұқсас. Әрине, көтергіш күш дененің кеңістіктегі бағдарына байланысты, ол әрқашан жоғары бағытталмаған. Бірақ, бұл күш өмірде ұшақтардың ұшуы кезінде анығырақ байқалады. Осыған байланысты көтергіш күш деп аталып кеткен.

Самолетті ауада ұстап тұратын күш, оның қанаттарына әсер ететін көтергіш күш. Маңдайлық кедергі күші ұшақтың ұшуына кедергі жасап, оған зиянын тигізеді. Сондықтан, ұшақтың қанаттары мен фюзеляжына аққыштық түр береді.

Дене сұйыққа (газға) қатысты қозғалғанда оған орта тарапынан күш әсер етеді. Бұл күш *маңдайлық* *кедергі* *күші* аталады: бұл – ортаның тұтқырлық әсерінен, сонымен қатар дененің артында пайда болатын турбуленттіктің (өте үлкен жылдамдықтар кезінде) әсерінен пайда болады.

Дененің сұйыққа (газға) қатысты қозғалысын сипаттау үшін тағы бір Рейнольдс санын енгізген ыңғайлы:

, (1.98)

мұндағы ρ және – сұйықтың тығыздығы мен тұтқырлығы, – дененің ортаға қатысты жылдамдығы, – дененің сипаттық ұзындығы. Рейнольдстың бұл санының түтіктегі сұйықтың (газдың) ағысы үшін Рейнольдс санымен бірдей емес екендігіне назар аударайық; олардың түрлері бірдей болғанмен, олар түрліше құбылыстарға жатады. Рейнольдс саны бірден кіші болатын кезде денені жанай ағатын ағын ламинарлық болады: тәжірибелер көрсеткендей, тұтқырлық үйкеліс күші  дененің қозғалыс жылдамдығына тура пропорционал болады:

 (1.99)

 коэффициенттің мәні дененің мөлшерлері мен пішініне, сонымен қатар сұйықтың (газдың) тұтқырлығына тәуелді болады. Мысалы, радиусы  сфера үшін мынаған келеміз:



Сөйтіп, ламинарлық ағыстағы кішкентай сфералық денеге әсер ететін тұтқырлық үйкеліс күші Стокс өрнегімен беріледі:



Рейнольдс санының үлкен мәндері кезінде (1–10 интервалында) ағыста дененің артында турбуленттік ағыс пайда болады, соның арқасында сфера үшін маңдайлық кедергі күші Стокс өрнегі беретін мәннен артық болады. Дененің пішінін сүйірлендіру арқылы турбуленттікті бәсеңдетіп, маңдайлық кедергі күшін азайтуға болады. Турбуленттік болатын кезде маңдайлық кедергі, тәжірибе көрсеткендей, жылдамдықтың квадратына пропорционал болады:  Сөйтіп, ламинарлық ағыс кезіндегіге қарағанда маңдайлық кедергі жылдамдықпен бірге тез артады екен. Рейнольдс санының мәні 106 шамалас болғанда, маңдайлық кедергі күрт артады: бұл кезде турбуленттік дененің тек артынды ғана емес, сонымен қатар оған жанасқан қабаттың барлық жерінде де пайда болады.

## 

## Пысықтауға арналған сұрақтар

1. Ньютон заңдарының тұжырымдамаларын беріп, формулаларын жазыңдар; оларға кіретін шамалардың физикалық мағынасын түсіндіріңдер.

2. Импульстің сақталу заңының тұжырымдамасын беріңдер, оны жазып дәлелдеңдер.

3. Механикалық жұмыс дегеніміз не? Жұмыс пен энергия арасындағы байланыс қандай? Механикалық энергияның түрлерін атаңдар.

4. Энергияның сақталу және түрлену заңын тұжырымдаңдар, жазыңдар және дәлелдеңдер.

5. Қысым күші және қысым дегеніміз не?

6. Паскаль заңын тұжырымдаңдар.

7. Сұйықтың қысымы ыдыстың тұрпатына тәуелді ме?

8. Гидравликалық процестердің жұмыс принципін түсіндіріңдер.

9. Біртекті және әртекті сұйықтар үшін қатынаспалы ыдыстардың заңдарын тұжырымдаңдар.

10. Архимед заңы қалай тұжырымдалады?

**2.МОЛЕКУЛАЛЫҚ ФИЗИКА ЖӘНЕ ТЕРМОДИНАМИКА**

**2.1. Молекулалық –кинетикалық теорияның негіздері**

Заттың құрылысы молекулалық-кинетикалық теория бойынша молекулалардан тұрады (латынның “молес” – масса деген сөзінен “молекула” – кішкентай масса). *Молекула деп заттың химиялық қасиеттерін сақтайтын ең кішкентай бөлшегін атайды*.

Молекула *атомдардан* тұрады (“атомос” – бөлінбейтін деген грек сөзінен). Мысалы судың молекуласы сутегінің екі атомынан және оттегінің бір атомынан тұрады, ол мына түрде жазылады: H2O. Қандай да бір табиғат құбылыстары кезінде молекулалар өзгеріссіз қалатын болса, онда зат өзінің химиялық қасиеттерін сақтайды. Егер де молекулалар өздерінің құрылымын өзгертетін болса, немесе жеке атомдарға ыдырайтын болса, онда физикалық және химиялық қасиеттері басқа болатын жаңа заттар түзіледі. Мысалы судың молекуласын сутегінің және оттегінің атомдарына ыдыратуға болады. Осы газдарды химиялық жолмен одан да қарапайымырақ заттарға ыдырату мүмкін емес.

Қарапайым бөліктерге тіптен ыдыратуға болмайтын заттарды *химиялық элементтер деп атайды*: оттегі, қорғасын, азот және т.б. Әрбір химиялық элементке атом сәйкес келеді, оның Менделеев кестесінде белгілі орны (нөмірі) болады. Атомдардың топ болып бірігуі заттың молекуласын түзеді. Бірдей молекулалардың жиынтығы заттың белгілі бір түрін береді. Заттың химиялық және физикалық қасиеттері оның молекулаларындағы атомдардың санымен және түрімен анықталады. Заттың қасиеттері атомдардың бір-біріне қатысты орналасуларына да тәуелді болады. Мысалы, графит пен алмаз көміртегі атомдарынан тұрады және ішкі құрылысы жағынан олардың айырмашылығы атомдардың өзара орналасуында ғана. Бірақ бұл заттардың физикалық қасиеттерінің айырмашылығы бар: алмаз өте қатты, жарық үшін мөлдір, ток өткізбейді, ал графит өте жұмсақ, мөлдір емес, өткізгіш болып табылады.

Ақыры, заттың қасиеттері сыртқы жағдайларға да байланысты болады. Бұлардың барлығы да молекулалар мен атомдардың бір-бірлерімен әрекеттесетіндігімен және химиялық энергиясы болатындығынан шығады. Табиғатта бақыланатын құбылыстардың басым көпшілігі дерлік осы атомдар мен молекулалардың өзара әрекеттесуі және қозғалысымен түсіндіріледі.

Зат құрылысының **молекулалық-кинетикалық теориясының негізгі қағидалары:**

1. *барлық заттар молекулалардан тұрады;*
2. *кез келген заттың молекулалары үздіксіз, тынымсыз және хаостық (бей-берекет) қозғалыста болады*;
3. *молекулалар (атомдар) арасында азғантай қашықтықтарда тартылыс күштері де, тебілу күштері де әсер етеді; бұл күштердің тегі электромагниттік*.

Енді осы қағидаларды дәлелдейтін кейбір құбылыстарға тоқтала кетейік.

Тәжірибе көрсеткендей, барлық газдар оңай сығылады. Бұл газ молекулалары арасында біршама жеткілікті ара қашықтықтардың бар екендігін дәлелдейді. Сұйықтар мен қатты денелер де сығылады, бірақ газдарға қарағанда сығылуы өте аз. Бұл – сұйықтар мен қатты денелерде де молекулалар-аралық бос кеңістік, аралықтың бар екендігін, бірақ олардың газдарға қарағанда әлде қайда аз болатындығын көрсетеді. Бір заттың молекулаларының екінші зат молекулаларының арасына еніп кетуінің нәтижесінде түрліше газдар мен сұйықтар өзара араласу, қатты денелердің сұйықтарда еру, сұйықтар мен қатты денелердің кебу құбылыстары өтеді. Газ молекулаларының берілген көлемді толығынан қамтуға тырысуы олардың молекулаларының тынымсыз хаостық қозғалыста болатындығын көрсетеді.

Молекулалардың хаостық қозғалысын көбіне *жылулық* деп атайды, себебі ол температура түсінігімен тығыз байланысты: дененің температурасы неғұрлым жоғары болса, солғұрлым оның молекулаларының жылулық қозғалысы жоғарырақ, солғұрлым оның әрбір молекуласына келетін орташа кинетикалық энергия көбірек болады. Кинетикалық энергия қозғалыс жылдамдығының квадратына пропорционал болатындықтан, *денені қыздырған кезде оның молекулаларының орташа қозғалыс жылдамдығы артады, ал суытқан кезде кемиді.*

Молекулалық физикада зерттелетін құбылыстар молекулалардың орасан зор санының қозғалысымен және өзара әрекеттесуімен анықталады, сондықтан мұндай құбылыстарды сипаттау үшін молекулалар әлемін сипаттайтын шамалардың орташа мәндерін пайдаланады.

**Молекулалар мен атомдардың мөлшерлері және массасы**. Егер молекулаларды шариктер түрінде көзге елестететін болсақ, онда олардың диаметрі көп жағдайларда нанометрден де кіші болады екен. (1 *нм* = 10-9 *м*). Мысалға, судың молекуласының диаметрі 0,26 *нм*. Органикалық заттардың, әсіресе полимерлердің мыңдаған атомдардан тұратын молекулалар ының мөлшерлері, әрине, бұдан көш үлкен болады.

Молекулалардың массалары да онша жарытып тұрған жоқ. Мысалға, О2 оттегі молекуласының массасы 53,5⋅10-27 *кг*, ал Н2 сутегі молекуласының массасы 3,34⋅10-27 *кг* болады. Табиғаттағы ең жеңіл атом – сутегі атомының (Н) массасы 1,672⋅10-27 *кг*. Практикалық тұрғыдан молекулалар мен атомдардың массасын үйреншікті килограмдармен немесе грамдармен өлшеу ыңғайсыздық туғызады екен. Бұлар үшін қосымша жаңа өлшем бірлігі – *массаның атомдық бірлігі* енгізіледі. *Массаның атомдық бірлігі деп С*12 *көміртегі изотопының массасының 1/12 бөлігі аталады;* оның қысқаша атауы – м.а.б.

*Молекуланың (атомның) массаның атомдық бірліктерімен берілген массасы салыстырмалық молекулалық (атомдық) масса деп аталады. Ол заттың молекуласының массасының С*12 *көміртегі изотопының массасының 1/12 бөлігінен қанша есе артық екендігін көрсетеді*. Мысалға, сутегі молекуласының салыстырмалық массасы 2,01594, азот молекуласынікі – 28,0134 болады. Дәл өлшеулер көрсеткендей, 1 *м.а.б.*=1,660⋅10-27 *кг* болады екен. Сөйтіп, атомдық бірліктермен берілген молекуланың *mсал* массасын біле отырып, оның килограмдармен берілген массасын мына формуламен табуға болады:

*m=mсал*⋅1,660⋅10-27 [*кг*]. (2.1)

**Авогадро тұрақтысы және Лошмидт саны (тұрақтысы).** Бізге екі газ – сутегі және азот берілген болсын делік. Ықшамдық үшін олардың молекулаларының салыстырмалық массаларын сәйкес түрде 2 және 28 деп алайық. Егер 2 *г* сутегі және 28 *г* азотты алатын болсақ, онда сутегі мен азоттың осындай массаларындағы молекулаларының саны бірдей болады. Шындығында да, бұл газдардың массаларының айырмашылығы 14 есе, азоттың бір молекуласының массасы сутегінің бір молекуласының массасынан 14 есе артық. Міне осыдан келіп, біздің жағдайымызда сутегідегі және азоттағы молекулалар саны бірдей болып шығады.

Практикалық мәселелерді шешкен кездерде заттың молекулалар саны бірдей болатын үлестерін пайдаланған көп ыңғайлы. Сондықтан да көптеген есептеулерде *моль* деген түсінікті пайдаланады. *Моль деп грамдармен алынған массасы оның салыстырмалық молекулалық массасына (mсал) тең болатын зат мөлшері аталады*. Осы анықтамадан қайсы-бір заттың бір молінің (молдік масса) массасының

*μ*=*mсал*⋅[*г/моль*]=*mсал*⋅10-3[*кг/моль*] (2.2)

болатындығы шығады. Жоғарыда келтірілген мысал кез келген заттың бір моліндегі молекулалар санының бірдей болатындығын көрсетеді. *Заттың бір моліндегі молекулалар санын Авогадро саны деп атайды және ол ΝА деп белгіленеді.* Егер салыстырмалық молекулалық массасы дәлме-дәл бірге тең болатын зат болады деп алсақ, онда мұндай заттың бір молінің массасы 1 *г* немесе 10-3 *кг* болар еді. Мұндай заттың бір молекуласын ың массасы 1 *м.а.б.*=1,660⋅10-27 *кг* болатындықтан, Авогадро тұрақтысын былайша анықтауға болады:

.

Моль дегеніміз ХБ жүйесіндегі негізгі бірліктердің бірі болып табылады. Көп жағдайларда заттың киломолі (*кмоль*) деген түсінікті де пайдаланады: 1 *кмоль*=1000 *моль*.

Газ қасиеттерін тәжірибеде зерттеген кезде *қалыпты жағдайларда кезкелген газдың бір молінің көлемінің 22,4⋅10-*3 *м*3 немесе 22,4 *л* болатындығы тағайындалды. Тәжірибелердің бұл нәтижесі химиядағы *Авогадро заңымен* үйлесімді: *бірдей қысым және бірдей температуралар кезінде түрліше газдардың бірдей көлемінде молекулалардың бірдей саны болады.*

*Қалыпты жағдайлардағы бірлік көлемдегі молекулалар саны Лошмидт саны (тұрақтысы) деп аталады және nл арқылы белгіленеді*. Оны табу үшін Авогадро тұрақтысын қалыпты жағдайлардағы бір молдің көлеміне бөлу керек:

.

**Диффузия.** (“диффузио” – жайылып кету деген латын сөзінен). *Қайсы-бір заттың молекулаларының концентрациясының молекулалардың хаостық қозғалысының нәтижесінде кеңістіктегі теңгерісуі процесі диффузия деп аталады.* Молекулалардың хаостық қозғалысының орташа жылдамдығы температура артқан кезде артатын болғандықтан, диффузия температураға тәуелді болады, ол тәжірибеде дәлелденілген.

Сұйықтарда диффузия газдарға қарағанда баяуырақ өтеді. Егер ыдысқа таза су құйып, ал оның үстіне сәл-пәл боялған спиртті, сұйықтар арасындағы шекара айқын көрінетіндей етіп құйып, оны бірнеше күннен кейін бақылайтын болсақ, онда су мен спирттің өзара диффузиясының арқасында судың біршама тереңдікте бояла бастағанын көрген болар едік.

Қатты денелерде диффузия өте баяу өтеді және тек жоғары температура кезінде ғана бақыланады. Егер түрліше екі металдан жасалған екі пластинканы бір-біріне тығыз жанастырып және оларды бірнеше жүз градус температура кезінде ұстап тұратын болсақ, онда металдардың өзара диффузиясын бірнеше сағаттан кейін-ақ байқауға болады. Бұл үшін екі пластинканы бір-бірінен ажыратып, олардың беттерін зерттеу қажет.

Неліктен сұйықтардағы диффузия газдардағыға қарағанда баяуырақ, ал металдарда сұйықтарға қарағанда баяуырақ өтеді? Сұйықтардың молекулаларының газдардың молекулаларына қарағанда бір-бірлеріне жақынырақ орналасатындығынан болатындығы анық, ал молекулалардың өзара тартылыс күштері диффузия процесін баяулатады. Қатты денелерде молекулалық күштер сұйықтардағыға қарағанда жоғарырақ болатындықтан, қатты денелерде диффузия бұдан да бетер баяу өтеді.



*r1*

*0*

*Fтеб*

*Fтар*

*Fº*

*r0*

*rм*

*r*

## В

## А

*б)*

*а)*

*r0*

*0*

*F*

## П

*Eілг3*

*Пмин*

*Е*ілг*2*

*Еілг1*

*Еілг*

*Fтарт*

*2.1 - сурет*

*r2*

# *F*

*r*

**Молекулалар арасындағы әрекеттесу күштері.** Кез келген молекулалар құрамына оң және теріс электр зарядтары кіреді, сондықтан молекулалар арасында *тартылыс күштері де, тебілу**күштері де болады*. Сонымен қатар, атомдар мен молекулалардың қозғалыстағы зарядтарының арасындағы магниттік әрекеттесулерді де ескеру керек, олар молекулалардың тартылыс және тебілу күштерінің құрамына кіреді.

Өзара әрекеттесу күші кез келген екі молекуланы бір-біріне жақындатқан кезде пайда болады және ол молекулалардың тегімен анықталады. 2.1,а-суретте центрлері бір-бірінен *r* қашықтықта орналасқан екі *А* және *В* молекулалардың *Fтар* тартылыс және *Fтеб* тебілу күштерінің *Fтеб* тең әсерлісінің қашықтыққа тәуелділігінің графигі келтіріліген. Графикті салған кезде молекулалардың *Fтеб* күштері оң деп, ал *Fтар* тартылыс күштері теріс деп саналады. *r*0 қашықтық молекулалардың орнықты тепе-теңдік күйіне сәйкес келеді, себебі осы кезде молекулалық күштердің тең әсерлісі нөлге тең болады. Mолекулалардың ара қашықтығы өзгерген кезде молекулаларды бастапқы қалыпқа әкелуге тырысатын күштер пайда болады. Шындығында да, графиктен көріп отырғанымыздай, молекулаларды бір-біріне жақындатқан кезде тебілу күштері артығырақ (оң), ал оларды алыстатқан кезде – тартылыс күштері (теріс) артығырақ болады. Молекулалардың өзара әрекеттесу күші ескерімсіз аз болатын кезге сәйкес келетін минималь молекулалар арақашықтығы *молекулалық әсер радиусы* деп аталады (2.1, а-суреттегі *rм*). Ол бір нанометр (*нм*) шамалас, яғни метрдің миллиардтық үлесіндей (1 *нм* = 10-9 *м*) болады.

**2.1.1 Молекулалардың кинетикалық және потенциялық энергиясы.**

Егер молекуланың массасын *m*, ал оның ілгерілемелі қозғалысының жылдамдығын *v* деп белгілейтін болсақ, онда молекуланың ілгерілемелі қозғалысының кинетикалық энергиясы



болады. Mолекулалардың жылдамдықтарының түрліше болатындығы анық, дәл осылай олардың *Eілг* энергиясы да түрліше болады, сондықтан дененің күйін сипаттау үшін *ілгерілемелі қозғалыстың орташа * энергиясын пайдаланады:

,

мұндағы *N* – денедегі молекулалардың жалпы саны. Егер молекулалар бірдей болатын болса, онда

, (2.3)

мұндағы *v*20*.k* – молекулалардың хаостық қозғалысының орташа квадраттық жылдамдығын білдіреді:

. (2.4)

Молекулалар арасында өзара әрекеттесу күштері әсер етеді, сондықтан дененің молекулаларының кинетикалық энергиясымен қатар потенциялық энергиясы да болады. Басқа молекулалармен өзара әрекеттеспейтін жеке–дара алынған молекуланың потенциялық энергиясын нөлге тең деп аламыз. Сонда, екі молекула өзара әрекеттескен кезде тебілу күштері тудыратын потенциялық энергия оң болады да, ал тартылыс күштерінен туатын потенциялық энергия – теріс болады (2.1, б-сурет), себебі тебілу күштерін жеңу үшін белгілі жұмыс атқару керек, ал тартылыс күштері болса, олардың өздері жұмыс атқарады. 2.1, б-суретте екі молекуланың өзара әрекеттесу энергиясының олардың *r* ара қашықтығына тәуелді түрде өзгеруінің графигі көрсетілген. Потенциялық энергияның графигінің оның ең кіші мәнінің төңірегіндегі бөлігі *потенциялық шұңқыр*, ал энергияның ең кіші мәнінің *Пмин* шамасын потенциялық шұңқырдың *тереңдігі* деп атайды.

Кинетикалық энергия жоқ кезде (*Eілг*=0) молекулалар олардың орнықты тепе-теңдік күйіне сәйкес келетін *r*0 қашықтықта орнықты болар еді, бұл жағдайда молекулалық күштердің тең әсерлісі нөлге тең болады (2.1, а-сурет), ал потенциялық энергия болса, оның мәні минималь болады. Mолекулаларды бір-бірінен алыстату үшін, молекулалардың өзара әрекеттесу күштерін жеңу үшін шамасы *Пмин* болатын жұмыс атқару қажет (басқаша айтқанда, молекулалар биіктігі *Пмин* болатын потенциалдық бөгеттен өту керек).

Шындығына келсек, молекулалардың әрқашанда кинетикалық энергиясы болады, сондықтан олардың ара қашықтығы өне бойы өзгерісте болады да, оның мәні *r*0 мәнінен кіші де, үлкен де бола алады. Егер *В* молекуланың кинетикалық энергиясы *Пмин* мәнінен кіші болса, мысалға 2.1,б-суреттегі *Eілг*1, онда молекула потенциалдық шұңқырдың ішінде қозғалатын болады. Тартылыс (немесе тебілу) күшіне қарсы жұмыс атқара отырып, *В* молекула *А* молекуладан алыстауы да (жақындауы да) мүмкін, осы кезде оның барлық кинетикалық энергиясы *Eілг*1 түгелінен өзара әрекеттесу потенциялық энергиясына айналады. Молекуланың осы шектік қалыптары потенциалдық қисықта потенциалдық шұңқырдың түбінен *Eілг*1  деңгейдегі нүктелермен анықталады (2.1,б-сурет). Осыдан кейін тартылыс (немесе тебілу) күштері *В* молекуланы осы шеткі қалыптардан лақтырып тастайды. Сөйтіп, өзара әрекеттесу күштері молекулаларды бір-бірінен қайсыбір *r*1 орташа қашықтықта ұстап тұрады. Егер *В* молекауланың кинетикалық энергиясы *Пмин* мәнінен артық болатын болса, (2.1, б-суреттегі *Eілг*3), ондa ол потенциалдық кедергіні асып өтіп, молекулалардың ара қашықтығы шексіз арта алады.

Молекула потенциалдық шұңқырдың аумағында қозғалатын кезде, оның кинетикалық энергиясы неғұрлым үлкен болса (2.1, б-суреттегі *Eілг*1, *Eілг*2), яғни дененің температурасы жоғары болса, онда молекулалар арасындағы орташа (*r*1, *r*2) қашықтық солғұрлым үлкен болады. Қыздырған кезде қатты денелердің және сұйықтардың ұлғайуы міне осымен түсінідіріледі.

Молекулалардың орташа ара қашықтығының артуы потенциялық энергияның графигінің *Пмин* мәнінен сол жақта оның оң жағына қарағанда күрт тік көтерілетіндігімен түсіндіріледі. Графиктің мұндай асимметриясы *r* артқан кезде тебілу күштерінің тартылыс күштеріне қарағанда көп тезірек түсетіндігінен шығады. (2.1, а-сурет).

**Заттың агрегаттық күйі.** Бір зат қатты, сұйық және газ күйінде кездесе алады, оларды *агрегаттық күйлер* деп атайды, мысалы, мұз, су және су буы.

Заттың қасиеттері оның молекулаларының қозғалысы және олардың арасындағы өзара әрекеттесу күштеріне тәуелді болады. Молекулалық өзара әрекеттесу күштері оларды бір-бірінен белгілі қашықтықта ұстап тұруға тырысады да, ал молекулалардың хаостық қозғалысы оларды бүкіл кеңістік бойынша шашып тастауға тырысады. Осы екі себептің біріккен әсері әрбір заттың агрегаттық күйін анықтайды.

Екі молекуланың потенциалдық қисығын қарастырайық (2.1,б-сурет). Молекуланың ілгерілемелі қозғалысының кинетикалық энергиясы *Eілг* әліде болса аз кезде, молекула потенциалдық шұңқыр ішінде тербелмелі қозғалыс жасайды. Осы кезде оның кинетикалық энергиясы өзара әрекеттесудің потенциаялық энергиясына және керісінше өтеді. Дененің молекулаларының жылдамдықтары және *Eілг* шамасы түрліше бола алады, бірақ молекулалардың орташа ** кинетикалық энергиясы *Пмин* мәнінен анағұрлым кіші болатын кездерде, молекулалар өздерінің орташа қалпының төңірегінде тербеліп тұрады да, зат қатты күйде қала береді.

Қыздырудың нәтижесінде дене молекулаларының  энергиясы артып, *Пмин* мәніне жақындаған кезде, зат сұйыққа айналады: <*Пмин* шарты орындалатын молекулар тербеле береді де, ал көптеген молекулалардың  шамасы *Пмин* мәнінен артық болып шығып, олар жаңа қалыпқа көшеді: затта аққыштық пайда болады.

Дененің температурасын одан да бетер арттырған кезде,  мәні *Пмин* мәнінен артық болып шығып, молекулалық өзара әрекеттесу күші молекулаларды бір-бірінің жанында ұстап тұра алмайды да, олар бос кеңістікке шашырап кетеді, яғни газ күйіне көшеді. Сонымен, *егер <<Пмин болса, онда зат қатты; егер ≈Пмин болса, онда зат сұйық; ал егер >>Пмин болса, онда зат газ түрінде болады.*

Мынандай сұрақ тууы мүмкін: неліктен бірдей температура кезінде бір заттар қатты, екінші заттар сұйық, ал үшінші заттар газ күйінде болады? Бұл былайша түсінідіріледі: потенциалдық қисықтың түрі барлық заттардың молекулалары үшін де бірдей түрде болса да, потенциалдық шұңқырдың *Пмин* тереңдігі және *r*0 мәндері заттың тегіне тәуелді болады. Сондықтан бірдей *Т* темпреатура кезінде бір заттар үшін <<*Пмин*, екінші заттар үшін ≈*Пмин*, ал үшінші заттар үшін >>*Пмин* болады. Бірдей *Т* температура кезінде бір заттардың қатты, екінші заттардың сұйық, ал үшінші заттардың газ тәрізді болатындығы міне осылай түсіндіріледі.

**Температура және дененің ішкі энергиясы.** Дененің қызғандығының дәрежесін сипаттайтын шаманы осы дененің *температурасы* деп атайды. Температураны өлшеуге арналған прибор *термометр* деп аталады. Медициналық немесе ауаның температурасын өлшеуге арналған термометрлер денелердің қыздырған кезде ұлғаятындығына және салқындатылған кезде сығылатындығына негізделген. Термометрлердің басқа принциптерге сүйеніп жасалғандары да кездеседі. Жоғарыда атап өткеніміздей, кез келген дененің температурасы оның молекулаларының хаостық қозғалысының энергиясымен тығыз байланысты. Денені қыздыру үшін, оның молекулаларынан энергияны алу керек.

Тәжірибе көрсеткендей, температуралары түрліше болатын екі денені жанастырған кезде температурасы жоғарырақ дене салқындайды да, ал температурасы төменірек болған дененің қызатындығы белгілі. Бұл дегеніміз – осы кезде денелер арасында энергия алмасудың болатындығы және денелердің температуралары теңескен кезде энергия алмасу тоқтайды. Осындай энергия алмасу *жылуалмасу* деп аталады. Сонымен, денелердің температурасын алдын-ала өлшеу арқылы қай денелердің жылу алмасу кезінде жылу беретіндігін, ал қайсыларының – алатындығын тағайындай аламыз. Егер өлшеулер денелердің температураларының бірдей екендігін көрсетсе, онда олардың әрбіреуінің энергиясы өзгеріссіз қалады деген сөз. Температура түсінігінің бағалылығы міне осында.

Жылуалмасу процестерін зерттеген кезде дененің ішкі энергиясы неден тұрады және олардың қай бөлігі жылуалмасу кезінде өзгереді деген сауалға жауап беру керек болады. Жоғарыда айтқанымыздай, дененің молекулаларының кинетикалық және потенциялық энергиялары болады. Молекулалардың ішіндегі атомдардың және атомдар ішіндегі электрондардың да кинетикалық және потенциялық энергиялары бар, оны *химиялық* энергия деп атайды. Атом ядроларының *ядролық* деп аталатын орасан зор энергиясы болады. *Дененің барлық бөлшектерінің кинетикалық және потенциялық энергияларының қосындысы осы дененің ішкі энергиясы деп аталады.*

Дененің ішінде оның жеке бөліктерінің арасында өне бойы энергия алмасу өтіп жатады екен, бірақ сыртқы әсерлер жоқ кезде оның ішкі энергиясы өзгеріссіз қалады. Тәжірибе көрсеткендей, *дененің ішкі энергиясы тек оның күйімен ғана анықталады және де дененің осы күйге қандай жолмен келгеніне тәуелсіз болады*. Сондықтан дененің немесе денелер жүйесының ішкі энергиясын көбіне күй функциясы деп атайды. *Ішкі энергиясы тұрақты болып қалатын денелер жүйесын тұйықталған немесе оқшауланған жүйе деп атайды.*

Молекулалық физика облысына тек молекулалары өзгеріссіз қалатын кезде өтетін құбылыстар ғана жатады. Мұндай құбылыстар кезінде дененің ішкі энергиясының өзгерісі тек оның молекулаларының кинетикалық және потенциялық энергияларының өзгерісінің есебінен ғана жүреді. Тек осы ішкі энергияның өзгерісінің ғана практикалық маңызы бар. Сондықтан осындай кездерде *дененің ішкі энергиясы деп оның барлық молекулаларының кинетикалық энергиялары мен олардың өзара әрекеттесуінің потенциялық энергиясының қосындысын түсінуіміз керек* немесе, қысқаша айтқанда, дененің молекулалық-кинетикалық және молекулалық-потенциялық энергияларының қосындысын түсінеміз.

***Пысықтауға арналған сұрақтар:***

1. Молекулалық-кинетикалық теорияның негізгі қағидалары?
2. Диффузия негізгі тұжырымдамасы?
3. Молекулалар қандай күштер арқылы әрекетеседі?
4. Молекулалардың кинетикалық энергиясының формуласы қандай?
5. Молекулалардың потенциалдық энергиясының өрнегі?
6. Заттың қандай агрегатты күйлері бар?

**2.2 Заттың газ күйі**

**Заттың газ күйінің сипаттамасы.** Газдың негізгі сипаттамаларының бірі оның молекулаларының хаостық қозғалысы болып табылады. Газ молекулаларының ілгерілемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы  олардың *Пмин* өзара әрекеттесу энергиясынан көш үлкен болады. Өзара әрекеттесу күштері молекулаларды бірінің жанында бірін ұстап тұра алмайды, сондықтан олар газға берілген кеңістіктің барлық жерлеріне тарап кетеді. Осындай жағдайларда молекулалардың орташа аралығы газ тұрған ыдыстың мөлшерлерімен және ондағы молекулалардың санымен анықталады.

Егер молекуланы радиусы молекулалық әсер радиусына тең сферамен қоршайтын болсақ, онда осы бетпен қамтылған кеңістік *молекулалық әсер сферасы* деп аталады. Кез келген молекуламен тек центрлері осы сфераның ішінде жататын молекулалар ғана әрекеттеседі. Есептеулер көрсеткендей, қалыпты жағдайларда газ молекулаларының орташа аралығы шамамен 3 *нм* болады, ал *rм* молекулалық әсер радиусына келсек, ол 1 *нм* шамалас болады. Демек, қайсы-бір уақыт мезетінде газ молекулаларының барлығының төңірегінде молекулалық әсер сферасын сызатын болсақ, онда осы сфералардың қосынды көлемі газдың алатын жалпы көлемінің тек бір азғантай ғана бөлігі болып шығады, молекулалардың көпшілігі басқа молекулалардың әсер ету сферасынан тысқары болып шығады. Бұл – газ молекулалары басқа молекулалармен (немесе ыдыстың қабырғасымен) соқтығысқанша бірқалыпты және түзу сызықты (инерция бойынша) қозғалады деген сөз. Соқтығысқан кезде молекуланың қозғалыс жылдамдығы модулі бойынша да, бағыты бойынша да өзгереді де, осыдан кейін молекула келесі соқтығысқанға дейін жаңа жылдамдықпен қозғалады.

Молекулалар бір-бірімен соқтығысқан кезде олардың арасында *Eілг* әнімен анықталатын тебілу күштері пайда болады: неғұрлым *Eілг* көбірек болса, солғұрлым тебілу күші де көбірек болады (1-сурет). *Eілг*>>*Пмин* кезінде тебілу күштері тартылу күштерінен көп үлкен болады. Сондықтан газ молекулаларының тартылыс күштерін ескермеуге болады. Зор тебілу күштерінің арқасында газ молекулалары соқтығысқаннан кейін жан-жаққа ытқып кетеді.

****>>*Пмин* кезінде потенциалдық шұңқырдың түрі, *Пмин* және *r*0 мәндері (бұлар газдың тегіне тәуелді болады), газ молекулаларының өзара әрекеттесуіне және хаостық қозғалысына әсер етпейді дерлік. Қалыпты жағдайларда түрліше газдардың қасиеттерінің көбіне бір-біріне жуық болатындығы осымен түсіндіріледі.

Бірақ, газ қатты сығылған және оның молекулаларының орташа ара қашықтығы *rм* молекулалық әсер радиусына жуық болатын кездерде тартылыс күштерін ескермеуге болмайды. Газ күшті салқындатылып ( кеміген кезде), >>*Пмин* шарты енді орындалмайтын кездерде де молекулалардың тартылыс күштері үлкен роль атқара баcтайды. Осы жағдайларда да түрліше газдардың қасиеттеріндегі ерекшеліктер біліне бастайды.

Сонымен, заттың газ күйінің негізгі ерекшелігі (онша жоғары емес қысым мен онша төмен емес температуралар кезінде) әрбір мезетте газ молекулаларының азғантай бөлігінің ғана өзара әрекеттесулерге араласатындығы және молекулалардың өзара әрекеттесуінде молекулалардың өзара тартылысын ескермеуге болатындығы болып табылады екен.

Газ молекулаларының жылулық қозғалысы тек ілгерілемелі қозғалыстан тұрады деуге болмайды. Егер газ молекулалары бірнеше атомдардан тұратын болса, онда олар соқтығысу кезінде тағы да айналмалы қозғалысқа да ие болады. Ілгерілемелі қозғалыс жылдамдығы айналмалы қозғалыс жылдамдығы тәрізді температура артқан кезде артып отырады, демек айналмалы қозғалыс та жылулық қозғалыс болып табылады. Сөйтіп, көп атомдық газдың молекулаларының жылулық қозғалысы дегеніміз ілгерілемелі және айналмалы қозғалыстар болып табылады екен.

Молекулалар ішіндегі атомдардың сонымен қатар тербелмелі қозғалыстар жасайтындығын да айта кетелік, бірақ төменгі және орташа температуралар кезінде газ молекуларының атомдарының тербелісі онша үлкен роль атқармайды, бірақ бұл қозғалыстың жылулық қозғалыстағы үлесі өте жоғары температуралар кезінде біршама болады.

**2.2.1. Броундық қозғалыс.**

Молекулалардың хаостық қозғалысының салдарының бірі газда немесе сұйықта қалықтап жүрген қатты бөлшектердің броундық қозғалысы болып табылады.

Микроскопта ғана көрінетіндей кішкентай тозаңды алайық. Ол хаостық қозғалыстағы газ молекулаларының арасында болсын делік. Мұндай тозаң молекулалармен салыстырғанда шыбын-шіркейдің ортасындағы дәудей болып көрінеді, ал қозғалыстағы молекулалар оған келіп барлық жақтарынан сансыз көп соқтығыстар жасайды. Міне осы соққылар тозаңның бетіне қысым туғызады.

*2.2 - сурет*



Ықтималдықтар теориясы негізінде біз тозаң молекуламен салыстырғанда неғұрлым үлкенірек болса, қайсы-бір уақыт мезетінде тозаңға келіп соқтығысатын молекулалардың әсер күштерінің қорытқысы солғұрлым нөлге жуығырақ болады дейміз. Бірақ молекулалардың қозғалысының хаостығының арқасында тең әсерлі күш модулі жағынан да, бағыты жағынан де өне бойы өзгеріп отырады, кейбір мезеттерде оның мәні тозаңды орнынан жылжытуға жеткілікті болуы мүмкін. Тең әсерлінің мұндай флуктуациялары (орташа мәннен ауытқулары) молекулалардың қозғалысы тәрізді берекетсіз түрде жүретіндіктен, тозаңның кеңістікте орын ауыстырулары да соған ұқсас хаостық түрде өтеді. Микроскопта тозаңның (ұсақ бөлшектің) қозғалысын бақылаулар осы айтылғанды дәлелдейді (2.2-сурет).

*Тозаңдардың хаостық түрде қозғалып жүрген молекулалардың әсерінен туатын қозғалысы броундық қозғалыс деп аталады.* Бұл қозғалыс молекулалар қозғалысының баяулатылған түрдегі суреттемесін беретін секілді. Бақылаулар көрсеткендей, температура артқан кезде броундық қозғалыстың интенсивтігі артады да, ал температура төмендегенде – түседі. Бұл қозғалысты тұңғыш рет 1827 жылы ағылшын ғалымы Р.Броун бақылады, бірақ ол оның себебін түсіндіре алған жоқ.

Броундық қозғалыс сұйықтар мен газдардағы молекулалардың бей-берекет қозғалысының болатындығын қолға ұстатқандай көрсетеді, ол – молекулалық-кинетикалық теорияның ең маңызды дәлелдемелерінің бірі болып табылады.

**Газ молекулаларының қозғалыс жылдамдығын өлшеу**. **Штерннің тәжірибесі**.Диффузия құбылысы мен броундық қозғалыс газ молекулаларының хаостық қозғалысы жайлы жақсы дәлелдеме береді. Енді осы молекулалардың қозғалыс жылдамдығын өлшеу мәселесіне де тоқтала кетейік. Ол үшін 1920 жылы орындалған О. Штерннің тәжірибесіне тоқталамыз. Оның мәнісі мынада.

*О* осін айнала қозғала алатын стол үстінде оған перпендикуляр қалыпта *А* және *В* цилиндрлік беттер бекітіледі (2.3-сурет). *В* бет тұтас, ал *А* бетте *О* оске параллель жіңішке саңылау бар. *О* остің бойында электр тізбегіне қосылатын күміс жалатылған платинадан жасалған сым вертикаль орналасқан. Одан тоқ өткен кезде ол қызып, оның бетінен күміс булана бастайды. Күмістің молекулалары жан-жаққа қарай ұшып шығып, *А* цилиндрлік беттің іш жағында қонып қалады. Күміс молекулаларының тек жіңішке шоғы ғана осы саңлау арқылы өтіп, *В* беттің *М* облысында орнығады*. М* жолақтың ені *А* беттегі саңлаудың ені арқылы анықталады. Күміс молекулалары ауаның молекулаларымен соқтығысып, шашырап кетпес үшін, қондырғының үсті жабық және оның ішіндегі ауа сорылып алынады. *А* беттегі саңылау неғұрлым тар болса, солғұрлым молекулалар жылдамдығын дәлірек анықтауға болады.



*ω*

*2.3 - сурет*

В

А

*0*

*l*

K

*r*

M

Молекулалардың *v* жылдамдығы былайша анықталады. Егер қондырғыны *О* осіне қатысты тұрақты *ω* бұрыштық жылдамдықпен қозғалысқа келтіретін болсақ, онда молекуланың саңылаудан *В* бетке дейін ұшіп өтетін *t* уақыты ішінде, oл бұрылып үлгеріп, жолақ *М* облыстан *К* облысқа жылжиды. Демек, молекуланың *r* радиус бойымен қозғалысы мен *М* нүктенің *l=КМ* қашықтыққа ығысу уақыты бірдей болады. Mолекула бірқалыпты қозғалатын болғандықтан

*t=(r–rA)/v,*  (2.5)

мұндағы *v* – іздеп отырған жылдамдық, *rA – А* цилиндрлік беттің радиусы*. В* беттің нүктелерінің сызықтық жылдамдығы *ωr* болатындықтан, *t* уақытты былайша да анықтауға болады:

*t=l/ω r.* (2.6)

Сонымен,

*(r–rA)/v=l/ωr*. (2.7)

Тәжірибе кезінде *ω*, *r* және *rA* шамалар тұрақты және алдын ала анықталатындықтан, *l* шамасын өлшеп, молекуланың *v* жылдамдығын табуға болады. Штерннің тәжірибесінде ол 500 *м/с* шамалас болып шықты.

**Молекулалардың жылдамдықтар бойынша таралуы**. Тұрақты көлем алатын газдың қайсы-бір массасын алып және оның температурасы мен қысымы уақыт бойынша өзгермейтін болса, онда газ белгілі бір *күйде* тұр дейді. Егер газдың температурасы мен қысымы ол алып тұрған көлемнің барлық нүктелерінде бірдей және уақыт бойынша өзгермейтін болса, онда газ *тепе-теңдік күйде* тұр дейді. Егер сыртқы әсерлер болмаса, онда газ осы күйде ұзақ уақыт бойы қала берер еді.

Ағылшынның ұлы ғалымы Дж. Максвелл (1831–1879) тепе-теңдік күйде тұрған газдың молекулаларының хаостық қозғалысын теориялық жолмен зерттеді. Молекулалардың қозғалыс жылдамдықтары түрліше мәндерде болуы тиіс болып шықты. Ол 1850 жылы ықтималдықтар теориясының негізінде тепе-теңдік күйдегі газ молекулаларының хаостық қозғалысының жылдамдықтары бойынша таралуының математикалық өрнегін тапты (бұл біршама күрделі формула, сондықтан ол бұл жерде келтірілмейді). Осы таралудың графигін қарастырайық.

Молекулалардың жалпы саны *n* болсын делік. Жылдамдықтары *v*1 және *v*2 аралықтарында жататын молекулалар санын *n* арқылы белгілейміз. Сонда *(Δn/n)* қатынасы жылдамдықтары берілген интервалда жататын молекулалардың жапы санының қандай бөлігі болатындығын көрсетеді.

Мысалға, азот молекулалары үшін бірдей *Δv*1=405–400 *м/с* = 5 *м/с* және *Δv*2 = 505–500 *м/с* = 5 *м/с* жылдамдықтар интервалын алатын болсақ, онда осы берілген интервалдарға келетін молекулалар саны түрліше болады, себебі берілген температура кезінде молекулалардың қозғалыс жылдамдықтарының бір мәні жиірек, екінші бір мәні сирегірек кездесетін болады.

Жылдамдықтары *Δv* азғантай интервалға келетін молекулалардың салыстырмалы саны осы интервалға пропорционал болады және осы интервал таңдап алынған облыстың жылдамдығына тәуелді болады:

*(*Δ*n)/n*=*y*Δ*v,*  (2.8)

мұндағы *у –* молекулалардың хаостық қозғалысының жылдамдығына тәуелді, яғни *v* жылдамдықтар қайсы-бір функциясы болып табылады: *y=f(v).*

Сонымен

*(*Δ*n)/n=f(v)Δv,*  (2.9)

*f(v)*=*(*Δ*n)/(n*Δ*v)* (2.9а)

функция *молекулалардың хаостық қозғалыс жылдамдықтары бойынша таралу функциясы* немесе *Максвелл функциясы* деп аталады.



*0 0,5 1,0 1,5 2,0 2,5 υсал*

*(Δn)/n*

*Δn/(nΔυсал)*

*Δυсал*

*0,6*

*0,4*

*0,2*

*1,0*

*2.4 - сурет*

Бұл функцияның графигі 2.4-суретте келтірілген. Максвелл функциясының максимумына сәйкес келетін жылдамдықты *ең ықтимал жылдамдық* деп атайды және *vы* деп белгілейді. 2.4-суретте жылдамдықтар салыстырмалық *vcaл*=*v/vы* бірліктермен берілген, сонда оны, графикті, түрліше температуралар мен түрліше газдар үшін қолдануға болады.

Егер *Δvсал* жылдамдықтар интервалын беретін болсақ, онда жылдамдықтары осы интервалға келетін молекулалардың салыстырмалық саны 2.4-суреттегі штрихталан ауданмен беріледі. Максвелл функциясының графигімен және абциссалар осімен шектелетін аудан молекулалардың жалпы санын береді.

**Газдағы молекулалардың бірлік уақыттағы соқтығысулар саны және еркін өту жолының ұзындығы.** Хаостық қозғалыстар кезінде газ молекулаларының бір-бірімен орасан зор санды соқтығысулары болып жатады. Қалыпты жағдайларда газдың әрбір молекуласы басқа молекулалармен орташа есеппен 1 *с* ішінде 109 реттей соқтығысады екен. Молекулалардың соқтығысулары дегеніміз шартты түсінік, өйткені олар бір-біріне жанасқанға дейін ешуақытта да жақындамайды, себебі олардың арасында орасан үлкен тебілу күштері пайда болады. (2.1-сурет). Молекулалардың бір-бірімен жақындасу қашықтығы олардың қозғалыс жыладамдықтарының өзара бағдарларына және олардың ілгерілемелі қозғалысының кинетикалық энергиясына, яғни температураға тәуелді болады. Демек, тәжірибеден табылған молекулалардың диаметрлері температураға тәуелді болады және де оларды шамамен ғана сипаттайды. Сондықтан осылайша анықталған молекулалардың диаметрлерінің сан мәндері *молекулалардың эффективтік диаметрлері деп аталады.*

*Молекуланың қатарлас екі соқтығысуының арасында жүріп өтетін жолы молекуланың еркін жүріп өту жолы деп аталады және λ әрпімен (грекше “ламбда”) белгіленеді*. Молекуланың жеке соқтығысулар арасында жүріп өтетін жолдарының бір-бірінен соншалықты айырмашылығы болып шығуы мүмкін (2.5-сурет). Сондықтан *орташа еркін өту жолының ұзындығы λ* түсінігін пайдаланады:

*=(λ1+λ2+…+λz)/.*  (2.10)

Егер ** деп газ молекуласының 1 с ішіндегі орташа соқтығысулар санын белгілесек, онда (2.10) формуланың алымындағы қосынды молекуланың бір секундтегі жолын беретін болады, яғни молекуланың ** орташа қозғалыс жылдамдығын береді. Сонда,

*.*  (2.10,а)

*λ1*

•

•

*λ2*

*λ3*

*λ4*

*λ5*

*λ6*

*λ7*

*2.5 - сурет*



R

*dэф*

‾

*V*

*2.6 - сурет*

Қалыпты жағдайларда ауаның молекулалары үшін  шамамен 10-7 *м* немесе 0,1 *мкм* болады. Есептеулер көрсеткендей, осындай жағдайларда ауа алатын кеңістіктің 0,04%-і молекулалардың өздерінің көлеміне келеді де, ал қалған 99,96%-і молекулалардан бос кеңістікке келеді екен.

Енді 1 *с* ішіндегі молекуланың соқтығысулар санын бағалап көрейік. Шартты түрде молекуланың 1 *с* ішінде өтетін жолын ұзындығы  болатын түзу сызық түрінде өрнектейік (2.6-сурет). Қоршаған ортада бірлік көлемге *n0* молекулалар келетін болсын. Сонда біздің молекула түзу бойымен қозғала отырып, центрлері, *R* радиусы молекуланың *dэф* эффективтік диаметріне тең болатын цилиндрдің ішінде жататын барлық молекулалармен соқтығысып шығады.

Бұл цилиндрдің көлемі *πR*2=*πd2эф* болатындықтан, ондағы молекулалар саны *πd2эф**n0* болады. Молекулалардың осындай санымен 1 с ішінде соқтығысулар болып өтеді. Сонымен =*πd2эф**n0*. Дәлірек есептеулер мынаны береді:

=*πd2эф**n0.* (2.11)

 шамасының табылған (2.11) мәнін (2.10,а)-ға қойып, мынаған келеміз:

=*(**πd2эф**n0)-1.*(2.12)

**Газдың қысымы. Манометрлер**. Газдың молекулалары ыдыстың қабырғасына келіп cоғып, оған қысым түсіреді. Газ молекулаларының ілгерілемелі қозғалысының кинетикалық энергиясы және олардың бірлік көлемдегі саны неғұрлым көбірек болған сайын, бұл қысым солғұрлым көбірек болады. Қысымның беттің бірлік ауданына түсірілетін күшпен өлшенетіндігін білеміз:

. (2.13)

Қысымның СИ жүйесындағы бірлігін шығарайық:

*Р*=1 *Н*/1 *м*2=1 *Н*/*м*2=1 (*кг. м/с*2)*/м*2=1 *кг/(м.с*2*)*=1 *Па*.

Си жүйесында қысымның өлшем бірлігі ретінде *паскаль* (*Па*) қабылданған. 1 *м*2 ауданға 1 *Н* қысым күші әсер ететін кездегі қысым паскаль деп аталады. Практикада басқа да қысым бірліктерін пайдаланады: техникалық атмосфера, сынап бағанының миллиметрі және физикалық атмосфера. 1 *кГс* күштің 1 *см*2 ауданда тудыратын қысымын *техникалық атмосфера* деп атайды (ат):

1 *ат*=1 *кГс/см*2=9,81⋅104 *Н/м*2=9,81⋅104 *Па*.

*Сынап бағанының миллиметрі* деп (*сын. бағ. мм*) биіктігі 1 *мм* сынап бағанының горизонталь бетке түсіретін қысымы аталады. Сұйық ішіндегі *h* тереңдіктегі оның салмағынан туатын қысым

*P=ρgh* (2.14)

формуламан есептелетін болғандықтан, мынандай қатынасты жеңіл тағайындауға болады:

1 *сын. бағ. мм.*=(13,6⋅103 *кг/м*3)⋅9,81 *м/с*2⋅10-3 *м*=133 *Па.*

*Физикалық атмосфера* деп (*атм*) биіктігі 760 *мм* сынап бағанының горизонталь бетке түсіретін қысымы аталады:

1 *атм* =1,033 *ат*=1,013⋅105 *Па*.

Қысымның осы мәні *қалыпты атмосфералық қысым* ретінде қабылданған. Қысымды өлшеуге арналған прибор *манометр* деп аталады. Газдың үлкен мәнді қысымдарын *металл манометрмен* өлшейді (2.7-сурет). Оның негізгі бөлігі майыстырылған металл түтік *А* болып табылады. Оның ашық ұшы *В* түтікке дәнекерленген, ал жабық шеті стрелкаға жалғанған. Егер *В* кранды ашатын болсақ, онда газ *А* түтікке өтіп, оны түзетеді. Мұның себебі *А* түтіктің дөңес бетінің ауданы оның ойыс бетінің ауданынан артық, ал газ қысымы барлық бағыттарда бірдей болады; сондықтан түтіктің ішінде қысым күші ойыс бетке қарағанда дөңес бетке артығырақ болады да, ол *А* түтікті түзетуге тырысады. Оның шеті стрелканы прибордың шкаласы бойында орын ауыстыртады. Кішкентай қысымдарды өлшеу үшін *сұйықтық жабық* *манометрді* (2.8-сурет) пайдаланады. Егер оның ашық шетін газ қысымы аз болатын ыдыспен жалғастырсақ, онда жабық буындағы сұйықтың деңгейі төмендейді. Ыдыстағы қысымды манометрдің жабық және ашық буындарындағы сұйық деңгейлерінің айырымы бойынша табуға болады.



*K*–

B

A

*3*

*4*

*5*

*6*

*7*

*8*

*1*

*9*

*2*

*12*

*10*

*1*

*1*

*2.7 - сурет*



*2*

*2*

*0*

*0*

*1*

*1*

*2*

*2*

*1*

*1*

*2.8 - сурет*

**Вакуум жайлы түсінік**. Жер бетіне таяу жерлерде ауаның бірлік көлеміндегі молекула саны *nл* Лошмидт тұрақтысымен анықталады. Егер алып тұрған қайсы-бір кеңістікте бірлік көлемдегі *n*0 молекулалар саны *nл* Лошмидт тұрақтысынан кем болса, онда бұл кеңістікте сиретілген газ (вакуум) бар деп есептейді. Тұйықталған кеңістікте газ неғұрлым сиретілген, яғни оның молекулаларының *n*0 концентрациясы неғұрлым төмен болса, солғұрлым осы кеңістікте жоғары вакуум бар деп есептеледі.

(2.11) және (2.12) формулалардан, *n*0 саны төмендеген кезде молекулалардың 1 с ішіндегі орташа соқтығысулар санының азаятындығы, ал орташа еркін өтудің  жолының артатындығы шығады. Сондықтан жоғары сиретілу кезінде (өте азғантай *n*0 концентрация кезінде) орташа еркін өтудің  жолы ыдыстың мөлшерлерімен шамалас болып шығуы мүмкін. Осы ыдыстағы газды одан әрі сиреткен кезде мәнінің одан әрі өзгермейтіндігі анық. Егер газ молекулаларының орташа еркін өту жолы **** тек ыдыстың мөлшерлерімен ғана анықталатын болса, онда ыдыста *жоғары вакуум* бар деп саналады. Осы кезде молекулалардың басым көпшілігі ыдыстың қабырғалары арасында емін-еркін қозғалып жүреді де, тек сирек жағдайларда ғана бір-бірімен соқтығысып отырады.

Жоғары вакуум кезінде көлемі 2-3 *л* ыдыстың 1 *см*3 көлемінде әлі де болса 1000 миллиардтай молекулалар болады, ал осы газдың қысымы шамамен 10-2 *Па* (10-4 *сын. бағ. мм*) болады. Осы заманғы техниканың көмегімен газдың қысымын 10-9  *Па* (10-11 *сын. бағ. мм*) шамасынан кем болатын етуге болады. Осы кезде әліде болса 1 *см*3 көлемде бірнеше жүз мың газ молекулалары болады.

Табиғатта ең жоғары мүмкін вакуумді кеңістікте ешбір молекулалар мен басқа бөлшектер жоқ кезде алуға болады (латынның “вакуум” деген сөзі “бостық” дегенді білдіреді). Бірақ бөлшектер жоқ кеңістікті бос деп санауға болмайды, өйткені онда әрқашанда гравитациялық және электромагниттік өрістер болады.

## 

## 2.2.2 Идеал газ

Табиғаттағы ма, техникадағы ма құбылыстарды зерттеген кездерде осы құбылыстардың өтуіне әсер ететін барлық факторларды ескеру мүмкін емес, ондай кезде біз шым-шытырықтан шыға алмаған болар едік. Осы факторлардың біреулерін ескермеген кезде құбылыс түгел тұрпатын жоғалтатын болса, екінші біреулерін ескермегеннен құбылыстың негізгі сипаты өзгермейтін секілді. Міне осы соңғы типтегі факторларды ескермегеннен келіп-кетер ештеңе жоқ болып көрінетіндей секілді жағдайды құбылысты идеалдау деп атайтын боламыз, немесе құбылыстың ықшамдалған моделін жасаймыз да, осы моделдің негізінде теориялық жолмен құбылыстың өтуін зерттейміз. Енді осындай идеалданған түсініктердің бірін қарастырайық.

Жоғарыда айтылып кеткендей, газдың физикалық қасиеттері оның молекулаларының хаостық қозғалысымен анықталады, газ молекулаларының өзара әрекеттесуі оның қасиеттеріне онша әсер етпейді, әрі бұл әрекеттесу соқтығысулар сипатында болады да, көбіне газ молекулаларының бір-біріне тартылысын ескермейді. Тебілу күштері молекулалардың соқтығысуы кезінде азғантай уақыт ішінде ғана білінеді де, газ молекулалары қозғалыс уақытының басым үлкен бөлігін еркін бөлшектер түрінде өткізеді.

Осыларға сүйене отырып, молекулаларының арасында тартылыс күші жалпы болмайтын және олардың арасындағы әрекеттесу күшін тіптен ескермей, еркін бөлшектер деп санауға болатын идеал газ моделін кіргізуге мүмкіндік аламыз. Егер газдың осындай моделін қабылдауға болатын болса, онда реал газдардың қасиеттері олардың тегіне тәуелсіз болады. Азғантай қысымдар мен онша төмен емес температуралар кезінде бұл шындығында да осылай болады да.

Газ молекулаларының меншікті көлемінің газ алып тұрған көлемнің тек өте азғантай мөлшеріне сәйкес келетіндігін еске алайық (егер оншалықты сығылмаған болса), бұл да газ молекулаларының тегінің қасиеттеріне әсер етпейтіндігінің куәсі. Демек, идеал газ молекулаларының меншікті көлемі газ алып тұрған көлеммен салыстырғанда мардымсыз аз болуы тиіс. Міне осы мәністе бір атомдық идеал газдың молекулаларын материалдық нүктелер деп, ал көп атомдық молекулаларды материалдық нүктелердің қатқыл байланысқан жүйесы деп қарастыруға болады.

Сонымен, *молекулаларының арасындағы өзара әрекеттесуді ескермеуге болатын және молекулалардың өздерін материалдық нүктелер деп алуға болатын газды идеал газ деп алуға болады екен.* Идеал газдың молекулалары ешбір жағдайларда да бір-бірілеріне тартылмайтын болғандықтан, ол кез-келген сыртқы жағдайлар кезінде де газ күйінде қала беруі тиіс.

Идеал газ моделінің пайдалы жері – барлық реал газдар азғантай қысым мен онша төмен емес температуралар кезінде идеал газ үшін дәлме-дәл орындалатын жалпы заңдарға бағынады. Идеал газ қасиеттерін зерттеу табиғат құбылыстары жайлы бірқатар теориялық қорытындылар жасауға мүмкіндік береді.

Жоғары қысымдар кезінде реал газ молекулалары бір-біріне соншалықты жақындап, тартылыс күштері үлкенірек роль атқара бастайды. Молекулалардың осындай кездердегі қасиеттеріне олардың меншікті көлемдері де қатты әсер ете бастайды. Сондықтан жоғары қысымдар кезінде реал газдардың қасиеттері олардың тегіне тәуелді болады және де бұл қасиеттер идеал газ қасиеттерінен көш алшақ болады. Бұл айтқанымызды төменгі температуралар кезіндегі реал газдарға да таратуға болады. Өзінің қасиеттері бойынша идеал газға онша үлкен емес қысымдар мен онша төмен емес температуралар кезіндегі сутегі мен гелий жақын келеді.

**2.2.3 Газдардың молекулалық-кинетикалық теориясының негізгі теңдеуі.**

Ыдыстың қабырғасына газдың түсіретін қысымы молекулалардың соққыларының арқасында пайда болатындығын білеміз. Әрбір молекуланың ілгерілемелі қозғалысының кинетикалық энергиясы неғұрлым үлкен болса, оның қабырғаға соққан кездегі пайда болатын күші де солғұрлым үлкен болады. Сонымен қатар, бірлік көлемдегі молекулалардың *n*0 саны неғұрлым үлкен болса, солғұрлым молекулалар қабырғаға жиірек соқтығысатын болады. Сондықтан*, газдың қысымы газ молекулаларының ілгерілемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясына және олардың бірлік көлемдегі санына тура пропорционал болады:*

*p*=(2/3)*n*0 . (2.15)

Бұл формуланы молекулалық-кинетикалық теорияның негізінде де шығаруға болады. (2.15) формула газдардың *молекулалық-кинетикалық теориясының негізгі теңдеуі* деп аталады.

**Тұрақты көлем кезінде газ қысымының температураға тәуелділігі.** Енді газдың массасы мен көлемі тұрақты болып қалатын кезде оның қысымының температураға қалай тәуелді болатындығын қарастырайық.



*M*

*2.9 - сурет*

Ішінде газы бар жабық ыдысты алып, оны қыздырайық (2.9-сурет). Газдың температурасы термометрмен, ал қысым манометрмен анықталады. Әуелі ыдысты еріп жатқан қарға қойып, 00 С температура кезіндегі оның *р*0 қысымын белгілейік те, содан кейін сыртқы ыдысты бірте-бірте қыздыра отырып, газдың *р* және *t* шамаларының мәндерін жазып отырайық. Сонда осы тәжірибе кезінде алынған мәндер үшін *р* шамасының *t* мәндеріне тәуелділігі графигі түзу сызық түрінде болады екен. (2.10, а-сурет). Егер осы графикті солға қарай созатын болсақ, онда ол абциссалар осімен газдың нөлдік қысымына сәйкес келетін *А* нүктесінде қиылысады.

*p*

*Δ p*

*Δ t*

*p0*

*A*

*-273*

*0*

*t,0C*

*A*

*-273*

*0*

*t,0C*

*p*

*б)*

*a)*

*2.10 - сурет*

2.10, а-суреттегі үшбұрыштардың ұқсастығынан

*р*0/*ОА*=*Δр/Δt*,

немесе 1*/ОА=р/(р0⋅Δt)*

деп жазуға боады. Егер 1*/ОА* тұрақтыны *γ* деп белгілесек, онда

*γ=Δp/(p0Δt)*, (2.16)

*Δp=γp0Δt*. (2.16,а)

Физикалық мағынасы бойынша осы аталған тәжірибелердегі пропорционалдық коэффиценті *γ* газ қысымының оның тегіне тәуелділігін көрсету керек.

*Газдың берілген массасы үшін оның қысымының температураға тәуелді өзгерісі процесі кезінде газ қысымының оның тегіне тәуелділігін сипаттайтын γ шамасын қысымның температуралық коэффиценті деп атайды. Қысымның температуралық коэффициенті газды 1 0С-ға қыздырған кезде оның қысымының газдың 00С кезіндегі қысымның қандай бөлігіне өзгеретіндігін көрсетеді* (2.16). *γ* температуралық коэффициенттің СИ жүйесындағы бірлігін шығарайық:

*γ*=1 *Па*/(1 *Па*⋅10*С*)=10*С*-1.

Осы тәжірибені түрліше газдар үшін және түрліше массалары үшін қайталай отырып, тәжірибе дәлелдігі шегінде барлық графиктер үшін *А* нүктесі бір жерде болып шығатындығын көруге болады (2.10 б-сурет). Осы кезде *ОА* кесіндісінің ұзындығы 2730*С* болып шығады. Сонымен, газ қысымы нөлге айналатын температура барлық жағдайларда да бірдей және 2730*С* мәніне тең болады екен, сонда қысымның температуралық коэффициенті

*γ*=1/*ОА*=(1/273)0*С*-1

*γ* коэффициентінің дәл мәні 1/273,150*С*-1 екендігін ескерте кетейік. Есептерді шығарған кезде көбіне *γ* коэффициенттің 1/2730*С*-1 болатын жуық мәнін пайдаланады. *γ* мәнін тәжірибеде 1787 жылы француз ғалымы Ж. Шарль тағайындады: *қысымның температуралық коэффициенті газдың тегіне тәуелсіз және 1/273,150С-1 болады.* Шарль заңына дәлме-дәл тек идеал газ ғана бағынады. Енді газдың кез келген *t* температура кезіндегі *pt* қысымын тағайындайық. 2.10, а-суреттен көріп отырғанымыздай

*Δp = pt – p*0*, Δt =t –* 0 *= t.*

*Δp* және *Δt* шамаларының осы мәндерін (2.16, а) формулаға қойып, мынаны аламыз:

*pt – p*0 *= γ p*0 *t*, немесе *pt= p*0 *(1+ γ t)* (2.17)

*γ* =1/273 0С болатындықтан, есептер шығарған кезде (2.17) формуланы мынандай түрде пайдалануға болады:

*pt* = *p*0 [1+ (1/273 0*C*) *t*]. (2.18)

**Абсолют нөль.** Өткен параграфта біз 10-суреттегі *А* нүктесінің *р*=0 мәніне сәйкес келетіндігін көрдік. Енді қандай жағдайларда идеал газ қысымның нөлге тең болатындығын тағайындайық. Газдың қысымы хаостық қозғалыстағы молекулалардың соқтығысуларымен анықталатын болғандықтан, газды салқындатқан кезде оның қысымының төмендеуі газ молекулаларының ілгерілемелі қозғалысының орташа  энергиясының азаюымен түсіндіріледі; газ молекулаларының ілгерілемелі қозғалысының энергиясы нөлге тең болған кезде газдың қысымы да нөлге тең болады. Бұл (2.15) формуладан да көрініп тұр:

*p*=(2/3)*n0*.

Газды салқындатудың да шегі болады екен, ол молекулалардың ілгерілемелі қозғалысының жоғалуына сәйкес келеді: *молекулалардың ілгерілемелі қозғалысының тоқталуына сәйкес келетін температураны абсолют нөл деп атайды*. Идеал наз кез келген температуралар кезінде газ күйінде қалатындықтан, (2.18) формула абсолют нөл үшін де орындалады. Сондықтан

0 = *p*0[1+(1/273 0*C*) *t*].

*p0*≠0 болатындықтан:

1+(1/273 0*C*) *t*=0, немесе *t* = –273 0*C*.

*t* үшін бұл мәннің 2.10, б-суреттен шығатындығын ескерте кетелік. Абсолют нөлдің дәл мәні – 273,15 0*С*.

Ағылшын ғалымы В. Кельвин осы алынған абсолют нөл мәні барлық заттардың молекулаларының ілгерілемелі қозғалысының тоқталуына сәйкес келеді деген идея көтереді. Абсолют нөлден төмен температура табиғатта кездеспейді, өйткені абсолют нөл температура кезінде дененің молекулаларынан жылулық энергияны алуға болмайды және де дененің температурасын да одан әрі төмендетуге тағы болмайды (себебі жылулық қозғалыс энергиясы теріс бола алмайды). Теориялық тоқтамдар дененің температурасын абсолют нөлге дейін де төмендетуге болмайды дейді. Бірақ абсолют нөлге өте жуық жақындауға болады. Физикалық лабораторияларда абсолют нөлден айырмашылығы градустың бірнеше мыңдаған үлесіне дейін ғана жететін температуралар алынған.

Абсолют нөлге жақындаған кезде кез келген қозғалыстар емес, тек молекулалардың жылулық қозғалысы ғана тоқталады, ал молекулалардың ішіндегі элементар бөлшектердің қозғалысы тоқталмайды.

**2.2.4 Температураның термодинамикалық шкаласы.**

Практикада нөл градус ретінде шартты түрде қалыпты қысым кезінде мұздың еру температурасы алынатындығын білеміз, ал жүз градус үшін қалыпты қысым кезіндегі судың қайнау температурасы алынады. Температуралардың осы интервалының жүзден бір бөлігі температураның практикалық бірлігі – *Цельсий градусы* (0*С*) болып табылады. Бірақ та сынап және спирт термометрлерде 00*С* және 1000*С* аралығындағы интервалды жүзге бөлген кезде олардың көрсетулері тек 00*С* және 1000*С* кездерінде ғана дәлме-дәл түседі. Демек, қыздырған кезде бұл заттардың ұлғаюы біркелкі өтпейді. Сөйтіп, біртұтас температуралық шкаланы мұндай тәсілмен алу мүмкін емес.

Біртұтас температуралық шкаланы алу үшін қыздырғанда немесе салқындатқан кезде өзгерісі термометрлік заттың тегіне тәуелсіз болатын шаманы табу керек. Мұндай термометрлік шама ролін газдың қысымы атқара алады, себебі қысымның температуралық коэффициенті онша тығыз емес газ үшін газдың тегіне тәуелсіз және мәні идеал газ үшін мәндей болады. Ең тәуір термометрлік дене ролін идеал газ атқарған болар еді. Сиретілген сутегі газдың қасиеттері идеал газ қасиеттеріне жақын келетіндіктен, температураны өлшеудің ең тиімді жолы оны сутектік термометрмен өлшеу. Бұл термометр деп отырғанымыз сезгіш манометрге жалғанған сиретілген сутегісі бар жабық ыдыс. Сутегінің қысымы мен температурасы (2.17) қатынаспен байланысқандықтан, манометрдің көрсетуі бойынша температураны анықтауға болады.

Қалыпты қысым кезінде нөл градусы мұздың еру температурасына, ал жүз градусы судың қайнау температурасына сәйкес келетін температуралар шкаласы *Цельсий шкаласы* деп аталады.

Байқалатын құбылыстардың физикалық мәнісін тереңірек түсіндіретін және термометрлік денеге тәуелсіз болатын температуралар шкаласын В. Кельвин ұсынды. Бұл шкаланы *температуралардың термодинамикалық шкаласы* немесе кейде *Кельвин шкаласы* дейді. Бұл шкалада санақ басы ретінде абсолют нөл температура алынған да, ал градустың мөлшері Цельсий градусының мөлшерімен бірдей болатындай етіп алынған.

T,K

*t,0C*

*100*

*-273*

*-100*

*0*

*0*

*173*

*273*

*373*

*2.11 - сурет*

ХБ жүйесінде температура бірлігі негізгі бірліктердің бірі болып табылады және де *кельвин* деп (*К*)аталады.

Термодинамикалық температураны абсолюттік деп те атайды және *Т* арқылы белгілейді. Ол жүз градустық шкала бойынша температурамен мына қатынаспен байланысқан:

*Т*=273,15+*t.*  (2.19)

Көбіне жуықталған формуламен шектеледі:

*Т*=273+*t.*  (2.20)

Бұл байланыс схемалық түрде 2.11-суретте көрсетілген. Одан көріп отырғанымыздай, абсолют температура теріс бола алмайды екен.

*p1*

T,K

*T2*

*p2*

*p*

*0*

*273T1*

*2.12 - сурет*

**Больцман тұрақтысы**. Егер 2.10, а-суреттегі *р* қысымның температураға тәуелділігін көрсететін графиктерде координаттар басын *А* нүктесіне апарып қойсақ, онда график координаттар басы арқылы өтетін болады. *ОА* кесіндінің ұзындығы 2730*С* болатындықтан, температураның барлық мәндері 2730*С*-ге артады. Бұл (2.20) формулаға сәйкес келеді: *T*=273+*t*, яғни абциссалар осіне енді абсолют температураның мәндері салынады (2.12-сурет). Осы кезде *р* және *Т* арасында тура пропорционалдық тәуелділік пайда болады. Шындығында да 2.12-суреттегі үшбұрыштардың ұқсастығынан

*р*1/*Т*=*р*2/*Т* (2.21)

екендігі шығады.

Сөйтіп, бір жағынан газдың қысымы оның *Т* абсолют температурасына тура пропорционал болады да, екінші жағынан ((2.15) бойынша) ол газ молекулаларының ілгерілемелі қозғалысының орташа  кинетикалық энергиясына тура пропорционал болады (берілген масса мен көлем үшін). Бұл дегеніміз  шамасы газдың *Т* абсолют температурасына тура пропорционал деген сөз. Австрия ғалымы Л. Больцманның ұсынысы бойынша  шамасының *Т* температураға тәуелділігінің пропорционалдық коэффициентін (3/2) *k* түрінде жазады:

=(3/2)*kT.*  (2.22)

 шамасының осы мәнін (2.15) формулаға қоямыз да: *р*=(2/3)*n0* мынандай қарапайым формулаға келеміз:

*p*=*n0kT.*  (2.23)

(2.23)-дан көріп отырғанымыздай, *газдың қысымы оның тегіне тәуелсіз болады, ол тек молекулалардың n0 концентрациясымен және газдың Т температурасымен ғана анықталады*. (2.22) және (2.23) формулалардағы *k* тұрақты *шаманы Больцман тұрақтысы* деп атау қабылданған. СИ жүйесында оның мәні мынандай болады:

*k*=1,38⋅10-23 *Дж/К.*

(2.22) формуладан *молекулалардың ілгерілемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясының мәнінің газдың тегіне тәуелсіз болатындығы, оның тек газдың температурасына ғана тәуелді болатындығы шығады*.

Берілген *Т* температура кезінде түрліше газдар үшін молекулалардың ілгерілемелі қозғалысының энергияларының орташа мәндері бірдей болатындықтан, *m*1*v*2*o.k.*1/2=*m*2*v*2*o.k.*2 деп жазуға болады, осыдан:

*m*1*vo.k.*1=*m*2*vo.k*.2=. (2.24)

*Бірдей температура кезінде молекулалардың қозғалысының орташа квадраттық жылдамдықтары молекулалардың массаларының квадрат түбіріне кері пропорционал болады.*

## 2.2.5 Идеал газдың күй теңдеуі

**Газдың термодинамикалық параметрлері**. Көріп отырғанымыздай, газдың қасиеттерін сипаттау үшін молекулалар әлемін (микро әлемді) сипаттайтын шамаларды пайдалануға болады. Бұлар: молекуланың энергиясы, оның жылдамдығы, массасы т.с.с. Мұндай шамалардың сан мәндерін тек есептеулер жүргізу арқылы ғана анықтауға болады. Барлық осындай шамаларды *микроскопиялық шамалар* деп атайды (“микрос” – грекше кішкентай деген мағына береді).

Бірақ газ қасиеттерін сипаттау үшін сандық мәндері приборлардың көмегімен өлшеулер арқылы анықталатын шамаларды, мысалға, газдың қысымын, температурасын және көлемін пайдалануға да болады. Мұндай шамалардың мәндері молекулалардың орасан зор санының көмегімен анықталады, сондықтан оларды макроскопиялық шамалар (“макрос” – грекше үлкен дегенді білдіреді).

(2.15) қатынас *р*=(2/3)*n0***** газдардың микроскопиялық және макроскопиялық шамаларының арасындағы байланысты тағайындайды. Сондықтан да (2.15) формуланы газдардың молекулалық-кинетикалық теориясының негізгі теңдеуі деп атайды. Газ күйін сипаттайтын макроскопиялық шамаларды *газдың термодинамикалық параметрлері деп атайды. Газдың ең маңызды термодинамикалық параметрлері оның V көлемі, р қысымы және Т температурасы болып табылады*.

Егер газдың белгілі бір *m* массасын алатын болсақ, онда тұрақты *р*, *V* және *Т* кезінде газ тепе-теңдік күйде болады. Осы параметрлер өзгерген кезде газда қандай да бір процесс өтіп жатады. Егер осы процесс бірінің артынан бірі ілескен газдың тепе-теңдік күйлерінің қатарынан тұратын болса, онда бұл процесс *тепе-теңдік процесс*деп аталады. Тепе-теңдік процесс өте баяу өтуі тиіс, себебі параметрлердің өте тез өзгерісі кезінде газдың қысымы мен температурасы оның көлемінің барлық нүктелерінде сәйкес түрде бірдей мәндер қабылдап үлгере алмайды. Бұл тарауда біз тек тепе-теңдік процесстерді ғана қарастыратын боламыз, әрі газдың массасы тұрақты болады деп санаймыз.

Газдағы процесс аяқталған кезде газ жаңа күйге өтеді, ал оның параметрлері өздерінің бастапқы мәндерінен өзгеше болатын жаңа мәндерді қабылдайды. Егер тұрақты масса кезінде газдың барлық параметрлерінің мәндері процестің басында және ақырында бірдей болып шықса, онда процесс *дөңгелек* немесе *тұйықталған процесс* деп аталады.

Қайсы-бір параметрлердің процестің басындағы және ақырындағы мәндерінің арасындағы байланысты тағайындайтын қатынас *газ заңы* деп аталады. Газдың барлық үш параметрлерінің арасындағы байланысты өрнектейтін заң *біріккен газ заңы* деп аталады. Тағы бір айта кететін нәрсе, газдың бір ғана параметрі өзгеретін процесс кездеспейді, себебі барлық параметрлердің мәндері өзара байланысты болады. *р* және *Т* арасындағы байланысты өрнектейтін Шарль заңы осының мысалы бола алады.

**Біріккен газ заңы**. Газдың берілген массасы үшін оның қысымы, көлемі және температурасы арасындағы байланыс (2.23) қатынастың көмегімен тағайындалады:

*р*=*n0kТ.*

*n0* дегеніміз газдың бірлік көлеміндегі молекулалар саны болатындықтан, *n0*=*N/V* болады, мұндағы *N* – молекулалардың жалпы саны, *V* – газдың көлемі. Сонда

*р*=*(N/V)kТ*, немесе *рV/T*=*Nk*  (2.25)

болады. Газдың берілген массасы үшін *N* саны өзгеріссіз қалатындықтан, *Nk* көбейтіндісі де тұрақты болады, яғни

*pV/T*=*const.*  (2.26)

(2.26)-дегі *р, V* және *Т* мәндері газдың бір ғана күйіне жататын болғандықтан, **газдың біріккен заңын** былайша тұжырымдауға болады: *тұрақты газ массасы кезінде газдың абсoлют температурасына бөлінген көлемнің қысымға көбейтіндісі газдың осы массасының кез-келген күйлері үшін тұрақты шамаға тең болады*. Демек, егер газдың берілген массасы үшін параметрлердің процестің бас кезіндегі мәндерін *р*1*, V*1 және *Т*1 арқылы белгілесек, ал процестің ақырындағы мәндерін *р*2*, V*2 және *Т*2арқылы белгілесек, онда

*Р*1*V*1*/T*1*= Р*2*V*2*/T*2. (2.27)

(2.26) және (2.27) формулалар біріккен газ заңының математикалық өрнегі болып табылады. Практикада газдың берілген массасының *қалыпты* *жағдайлардағы* *V0* көлемін, яғни газдың *Т0*=273 *К* және *р0*=1,013.105 *Па* кезіндегі көлемін анықтау керек болады. Егер газдың осы массасы үшін оның параметрлерінің қалыпты күйден өзгеше басқа кез-келген бір күйдегі мәндерін *р, V* және *Т* арқылы белгілесек, онда (2.27) негізінде *V*0 *p*0 */ T*0 *= V p/ T* болады, немесе

*V*0 *= V p T*0 */P*0 *T.*  (2.28)

(2.28) формула газдың берілген массасының көлемін қалыпты жағдайларға келтіруге мүмкіндік береді.

**Универсаль газ тұрақтысы**. (2.25) формула құрамында *N* молекулалар болатын кез-келген газ массасы үшін орындалады. Егер осы формуланы қайсы-бір газдың бір моліне қолданатын болсақ, онда *N* санын *NA* Авогадро тұрақтысымен алмастыру қажет, ал көлемді газдың бір молінің *Vмоль* көлемімен алмастырамыз:

*PVмоль/T=NAk.*

Кез келген газдың бір молінде молекулалардың бірдей *NA* саны болатындықтан, *NAk*  *көбейтіндісінің мәні барлық газдар үшін бірдей болады, яғни ол газдың тегіне тәуелсіз болады*. *NAk* көбейтіндісі *R* әрпімен белгіленеді және *универсаль (мольдік) газ тұрақтысы* деп аталады. Сонымен

*PVмоль/T=R,*  (2.29)

мұндағы

*R=NAk*. (2.30)

Егер (2.29) формуланы қалыпты жағдайлардағы газдың бір моліне қолданатын болсақ, онда *R* тұрақтының мәнін анықтауға болады, себебі бұл кезде *Vмоль=*22,4 10-3 *м*3/*моль* болатындығын білеміз. Шындығында да

,

яғни

*R*=8,31 *Дж/(моль⋅К).*

Енді *k* Больцман тұрақтысының мәнін анықтайық. (2.30)-дан  екендігі шығады. Осыдан *R* және *NA* мәндерін қойып, *k* тұрақтыны табамыз:

.

**Клапейрон-Менделеев теңдеуі**. **Газдың тығыздығы.** *N* дегеніміздің газдың *m* массасындағы молекулалар саны, ал *NA* дегеніміздің бір молдегі молекулалар саны екендігі ескере отырып,

*N = ν NA*

деп жазуға болады, мұндағы *ν* – газдың *m* массасындағы молдер саны. Сондықтан

*p V / T = ν NA k.*

Егер *NA k = R,* ал *ν* шамасының газдың бір молінің *μ* массасына бөлінген *m* газ массасына тең екендігін ескерсек, онда

 немесе . (2.31)

(2.31) қатынасы *Клапейрон-Менделеев теңдеуі* немесе идеал газдың кез келген массасы үшін *күй теңдеуі* деп аталады. Идеал газдың бір молі үшін Клапейрон-Менделеев теңдеуі

*pVмоль=RT*  (2.32)

түрінде жазылады. (2.31) формуланың көмегімен газдың тығыздығының қандай шамалар арқылы анықталатындығын тағайындауға болады. *ρ=m/V* болатындықтан, (2.31) теңдеуден:

*ρ = p μ / R T.*  (2.33)

**Газ молекулаларының орташа квадраттық жылдамдығының температураға тәуелділігі**. Енді газ молекулаларының орташа квадраттық жылдамдығын есептеулер арқылы табуға болатындығына тоқталайық. Газ молекулаларының ілгерілемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы *****=(*3/2*)kT* болатындықтан, *m v0.k*2*/* 2 = 3/2 *kT* деп жазуға болады, осыдан

. (2.34)

(2.34) формуладағы *m* деп отырғанымыз килограмдармен алынған бір молекуланың массасы. *k=R/NA* болатындықтан  болады. *mNA* дегеніміз газдың бір молінің *μ* массасы болатындықтан

 (2.35)

болады, ақыры (2.33)-дан  екендігі шығады, сондықтан

. (2.36)

Орташа квадраттық жылдамдықты (2.34)-(2.36) формулалардың кез-келгенінен табуға болады. Максвелл функциясынан орташа арифметикалық жылдамдықты және ең ықтимал жылдамдықты да табуға болады. Орташа арифметикалық жылдамдық

. (2.37)

Ақыры, ең ықтимал жылдамдықты былайша есептейді:

. (2.38)

**Изохоралық процесс**. Газдың массасы және оның параметрлерінің біреуі тұрақты болып қалатын процестер *изопроцестер* деп аталады (“изос” – тең, бірдей деген грек сөзінен). Газдың негізгі үш параметрі болатындықтан, түрліше үш изопроцестер болады. Олардың біреуін – изохоралық процесті біз жоғарыда қарастырдық. *Тұрақты масса және тұрақты көлем кезінде өтетін газдағы процесті изохоралық процесс деп атайды* (“хора” – кеңістік деген грек сөзінен). Бұл процестің графиктері *изохоралар* деп аталады.

Кез келген процеске біріккен газ заңын және (2.27), (2.31) және (2.32) формулаларды қолдануға болады, бұл жерде тек газ параметрлерінің біреуінің тұрақты болып қалатындығын ескеру қажет. Изохоралық процесс кезінде *V* тұрақты болатындықтан, (2.27) шамасына қысқартылып, мына түрге келеді:

 немесе . (2.39)

Изохоралық процесс *Шарль заңына* бағынады екен: *газдың берілген массасы үшін тұрақты көлем кезінде газдың қысымы оның абсолют температурасына тура пропорционал болады.* Мұны (2.31) Клапейрон-Менделеев теңдеуінен көруге болады:

.

*V, m, μ* және *R* тұрақты болып қалатындықтан, (2.31)-ден *р* қысым *Т* температураға пропорционал дегенге келеміз.

**Изобаралық процесс.** *Газдың берілген массасы үшін тұрақты қысым кезінде өтетін процесс изобаралық процесс деп аталады* (“барос” –салмақ, ауырлық деген грек сөзінен). Бұл процесті 1802 жылы француз ғалымы Л. Гей-Люссак зерттеген.

Изобаралық процесс кезінде *р* тұрақты болатындықтан, *ρ* шамасына қысқартқаннан кейін (2.27) формула мына түрге келеді:

 немесе . (2.40)

(2.40) формула *Гей-Люссак заңының* математикалық өрнегі болып табылады: *газдың берілген массасы үшін тұрақты қысым кезінде газдың көлемі оның абсолют температурасына тура пропорционал болады*. (Мұны (2.31) Клапейрон-Менделеев теңдеуінен де көруге болады: *р, m, μ*, және *R* тұрақты болатындықтан, *V* көлем *Т* температураға пропорционал болады). Гей-Люссак заңының графигі *изобара* деп аталады. Ол – абциссалар осін *А* нүктесінде қиып өтетін түзу болып табылады (2.13 а-сурет). 2.13,а-суреттегі үшбұрыштардың ұқсастығынан  немесе  екендігі шығады. 1*/ОА* қатынасын *β* деп белгілеп, мынаған келеміз:

*A*

*-273*

*0*

*t,0C*

*V*

*б)*

*V*

*ΔV*

*Δ t*

*V0*

*A*

*-273*

*0*

*t,0C*

*a)*

*2.13 - сурет*

, (2.41)

мұндағы *β* – *газдың көлемдік ұлғаюының температуралық коэффициенті.*

Егер тәжірибені түрліше газдар үшін немесе газдың түрліше массалары үшін қайталайтын болсақ, онда барлық графиктер де *А* нүктесінде қиылысатын болады, ол *t* = –273 0*С* мәніне сәйкес келеді (2.13, б-сурет), яғни *β* =1/*OA* = 1/273 0*C*-1 коэффициенті барлық газдар үшін бірдей болады. Бұл дегеніміз *газдың изобаралық процесс кезінде ұлғаюы оның тегіне тәуелсіз болады* дегенді білдіреді. Газдар үшін (2.16 а) және (2.41)-формулалардағы *γ* және *β* коэффициенттер сан мәндері жағынан бірдей болады, сондықтан жалғыз *β* әрпін ғана пайдаланады.

**Изотермиялық процесс**. *Газдағы тұрақты температура кезінде өтетін процесс изотермиялық процесс деп аталады*. Изотермиялық процесті зерттегендер ағылшын ғалымы Р. Бойль мен француз ғалымы Э. Mариотт болды. Олардың тәжірибеде тағайындаған қатынасын (2.27) формуладан *Т* температураға қысқартқаннан кейін алуға болады:

 немесе . (2.42)

(2.42) формула *Бойль-Мариотт заңының* математикалық өрнегі болып табылады*: газдың берілген массасы үшін тұрақты температура кезінде газдың қысымы оның көлеміне кері пропорционал болады*. Басқаша айтқанда, бұл жағдайларда *газдың көлемінің оған сәйкес қысымға көбейтіндісі тұрақты шама болады*:

*p V* = *const.*  (2.43)

(2.43) қатынасын (2.31) немесе (2.32) формулалардан алуға болады, себебі тұрақты *Т* кезінде (2.31) және (2.32) формулалардың оң жақтарында тұрақты шама тұрады. Газдағы изотермиялық процесс кезіндегі *р* қысымның *V* көлемге тәуелділігінің графигі гипербола болып табылады және *изотерма* деп аталады. 2.14-суретте газдың бір ғана массасы үшін түрліше *Т* температуралар кезіндегі үш изотермалар келтірілген.

*p*

*V*

*0*

*T3>T2>T1*

*T3*

*T2*

*T1*

*2.14 - сурет*

(2.33) формуладан тікелей *изотермиялық процесс кезінде газдың тығыздығының қысымға тура пропорционал өзгеретіндігі шығады:*

*ρ1/ρ2=P1/P2.* (2.44)

**Идеал газдың ішкі энергиясы**. Идеал газ молекулаларының арасында өзара әрекеттесу күштері болмайтындықтан, идеал газда молекулалық-потенциялық энергия болмайды. Сонымен қатар идеал газ атомдары дегеніміз материалдық нүктелер болып табылатындықтан, атом ішіндегі бөлшектердің өзара әрекеттесулері және қозғалыстары себебінен туатын энергиялар да болмайды. Сөйтіп, *идеал газдың ішкі энергиясы дегеніміз оның барлық молекулаларының хаостық қозғалысының кинетикалық энергияларының мәндерінің қосындысы болып табылады:*

*U =Σ Eі.*

Материалдық нүктеде айналмалы қозғалыстың болмайтындығы себептен, бір атомдық газдардың (олардың молекулалары бір атомнан тұрады) молекулаларының тек ілгерілемелі қозғалысы ғана болады. Молекулалардың ілгерілемелі қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы (2.22) ****=(3/2*)kТ* қатынасымен анықталатын болғандықтан, онда бір атомдық идеал газдың бір молінің ішкі энергиясы *Uмоль*=(3/2)*NAkT* формуласымен беріледі, мұндағы *NA* – Авогадро тұрақтысы. Егер *NA 0k = R* екендігін ескерсек, онда

. (2.45)

Бір атомдық газдың кез-келген массасы үшін

 (2.46)

болады.

Егер газ молекулалары қатқыл байланысқан екі атомнан тұратын болса (екі атомдық газ), онда молекулалар хаостық қозғалыс кезінде тағы да, өзара перпендикуляр екі оске қатысты айналмалы қозғалысқа да ие бола алады. Сондықтан бірдей температура кезінде екі атомдық молекулалардан тұратын газдың ішкі энергиясы бір атомдық газдың ішкі энергиясынан артық болады және мына формуламен беріледі:

. (2.47)

Ақыры, көп атомдық газдың ішкі энергиясы (молекулаларында үш немесе одан да артық атомдар болады) дәл осы температурадағы бір атомдық газдың ішкі энергиясынан екі есе артық болады:

 (2.48)

өйткені молекуланың өзара перпендикуляр үш оске қатысты айналмалы қозғалысы жылулық қозғалыстың энергиясына молекуланың өзара перпендикуляр бағыттардағы ілгерілемелі қозғалысының энергиясындай үлес қосады.

**Газдың атқаратын жұмысы. Универсаль газ тұрақтысының физикалық мағынасы**. Тәжірибе көрсеткендей, сығылған газ ұлғайған кезде жұмыс атқара алады. Ішіне газ толтырылған, жылжымалы поршені бар цилиндр берілген болсын делік (2.15-сурет). Цилиндрдің ішіндегі газ бен сырттағы ауаның қысымы бірдей болатын кезде поршень қозғалмайды. Осы кездегі газдың және қоршаған ауаның қысымы *р* және температурасы *Т*1 болсын.



*Δl*

S

*p*

F

F

*2*

*1*

*2.15 - сурет*

Енді цилиндрдегі газды жайлап *Т*2 температураға дейін қыздыра бастайық. Осы кезде газ изобаралық түрде ұлғая бастайды (сыртқы *р* қысым өзгеріссіз қала береді), ал поршень 1 қалыптан 2 қалыпқа өтіп, *Δl* шамасына орын ауыстырады. Сөйтіп газ сыртқы күшке қарсы жұмыс атқарады. Осы жұмысты атқаратын *F* күш *рS* шамасына тең болады, мұндағы *S* –цилиндрдің қимасының ауданы. Механикадан жұмыстың *A*=*FΔl* екендігін білеміз, немесе *A*=*pSΔl*. *SΔl* деп отырғанымыз газдың *Т*1 температурадан *Т*2 температураға дейін изобаралық қыздырылуы кезіндегі көлемінің өсімшесі болатындықтан.

*A=pΔV*, немесе *A=p(V2–V1)*  (2.49)

болады. Газдың изохоралық процесі кезінде жұмыс атқарылмайтындығы анық, өйткені бұл кезде көлем өзгерісі жоқ газ тек өзінің көлемі өзгеретін процесс кезінде ғана жұмыс атқарады. Ұлғаю кезінде газ *(ΔV*>0*)* оң жұмыс атқарады, газдың сығылуы кезінде оң жұмысты сыртқы күштер атқарады *(ΔV*<0*)*, бұл кездегі газдың жұмысы теріс болады.

Изобаралық процесс кезінде *р* қысымның *V* көлемге тәуелділігі абциссалар осіне параллель түзу болады, өйткені *р* тұрақты. 2.16-суреттен көріп отырғанымыздай, бұл жағдайда газдың атқаратын жұмысы штрихталған ауданға тең болады.

*ΔV*

*p*

V

*V2*

*V1*

*0*

*p*

*A=p(V2-V1)*

*2.16 - сурет*

Жалпы алғанда, *кез келген процесс кезінде газдың атқаратын жұмысы екі ординаталармен, абциссалар осінің кесіндісімен және осы процестің р және V коoрдинаттарындағы графигімен шектелетін ауданмен өрнектеледі.*

Енді газдың универсаль (молдік) *R* тұрақтысының физикалық мағынасын анықтайық. (2.49) формуланы идеал газдың бір моліне қолданып,

*Aмоль= pΔVмоль*  (2.50)

деп жазамыз. Бірақ Клапейрон-Менделеев теңдеуінен газдың бір молі үшін оның екі күйі үшін былай деп жаза аламыз:

*pVмоль*2=*RT*2*, pVмоль*1=*RT*1,

осыдан:

*p(Vмоль*2–*Vмоль*1*)*=*R(T2–T1)*, немесе *pΔVмоль=RΔT*.

Осы өрнекті (2.50)-ге қойсақ, онда *Aмоль=RΔT* болады, немесе

*R= Aмоль /ΔT.*  (2.51)

(2.51)-ден *газдың универсаль (молдік) тұрақтысы сан мәні жағынан идеал газдың бір молінің оны изобаралық түрде бір кельвинге қыздырған кезде атқаратын жұмысына тең* болатындығы шығады. =*R/NA* қатынасынан *Больцман тұрақтысының изобаралық түрде бір кельвинге қыздырған кезде идеал газдың бір молекуласына орташа есеппен қанша жұмыс келетіндігін көрсетеді* деген мағынаны көреміз.

## 

## 2.2.6 Энергияның сақталу және түрлену заңы

**Дененің ішкі энергиясы**. Молекулалық физикада тек молекулалары өзгеріссіз қалатын құбылыстар ғана қарастырылады, сондықтан бұл құбылыстар кезінде тек молекулалық-кинетикалық және молекулалық-потенциялық энрегиялар ғана өзгереді деуге болады. Осындай ықшамдылық көптеген есептеулерді жеңілдетеді.

Энергияның сақталу заңы негізінде дененің *ішкі энергиясының өзгерісі әрқашанда оның басқа денелермен және қоршаған ортамен өзара әрекеттесуінен деуге болады*. Кейбір жағдайларда осы дененің өзара әрекеттесуі кезінде қанша энергия жоғалтқаны немесе қабылдағаны бойынша дененің ішкі энергиясының өзгерісін анықтайды. Басқа жағдайларда, керісінше, дененің ішкі энергиясының өзгерісі бойынша қоршаған ортаның және басқа да өзара әрекеттесетін денелердің қанша энергия алғанын анықтайды.

Денелер мен қоршаған ортаның арасындағы энергия алмасудың аса маңызды түрлерінің бірі жылу алмасу болып табылады.

**Жылу алмасу**. *Денелер мен қоршаған ортаның арасындағы немесе дененің бөліктерінің арасындағы механикалық жұмыс атқарусыз өтетін энергия алмасу, жылу алмасу деп аталады.*

Жылу алмасу кезіндегі энергия алмасудың молекулалардың арасында өтіп жатқан жеке-дара соқтығысулардың нәтижесінде болатындығы анық. Осындай жылу алмасу кезінде тәжірибе көрсеткендей, ыстығырақ дененің температурасы төмендеп, ал температурасы төмен дене қызады. Ақыры жылу алмасуға қатысты денелердің температуралары теңесіп, жылу алмасу тоқтайды.

Жылу алмасу кезіндегі дененің ішкі энергиясының өзгерісін денеге берілген немесе денеден алынған *жылу мөлшерін* *Q* деп атайды. Егер жылу алмасу кезінде дененің ішкі энергиясы *ΔU* шамасына артқан болса, онда дене *Q* жылу мөлшерін алды дейді. Ал егер осы процесс кезінде дененің ішкі энергиясы *ΔU* шамасына кеміген болса, онда дене *Q* жылу мөлшерін берді дейді. Демек, *Q* шамасы жылу алмасу процесі кезінде дененің алған немесе берген энергиясының сандық мөлшерін сипаттайды. Бұл дегеніміздің *Q* жылу мөлшерінің энергия және жұмыс тәрізді энергия бірліктерімен өлшенуі қажет дегенді білдіреді. СИ жүйесында жылу мөлшерінің өлшем бірлігі джоуль (Дж) болып табылады.

*Жылу мөлшері дегеніміз жылу алмасу кезіндегі дененің ішкі энергиясының өзгерісінің мөлшері болып табылады және ол процестің түріне тәуелді болады*. Бұл дегеніміз жылу мөлшері жайлы тек қайсы-бір процеске қатысты ғана әңгімелеуге болады деген сөз. Дене белгілі бір күйде тұрған кезде тек оның ішкі энергиясы жайлы ғана айтуға болады.

**Жылу алмасудың түрлері**. Табиғатта жылу алмасу *жылуөткізгіштіктің, конвекцияның* және *сәуле шығарудың* (жұтылу және шығару) көмегімен өтеді.

Жоғарыда қарастырылған процестер жылуөткізгіштіктің мысалдары бола алады. Тағы бір мысал келтірейік. Металл стерженді алып, оның бір ұшын қыздыра бастасақ, онда оның осы беттегі молекулалары тезірек қозғала бастайды, яғни осы жақ шетінің энергиясы артады. Стерженнің екінші ұшындағы молекулалар баяуырақ қозғалатын болғандықтан, стерженнің ішінде молекулалар мен электрондардың хаостық қозғалысының арқасында ішкі энергияның ыстық шеттен салқын шетке қарай берілуі басталады. *Ішкі энергияның заттың молекулаларының және басқа да бөлшектерінің хаостық қозғалысының арқасында заттың бір бөлігінен екінші бөлігіне берілуі жылу өткізгіштік деп аталады.*

Түрліше заттардың ішінде металдардың жылу өткізгіштігі ең жоғары болады. Оның себебі олардың ішінде еркін электрондардың болатындығында. Заттың қатты күйдегі жылуөткізгіштігі сұйық күйге қарағанда жоғары, ал сұйық күйдегі жылуөткізгіштігі газ күйдегіге қарағанда жоғары болады.

Енді конвекцияны қарастырайық. Судың жылуды нашар өткізетіндігін көрсету үшін оны жоғары жағынан қыздырады, осы кезде су бет жақта қайнағанмен, ыдыстың төменгі жағындағы су сол салқын күйінде қала береді. Ал егер су құйылған ыдысты төменгі жағынан қыздыра бастасақ, онда су түгел көлем бойында біркелкі қызады. Мұның себебі мынады: су қызған кезде ұлғайып, оның көлемі артады да, ал тығыздығы төмендейді. Егер қыздырылған сұйық төменде болатын болса, онда тығызырақ болатын жоғары қабаттағы сұйық ауырлық күшінің әсерінен төмен түсіп, жылы сұйықты жоғары қарай ығыстырады. Судың осылайша араласуы су қайнағанға дейін созылады. *Сұйықтың немесе газдың біркелкі қызбаған қабаттарының ауырлық күшінің әсерінен араласуы кезінде өтетін жылу алмасу конвекция деп аталады*.

Күн мен Жердің арасындағы жылу алмасу электромагниттік сәуле шығару арқылы іске асырылады. Электромагниттік сәулелер электр зарядтарының қозғалысы кезінде пайда болады және температура артқан кезде күрт артады. *Тек дененің температурасымен ғана анықталатын сәуле шығару жылулық сәуле шығару деп аталады.*

Сәуле шығару процесі дененің ішкі энергиясының есебінен өтеді. Шығарылған сәулені басқа бір дене жұтқан кезде осы дененің ішкі энергиясы жұтылған сәуленің энергиясының есебінен артады. Осылайша сәуле шығару арқылы қызыңқы денеден салқынырақ денеге энергияның берілуі болады. Мұндай алмасу денелердің арасында ешқандай зат жоқ кезде де өтеді.

*2.17 - сурет*



**Қыздырылған және суытылған кезде ішкі энергияның өзгеруі**. Енді жылу алмасу кезіндегі ішкі энергияның өзгерісін қалай есептеуге болатындығын қарастырайық. Осы кезде ескерілмейтін шығынды азайту үшін ғылыми зерттеулерде жылу алмасуды *калориметрлерде* жүргізеді (2.17-сурет). Осы прибордың көмегімен жылу алмасу процесі кезінде денеге берілген немесе денеден алынған жылу мөлшерін жеткілікті дәл өлшеуге болады.

Калориметр дегеніміз ішкі және сыртқы деп аталатын екі ыдыстан тұрады. Ішкі ыдыс жылу өткізгіштігі өте жақсы материалдан жасалады (латуннан, мыстан), себебі оның температурасы оған құйылған сұйықтың температурасындай болуы тиіс. Сыртқы ыдыс ішкі ыдысты конвекция немесе сәуле шығару түрінде болуы мүмкін жылу шығынынан қорғайды. Сондықтан оны көбіне ақпен бояйды немесе жылтыр қаңылтырдан жасайды. Ішкі ыдысты жылу өткізгіштіктің әсерінен болатын жылу шығынынан құтқару үшін оны ағаш тіреуіштердің үстіне орналастырады (ағаштың жылуөткізгіштігі нашар болады). Ішкі ыдыстың ішінде дәл осындай материалдан жасалған былғағыш пен термометрді орналастырады.

Жылу алмасуды былайша атқарады. Таразының көмегімен калориметрдің ішкі ыдысының және былғағыштың массасын, сосын оның ішіндегі сұйықтың, мысалға, судың массасын өлшейді. Осыдан кейін дененің массасын өлшеп, оны белгілі температураға дейін қыздырып, сұйықтың бастапқы температурасын байқап алып, қыздырылған денені калориметрге салады. Сұйықтың ақырғы температурасын өлшеп, дененің жылу алмасу кезінде қанша жылу мөлшерін бергенін анықтауға болады. Осындай тәжірибелердің негізінде қайсы-бір дененің ішкі энергиясының өзгерісінің оның *m* массасына және дененің температурасының *ΔТ* өзгерісіне тура пропорционал болатындығын тағайындауға болады:

*ΔU = c m ΔT,*  (2.52)

мұндағы *с* – пропорционалдық коэффициенті. Жылу алмасу кезінде ішкі энергияның өзгерісі *Q* жылу мөлшерімен бағаланатын болғандықтан

*Q = c m ΔT*  (2.53)

деп жаза аламыз. Дененің бастапқы температурасын көбіне *Т*1 деп, ал ақырғы температурасын *Т*2 деп белгілейді. Сонда денені қыздырған кезде *ΔТ*=*Т*2–*Т*1, ал суытқан кезде *ΔТ*=*Т*1–*Т*2 болады. Тәжірибелер көрсеткендей, *Q* шамасы заттың тегіне, сыртқы жағдайларға, заттың агрегаттық күйіне тәуелді болады. Бұл тәуелділіктер (2.52) және (2.53) формулалардағы *с* коэффициент арқылы өрнектеледі.

*Денені қыздырған немесе суытқан кезде оның ішкі энергиясының өзгерісінің заттың тегіне және сыртқы шарттарға тәуелділігін сипаттайтын с шамасы заттың меншікті жылу сыйымдылығы деп аталады. Заттың меншікті жылу сыйымдылығы заттың бірлік массасын температура бірлігіне қыздыруға қажетті жылу мөлшерімен өлшенеді*:

*с=Q/(mΔT).*  (2.53а)

Жылу сыйымдылықтың ХБ жүйесіндегі өлшем бірлігін шығарайық:

*c*=1 *Дж*/(1 *кг*⋅1*К*)=1 *Дж*/(*кг⋅К*)

ХБ жүйесінде меншікті жылу сыйымдылықтың бірлігі ретінде 1 *кг* массасын 1 *К*-ге қыздыру үшін 1 *Дж* энергия жұмсалатын заттың жылу сыйымдылығы алынады.

Температураның азғантай өзгерістері үшін меншікті жылу сыйымдылықты тұрақты деп алуға болады. Есеп шығарған кезде оның мәнін таблицадан алады.

Кей кездерде дененің жылу сыйымдылығы деген түсінікті де пайдаланады. *Дененің жылу сыйымдылығы С* деп денені бірлік температураға қыздыру үшін қажет жылу мөлшерін атайды. Демек,

*Q=CΔT.* (2.54)

Дененің түрліше бөліктері түрліше заттардан жасалған кездегі есептеулер үшін дененің сыйымдылығын пайдаланған ыңғайлы болады. ХБ жүйесінде жылу сыйымдылықтың өлшем бірлігі 1 *Дж/К*.

*Газдың меншікті жылу сыйымдылығы оны қыздыру процесінің сипатына тәуелді болады*. Мысалы, газдың тұрақты қысым кезіндегі меншікті жылу сыйымдылығы *ср* оның тұрақты көлем кезіндегі  меншікті жылу сыйымдылығынан артық болады, себебі бірінші жағдайда тек газдың ішкі энергиясын өзгертіп қана қою керек емес, сонымен қатар газдың ұлғаюы кезінде сыртқы денелерге қарсы атқарылатын жұмысына да энергия жұмсау қажет болады. Екінші жағдайда газға берілген жылу мөлшері тек оның ішкі энергиясын өзгертуге ғана кетеді.

**Жылу алмасу кезіндегі жылу балансы теңдеуі**. Механикалық жұмыс атқарылмайтын кезде дененің ішкі энергиясының өзгерісінің *Q* жылу мөлшерімен бағаланатындығын білеміз. Жылу алмасу кезінде ішкі энергияны өзгертетін басқа себептер жоқ болатындықтан, энергияның сақталу заңының негізінде осы кезде бір денелер қанша жылу мөлшерін беретін болса, екінші бір денелер соншалықты жылу мөлшерін алады деп айтуға болады. Осының негізінде *жылу балансының теңдеуі* құрылады, оның көмегімен барлық есептеулер жүргізіледі. Сөйтіп, *жылу алмасу кезінде ішкі энергиялары азаятын барлық денелердің берген жылу мөлшерлерінің қосындысы ішкі энергиялары артатын барлық денелердің алған жылу мөлшерлерінің қосындысына тең болады:*

*Σ Qбер=Σ Qал .*

Жылу алмасу денелердің температуралары теңескенге дейін жүреді. Жылу алмасу аяқталғанда орнайтын жалпы температураны *Θ* әрпімен белгілейді (грекше “тэта”).

Мысал үшін калориметрдің көмегімен заттың мешікті жылу мөлшерін анықтау үшін пайдаланатын жылу балансының теңдеуін құрайық. Осы кезде жылу алмасуға үш дене қатысады деп алуға болады: калориметр, сұйық және меншікті жылу сыйымдылығын анықтамақ болып отырған денеміз. Осы денені алдын-ала *Т*2 температураға дейін қыздырады да, ішіндегі температурасы *Т*1 болатын сұйық құйылған калориметрге салады. Қайсы-бір уақыттан кейін калориметрде денелердің ақырғы *Θ* температурасы орнайды. Осы кезде дене жылу алмасу арқылы *Qл* жылу мөлшерін береді, ал калориметр мен сұйық сәйкес түрде *Qk*, *Qc* жылу мөлшерлерін алды деп айта аламыз. Сондықтан

*Qл*=*Qk*+*Qж, Qл*= *cд mд (T*2 *–Θ), Qk*= *ck mk (Θ –T*1*), Qc*= *Cc mc (Θ –T*1*)*

болғандықтан, *cл mл (T*2 *– Θ)* = *ck mk (Θ – T*1*)* + *Cc mc(Θ –T*1*)* болады, немесе

.

Соңғы формуланың оң жағына тәжірибеден алынған шамалардың мәндерін қойып, дене затының меншікті жылу сыйымдылығын есептеп шығарамыз.

**Отынды жаққан кезде бөлініп шығатын жылу мөлшерін есептеу.** **Қыздырғыштың ПӘК-і.** Затта химиялық реакция өтіп жатқан кезде дененің ішкі энергиясының бір бөлігі босанып шығуы мүмкін. Әсіресе жану реакциясы кезінде көп жылу бөлініп шығады. Жылу алу үшін пайдаланылатын заттарды *отын* деп атайды. Отын қатты, сұйық және газ күйінде кездеседі. Тәжірибе көрсеткендей, отынның белгілі бір түрі жанған кезде бөлініп шығатын *Qот* жылу мөлшері жанған отынның *m* массасына тура пропорционал болады екен:

*Qот=qm.* (2.55)

*Qот* жылу мөлшері отынның түріне тәуелді болады. Бұл тәуелділік (2.54)-тегі *q* коэффициентпен сипатталады.

*Отын жанған кезде бөлініп шығатын жылу мөлшерінің оның түріне тәуелді болатындығын сипаттайтын q шамасы отынның меншікті жану жылуы немесе отынның калориялығы деп аталады. Меншікті жану жылуы отынның бірлік массасы толық жанған кезде бөлініп шығатын жылу мөлшерімен өлшенеді*:

. (2.55 а)

Меншікті жану жылуының *(q)* ХБ жүйесіндегі өлшем бірлігін табайық:

*q*=1*Дж*/1 *кг*=1 *Дж*/*кг*.

(2.55) формула қатты және сұйық отын жанған кезде бөлініп шығатын жылу мөлшерін есептеуге ыңғайлы. Газ түріндегі отынның шығынын масса арқылы емес, жанған газдың көлемімен сипаттаған ыңғайлы болады. Газ жанған кездегі бөлініп шығатын жылу мөлшерін

*Qот=V0* (2.56)

формуламен есептейді, мұндағы *V0* – жанған газдың қалыпты жағдайларға келтірілген көлемі, ал  (грекше “каппа”) – газ тегіне тәуелді болатын газ түріндегі отынның меншікті жану жылуы. *Газ түріндегі отынның меншікті жану жылуы ретінде газдың қалыпты жағдайларға келтірілген бірлік көлемі толық жанған кезде бөлініп шығатын жылу мөлшері алынады*:

. (2.56 а)

 шамасының ХБ жүйесіндегі өлшем бірлігі Дж/м3 болады. Қажетті отын мөлшерін көбіне шартты отынның тонналары түрінде береді, оның меншікті жану жылуы 29,3⋅106 Дж/кг деп алынады. Отын жанатын қондырғылардың барлық түрлерін шартты түрде *қыздырғыштар* деп атайды. Қыздырғыштарда бөлініп шығатын жылу мөлшерін толығынан пайдалану мүмкін болмайды, оның бір бөлігі жану продуктерімен бірге қоршаған ортаға шашылып кетеді.

*Отынды жағуға арналған қондырғының эффективтігін (пайдалылығын, тиімділігін) көрсететін η шамасы осы қондырғының пайдалы әсер коэффициенті (ПӘК) деп аталады.* Қыздырғыштың ПӘК-і отынды жаққан кезде бөлініп шыққан *Qот* жылу мөлшерінің қандай *Qпайд* бөлігінің тиімді пайдаланылған жылу екендігін көрсетеді:

 немесе . (2.57)

*Qот* шамасы әрқашанда да (2.55) және (2.56) формулалар бойынша анықталады, ал *Qпайд* шамасы қондырғының қолдану мақсатына тәуелді болады және де түрліше формулалармен сипатталады.

**Механикалық жұмыс атқарылу кезінде ішкі энергияның өзгеруі. Джоуль тәжірибесі**. Ішкі энергия жылу алмасу кезінде ғана емес, сонымен қатар механикалық жұмыс атқару кезінде де өзгере алады. Мұның мысалы өзімізге таныс, денелердің бір-бірімен үйкелісі кезінде олардың қызатындығы. Осы кезде бір денеден екінші денеге қайсы-бір *Q* жылу мөлшері өтетін секілді. Міне сондықтан да осы кезде механикалық жұмыстың үйкеліс кезінде жылуға айналуы жайлы сөз етеді, яғни *денелердің механикалық энергиясының* (бұл олардың ішкі энергиясының құрамына кірмейді) *ішкі энергияға айналуы жайлы сөз болады*. Олай болса, механикалық жұмыс пен жылу мөлшерінің арасындағы сандық қатынасты тағайындау қажет болады. Осы мақсаттағы тәжірибелерді ағылшын ғалымы Дж. Джоуль 1843 жылы жасады. 2.18-суретте Джоуль тәжірибелерінің бірінің схемасы өрнектелген. Қондырғы сынап құйылған калориметрден тұрады. Калориметр арқылы сабы бар валик кигізілген ось өтеді. Валикке екі шетіне бірдей *m* массалы екі жүк ілінген жіп оралған. Жүктердің жанынан олардың қаншалықты орын ауыстырғандығын көрсететін сызғыштар бекітілген. Жүк қозғалған кезде үйкелістің шамасын арттыру үшін оське қалақшаларды бекіткен. Тәжірибе басталарда саптың көмегімен жүктер жоғары қалыпқа келтіріліп, сынаптың температурасы өлшенеді. Сонан кейін сап босатылып, жүктер төмен түсіп, қалақшалар қозғалысқа келеді. Осы кезде қалақшалар мен сынаптың арасындағы үйкелістің арқасында калориметрде жылу бөлініп шығады, бұл жылу мөлшері жүктердің қайсы-бір *h* қашықтыққа орын ауыстыруы кезінде атқарылған жұмысқа тең болады. Қондырғының басқа бөліктерінде үйкеліс мардымсыз аз болғандықтан, осы тәжірибе кезінде калориметрдің ішкі энергиясының артуы жүктердің қозғалыс кезіндегі механикалық энергиясының кемуіне тең болуы тиіс. Бұл кезде энергияның сақталу заңы әлі тағайындалмаған болса да, Джоуль калориметрде бөлініп шыққан *Q* жылу мөлшері жүктердің *A=2mgh* жұмысына тең деп алды.



*m*

*m*

*2.18 - сурет*

Осындай тәжірибелердің негізінде Джоуль *үйкеліс кезінде бөлініп шығатын жылу мөлшерінің атқарылған жұмысқа тура пропорционал* болатындығын тағайындады. Осы кездегі өлшеулер көрсеткендей, *1 кг суды 292,5 К-нен 293,5 К-ге дейін, яғни 1 К-ге қыздыру үшін 4186,8 Дж энергия қажет болады* екен. Бұл дегеніміз судың меншікті жылу сыйымдылығы

*Сс*=4186,8 *Дж*/(*кг⋅К*)≈4200 *Дж*/(*кг⋅К*)

болады деген сөз.

**Механикадағы энергияның сақталу және түрлену заңы**. Механикалық қозғалыстың материяның басқа қозғалыс түрлеріне ауысуы болмайтын процестерді *таза механикалық процестер* деп атайтын боламыз. Тек қана механикалық процестер ғана өтіп жататын жүйеларды консервативтік деп атайтын боламыз. Мұндай жүйе идеалданған жүйе болып табылады, себебі онда механикалық энергияның шашырауына әкеп тірейтін үйкеліс және басқа да кедергі күштері жоқ, яғни онда механикалық энергияның басқа түріне айналуы болмайды. Консервативтік жүйеда тек кинетикалық энергияның потенциялық энергияға және керісінше өтулері ғана болып жатады. Консервативтік жүйеда денеге әсер ететін күштің жұмысы траекторияның түріне тәуелсіз, тек дененің бастапқы және ақырғы қалыптарымен ғана анықталады. Мұндай күштердің мысалы ауырлық күші бола алады. Осы айтылғандардан консервативтік жүйеда тұйықталған жол бойында атқарылған жұмыстың нөлге тең болатындығы шығады.

Мұндай жүйе үшін *энергияның сақталу заңы oрындалады: тұйықталған консервативтік жүйеда осы жүйены құрайтын барлық кинетикалық және потенциялық энергияларының қосындысы тұрақты шамаға тең болады*. Егер осы қосындыны *Е* деп белгілесек, онда консервативтік жүйеге сыртқы әсерлер жоқ кезде

*E=const* (2.58)

болады. Мысалға, дененің еркін түсуі кезінде оның кинетикалық және потенциялық энергияларының қосындысы тұрақты болып қалады.

*Механикалық энергияның бір денеден екінші денеге берілуінің жалғыз ғана тәсілінің А жұмыс болып табылатындығын* еске ала кетейік. Сондықтан, қайсы-бір күйде консервативтік жүйенің механикалық энергиясы *Е*1 болса және де осыдан кейін сыртқы күштер осы жүйеге *А* жұмыс атқаратын болса, онда жүйенің энергиясы *А* шамаға артады да, жаңа күйде *Е*2 шамасына тең болады. Демек, бұл жағдайда

*Е*2–*Е*1=*А.* (2.59)

**Механикалық және жылулық процестердегі энергияның сақталу және түрлену заңы**. Механикалық энергия үйкеліс жоқ кезде ғана сақталады дедік. Үйкеліс күштерінің әсері механикалық энергияның бірте-бірте кемуіне әкеп тірейді. Шындығында да моторын ағытқаннан кейін автомобиль бірте-бірте өзінің кинетикалық энергиясын жоғалтып, ақыры тоқтайды; таудан сырғанап түсіп келе жатқан шана да бірте-бірте жылдамдығын жоғалтады және т.б. Осы кезде энергия ізсіз-түзсіз жоғалып кетіп жатқан жоқ: барлық айтылған жағдайларда да қандай да бір жылу мөлшерінің бөлініп шыққандығын байқауға болады. Сөйтіп, үйкеліс кезінде жалпы алғанда, қозғалыысқа кез-келген кедергі кезінде механикалық энергияның ішкі энергияға өтуі болып жатады.

Осындай кездердегі механикалық энергияның кемуінің өлшем шамасы *А* жұмыс болса, ішкі энергияның артуының шамасы алынған *Q* жылу болып табылады. Джоульдің тәжірибелері көрсеткендей, олар бір-біріне пропорционал, егер оларды бірдей бірліктермен (джоульдермен) өлшесе, онда олар бір-біріне тең болады. Демек, үйкеліс күштері әсер ететін кезде механикалық энергияның азаюы дәлме-дәл осы процеске қатысатын денелердің ішкі энергиясының артуына тең болады. Бұл дегеніміз *тұйықталған жүйены құрайтын барлық денелердің механикалық және ішкі энергияларының қосындысы тұрақты шама болады* дегенді білдіреді.

Табиғат құбылыстарын зерттеулер дененің энергиясының өзгеруі тек екі түрлі жолмен ғана жүретіндігін көрсетті: жұмыс атқарылу кезінде және жылу алмасу кезінде. Демек, жұмыс пен жылу мөлшері денелер арасында энергия алмасудың бірден-бір формалары екен. Сөйтіп, денеге берілген *Q* жылу мөлшері және осы дененің басқа денелерге жасаған *А* жұмысы кез келген процесс кезінде оның ішкі энергиясының өзгерісін бір мәнділікпен анықтайды екен.

Енді *энергияның сақталу және түрлену заңын* тұжырымдайық: *тұйықталған жүйенің энергиясы ешуақытта да жоғалмайды және жоқтан пайда болмайды. Жүйенің ішіндегі кез келген құбылыс кезінде ол бір түрден екінші түрге ауысады немесе сан жағынан өзгеріссіз бір денеден екінші денеге беріледі.* Энергияның сақталу заңы табиғаттың негізгі заңдарының бірі болып табылады, ол әруақытта да орындалады.

**2.2.7. Нақты газдар**

Клапейрон – Менделеев теңдеуі жуықталған теңдеу болып табылады. Ол жеткілікті төмен қысымдар кезінде орындалады және де қысым неғұрлым аз болса, оның орындалу дәлдігі солғұрлым жоғары. Қысым артқан кезде, Клапейрон–Менделеев теңдеуінің салдары болып табылатын Бойль–Мариотт, Гей–Люссак заңдары тәрізді газ заңдарынан ауытқулар арта түседі екен. Бұған таңғалатындай ештеңе жоқ, ол үшін идеал газдарға өткен кездерде қандай ескермеушіліктерді жібергенімізді еске түсірсек жеткілікті. Біз идеал газды өзара әрекеттеспейтін молекулалардан тұратын газ деп алдық, ал молекулалардың өздері материалдық нүктелер болып табылады дедік, яғни біз олардың мөлшерлерін (көлемдерін) ескергеніміз жоқ. Шын мәнісінде молекулалардың меншікті көлемдері де, олардың арасында өзара әрекеттесу күштері де бар. Бұлар әсіресе газдың қысымы жоғарылап, молекулалар тығызырақ орналасқан кезде күштірек біліне бастайды.

**Газдың қасиеттерінің идеалдықтан ауытқуы.** Төменде келтірілген кестеде  азоттың бір молінің алатын  көлемінің түрліше  қысымдар және 00С температура кезіндегі тәжірибеде алынған мәндері және  көбейтіндісінің мәндері келтірілген. Осы кестеден көріп отырғанымыздай, 100 атм қысым кезінде–ақ *V* көлемнің мәнінің теорялық мәннен 7% айырмашылығы бар екендігін көреміз. Қысым одан әрі артқан кезде газдың көлемі Клапейрон–Менделеев теңдеуі бойынша есептелген мәннен алшақтай түседі де, 1000 атм қысым кезіндегі газдың көлемі идеал газ күйі теңдеуі беретін мәннен екі есе артық болады. Клапейрон–Менделеев теңдеуі бойынша барлық қысымдар кезінде тұрақты болып қалатын *pV* көбейтіндісі де осындай жағдайда. Қысым жоғарылаған кезде бұл көбейтіндінің мәні де артып отырады.

*2.1-Кесте*. *Азоттың бір молінің түрліше қысымдар кезіндегі көлемі*

|  |
| --- |
| *p*, атм *V,* 104,*м*3 *pV* 104атм.*м*3 *р*,атм *V*104,*м*3 *pV*104атм.*м*3 |
| 1 224 224 700 0,532 372  100 2,4 240 900 0,483 437  300 0,85 255 1000 0,460 461  500 0,625 322 |

Осы келтірілген мәндерге қарайтын болсақ, жеткілікті үлкен қысымдар кезінде нақты газдардың сыртқы күштің әсерінен Клапейрон–Менделеев теңдеуінен күтетінімізге қарағанда көш аз сығылатындығын көреміз.

Газ көлемінің қысымға осы келтірілген ауытқуларының сандық қана емес, сапалық та сипаттары болады екен. Бұл аса маңызды сапалық сипаттар жеткілікті жоғары қысымдар мен сәйкес температуралар кезінде білінеді. Әрбір газға тән белгілі бір температура болады (Бойль температурасы), осы температура кезінде *pV* көбейтіндісі қысымның қайсы–бір интервалында қысымға тәуелсіз болады, яғни бұл температурада газ Бойль–Мариотт заңына бағынады.

Қысымның және температураның белгілі мәндері кезінде газдар конденсацияланады, яғни сұйық күйге өтеді. Бұл құбылысты идеал газ күйінің теңдеуінен шығарып алу мүмкін емес. Енді осы процесті тереңірек қарастырайық.

**Молекулалар аралық күштер. Идеал газ заңдарынан ауытқу.**  Идеал газ заңдары – жуықталған заңдар. Олардан ауытқулардың сандық та, сапалық та сипаттары бар. Сандық ауытқуларға келсек, Менделеев-Клапейрон теңдеуі  нақты газдар үшін тек жуықталып қана орындалады. Ал сапалық ауытқуларға келсек, оның сипаты тереңіректе жатыр. Нақты газдарды сұйық және қатты күйлерге өткізуге болады. Ал егер газдар Менделеев–Клапейрон теңдеуіне қатал бағынатын болса, онда бұл мүмкін болмаған болар еді.

Идеал газ заңдарынан ауытқулар газ молекулаларының арасында идеал газ теориясында ескерілмеген күштердің әсер етуімен байланысты. Бұл күштердің химиялық қосылыстардың пайда болуына әкелуі мүмкін. Бұл жағдайда олар *химиялық* немесе *валенттік күштер* деп аталады. Егер химиялық қосылыстар пайда болмайтын болса, онда молекулалардың және атомдардың арасындағы өзара әрекеттесу күштері *молекулалық* *күштер* деп аталады. Біздің бұл жерде тоқталатынымыз тек нейтрал атом және молекулалар арасындағы молекулалық күштер ғана болып табылады.

2. Алыс қашықтықтарда молекулалық күштер тартылыс күштері болып табылады. Бұл тартылыс күштерін нақты газдардың молекулалық теориясының негізін қалаған голланд ғалымының есімімен *Ван-дер*-*Ваальс* (1837–1923) *күштері* деп атайды. Тұтастай алғанда электр нейтрал болатын, элементар зарядтардан түзілген бұл күрделі бөлшектердің арасында тартылыс күштері қалай пайда болуы мүмкін? Мұны түсіну үшін екі жағдайға назар аудару керек. Біріншіден қарама-қарсы зарядтар бөлшек ішінде бір нүктеде жинақталмаған. Осының арқасында олардың сыртқы өрісі өшпейді – кез келген атом немесе молекуланың төңірегінде қашықтық артқан кезде жеткілікті тез өшетін электр өрісі болады. Екіншіден, сыртқы өрістің әсерінен молекула ішіндегі зарядтардың орны немесе қозғалысы оң зарядтар өріс бағытында, ал теріс зарядтар – қарсы бағытта ығысатындай болып, сәл-пәл өзгереді. Бұл құбылыс *электр поляризациясы* деп аталады. Енді бір бірінен өте азғантай қашықтықта орналасқан 1 және 2 күрделі нейтрал бөлшектерді қарастырайық; әлі де болса, бірінші бөлшектің екінші бөлшектің тұрған жерінде тудыратын  өрісінің мәні назар аударалықтай болсын. Осы  өрістің әсерінен 2 бөлшек *полярланады*, сөйтіп оның бірінші бөлшек тұрған жердегі  электр өрісі күшейеді.  өрістің әсерінен бірінші бөлшек те полярланады да, бұл да  өрістің күшеюіне әкеп тірейді және т.с.с. Осылардың нәтижесінде бөлшектер бір біріне қарама-қарсы зарядталған бүйірлерімен бұрылып тұратын болады. Олар бір біріне қарама-қарсы поляюстерімен қарап тұрған магниттер тәрізді тартылатын болады. Қарастырылған күштер *дисперсиялық күштер* деп аталады.

Дисперсиялық күштермен қатар газ молекулалары арасында *диполдық-бағытталғыш* күштер де әсер ете алады. Бұлар да тартылыс күштері, тек олар дисперсиялық күштерден әлсіз болады. Сонымен қатар, диполдчқ-бағытталғыш күштер газдың температурасына тәуелді болады. Олар газ молекулалары сыртқы электр өрісі жоқ кездің өзінде-ақ полярланған кезде пайда болады. Мұндай молекулалар *полярлық* деп аталады. Сыртқы электр өрісінде полярлық молекулалар магнит өрісіндегі магнит тілшіктері тәрізді бұрылады. Енді өзара әрекеттесетін екі полярлық молекуланы көзге елестетейік. Бір молекуланың электр өрісіндегі екінші молекула бұрыла бастайды. Молекулалар өздерінің қарама-қарсы зарядталған жақтары бір-біріне қарап тұратындай болып бұрылады. Осының нәьижесінде тартылу пайда болады. Бағдарлануды жылулық қозғалс өне бойы бұзып отыратындықтан, диполдық-бағдарлағыш күштер газ температурасына тәуелді болуы тиіс.

Егер молекулалардың ара қашықғы олардың мөлшерлерімн салыстырғанда үлкен болатын болса, онда дисперсиялық және диполдық-бағдарлағыш күштердің қашықтықтың жетінші дәрежесіне кері пропорционал болатындығын дәлелдеуге болады екен. Бірақ бұл деректі біз еш жерде қолданбаймыз, сондықтан ол жайлы тек сөз етіп қана кетіп отырмыз.

Өзара әрекеттесетін бөлшектердің электрондық қабықшалары бір біріне еніп кететіндей жуық қашықтықтар кезінде, молекулалық тартылыс күштері тебілу күшіне айналады. Кванттық механикаға сүйенетін теория өзара әрекеттесетін бөлшектердің ара қашықтығы азғантай болатын кезде, тебілу күштерінің аса зор болатындығын көрсетеді. Бұл күштер қашықтық артқан кезде тез азаяды. Қашықтық өзара әрекеттесетін бөлшектердің диаметрінен асқан кезде, тебілу күші қашықтық артқан сайын экспонента түрінде өшеді.

3. Молекулалардың өзара әрекеттесуін  өзара әрекеттесу потенциалдық энергиясымен сипаттаған ыңғайлы, бұл фнукция өзара жақындаған молекулалардың центрлерінің  ара қашықтығына тәуелді. Оның минимумы бар, онда тартылыс күштері тебілу күштерімен теңгеріседі. Газдар теориясының көптеген мәселелерінде  функциясы үшін

 (2.60)

жуықталуын пайдаланады, мұндағы  және  – тұрақтылар. Бұл функция *Леннард-Джонс потенциалы* деп аталады. Бірінші мүше тебілу күштеріне, ал екінші мүше – Ван-дер-Ваальс тартылыс күштеріне сәйкес келеді. Тартылыс күштері қашықтықтың жетінші дәрежесіне кері пропорционал болады (себебі ). Бірінші мүше жай ғана жуықталу деп қарауға болады.

Ван-дер-Ваальстың күй теңдеуі теориясындағы жуықталу бойынша,  функциясының графигіндегі сол жақтағы тік дерлік көтерілетін учаскесі вертикал түзумен алмастырылады. Егер  осы түзуден координаттар басына дейінгі қашықтық болса, онда өзара әрекеттесуші бөлшектердің центрлері қашықтықтан кіші қашықтыққа тең бола алмайды, олар бұдан жақынырақ жерге келе алмайды. Қарастырылып отырған жуықталу арасында тартылыс күштері әсер ететін серпімді қатты шарлар моделіне сәйкес келеді. Осы моделді біз алда да пайдаланамыз. Тебілу күштерін ескеру арқылы біз шарлардың мөлшерлерін шектеулі деп санаймыз. Бұл күштер тек соқтығысулар кезінде ғана пайда болады.  қашықтық *молекуланың диаметрі* ролін атқарады.

**Ван-дер-Ваальс теңдеуі.** Жоғары қысымдар кезіндегі газдардың қасиеттерін және сұйық–газ фазалық өтуін Мендлеев-Клапейрон теңдеуі сипаттай алмайды, бұл теңдеу тек төменгі қысымдар кезіндегі газдар үшін ғана орындалады екен. Бірақ бұл теңдеуді нақты газдардың кезкелген қысымдар кездегі сипаттарын ғана емес, сонымен қатар жеткілікті дәлдікпен сұйықтардың қасиеттерін және газ күйінен сұйық күйге фазалық өтуді де сипаттай алатын түрде түзетуге болады.

Бұл үшін газ молекулалары дегеніміз ешқандай мөлшерлері жоқ материалдық нүктелер деген көзқарастардан және молекулалар арасында ешқандай өзара әрекеттесу жоқ деген тоқтамнан бас тарту керек. Егер шындығында да молекулалар аралық күштер бар деп және молекулалардың белгілі мөлшерлері болады деп алатын болсақ және Мендлеев-Клапейрон теңдеуіне қажетті түзетулерді енгізетін болсақ, онда тәжірибе нәтижелерімен жақсырақ үйлесімді болатын нақты газдардың жаңа күй теңдеуін алуға болады деп үміттенуге болады.

Молекулалардың мөлшерлері де, молекулалар арарсындағы өзара әрекеттесу күштері де ескерілген жаңартылған күй теңдеуін 1873 жылы Ван–дер-Ваальс ұсынды және ол қазір оның есімімен аталады. Айта кететін нәрсе, қарастырғалы отырған нақты газдардың күй теңдеуі де жуықталған теңдеу, себебі молекулалардың арасындағы өзара әрекеттесу күштерін дәл есептеу әлі де мүмкін болмай отыр. Идеал газдың бір молі үшін жазылған

 (2.61)

күй теңдеуінде  деп газ тұрған ыдыстың көлемін түсінеміз. Екінші жағынан онда қозғалып жүрген газ молекулаларының кезкелгенінің кезкелген жерде бола алатын көлемі, себебі идеал газдың материалдық нүкте–молекулалары үшін ыдыстың кезкелген жері бос, әр молекула үшін ыдыста одан басқа молекула жоқ тәрізді. Шындығында газда ыдыстың барлық көлемі молекулалар үшін бос емес, себебі әр молекула белгілі көлем алып тұр және ыдыстың бұл бөлігінде басқа молекулалар бола алмайды. Бұл жағдайды ескеру үшін ыдыстың көлемінен молекулалар қозғала алмайтын, олардың өздері алып тұрған көлемін алып тастау керек. Оны  деп белгілейік. Сонда газ күйі теңдеуі мына түрде жазылады:

 (2.62)

мұндағы  түзету газдың қысымды шексіз арттырған кезде ( газ молекулаларын әбден тығыздаған кезде) алатын шектік көлемі. Шындығында да (2.62) теңдеуді

 (2.63)

түрінде жазып,  кезінде көлемнің  болатындығын көреміз.  мәні үшін есептеулер мынаны береді:  мұндағы – Авогадро саны. *b* түзетуді енгізу арқылы ескерілген молекулалардың меншікті көлемімен қатар тағы да молекулалар арасындағы тартылыс күштері де бар. Бұл күштердің әсерінен газ молекулаларының кезкелген ауданшаға, мысалға, ыдыстың қабырғасына түсіретін қысымы кезкелген бірдей жағдайларда идеал газға қарағанда азырақ болады.

Шындығында да, ыдыстың қабырғасына жуық орналасқан кезкелген молекуланың бір жағындағы “көршілері” екінші жағындағы “көршілерінен” артық болады да, оған түсірілетін басқа молекулалар тарапынан пайда болатын қорытқы тартылыс күші басы артық молекулалар саны бар жағына қарай, яғни ыдыстың ішіне қарай бағытталады. Осының арқасында ыдыстың қабырғасына түсірілетін қысым қайсы–бір  шамасына кем болады. Сөйтіп, қысым үшін (2.63) өрнектің орнына мынандай өрнекке келеміз:

 немесе 

Молекулалардың арасындағы тартылыс күші оларды өзара жақындатуға тырысады. Сыртқы қысым да дәл осылай әсер етеді. Енді осы қосымша қысымның неге тәуелді болатындығын қарастырайық. Ыдыс қабырғасына жуық қабатқа газ молекулалары тарапынан болатын қысымның осы қабаттың бірлік ауданына келетін барлық молекулаларға әсер ететін күшке тең болатындығы анық. Бұл күштің молекулалардың  тығыздығына тәуелді болатыны анық. Екінші жағынан, қабырғаға жуық қабаттағы тартылысқа ұшыраған молекулалар саны да  санына пропорционал болады. Демек,  шамасы газдың бір молінің алатын көлеміне кері пропорционал болатындықтан,  мұндағы  газдың молдік көлемі де, ал – пропорционалдық коэффициенті, оның сан мәні молекулалардың арасындағы тартылыс күшінің сипатына тәуелді болады.

Сонымен, газдың қысымы үшін өрнекті молекулалар арасындағы тартылыс күшін ескере отырып, былайша жазуға болады екен:



осыдан

 (2.64)

Газдың қысымын, көлемін және температурасын байланыстыратын бұл теңдеу *нақты газдың күй теңдеуі* болып табылады. (2.64) теңдеу газдың молі үшін жазылған. Газдың кез келген мөлшері үшін оны мына түрде жазуға болады:

 (2.65)

мұнда – газдың массасы, *М* – оның молдік массасы, – газдың алып тұрған көлемі.

Тығызырақ газдар үшін Ван-дер-Ваальс теңдеуі сандық қатынас ретінде жарамайды. Бірақ сапалық жағынан ол мұндай газдардың да тәуір сипаттамасын береді. Сондықтан заттың сапалық сипаттамаларын зерттеу үшін Ван-дер-Ваальс теңдеуін қысымдар мен температуралардың барлық өзгеріс аумағында да қолданатын боламыз. Бұл жағдайда оны *жуықталған жартылай эмпирикалық теңдеу* деп қарастыруымыз керек. Ван-дер-Ваальс теңдеуіне толық бағынатын газдарды *Ван-дер-Ваальс газдары* деп атайды.

**Ван-дер-Ваальс газының изотермалары.** Ван-дер-Ваальс газының изотермаларын кезкелген температураларда қарастыру үшін

 (2.66)

теңдеудің екі жағында -қа көбейтеміз. Жақшаларды ашқаннан кейін изотерманың түрі

 (2.67)

болады. Бұл  бойынша үшінші дәрежелі теңдеу, бұған  қысым параметр ретінде кіреді. Коэффициенттері нақты, заттық болатындықтан, теңдеудің бір заттық түбірі, немесе үш түбірі болады. Әрбір түбірге () жазықтығында  изабараның изотерманы қиып өтетін нүктесі сәйкес келеді. Бір түбір болатын бірінші жағдайда қиылысу нүктесі де біреу болады. Бұл жағдай температураның жеткілікті жоғары болуына сәйкес келеді.

**Ван-дер-Ваальс газының ішкі энергиясы**. Бұл энергия газды түзетін молекулалардың, қосындысы  болып табылатын ішкі энергиясы мен молекулалардың массалар центрінің ілгерілемелі қозғалысының кинетикалық энергиясынан және молекулалардың теріс мәнді болып табылатын өзара тартылысының потенциалдық энергиясынан тұрады. Энергияның бірінші бөлігін  деп  жылусыйымдылық тек температураға тәуелді болатын болса ғана, осылай өрнектей аламыз.

Тартылыс потенциалдық энергиясы, молекулаларды бір-бірінен арасында өзара әрекеттесу болмайтындай, сөйтіп өзара әрекеттесу потенциалдық энергиясы нөлге тең болатындай етіп алыстату үшін атқарылуы қажет жұмысқа тең болады. Молекулалардың өзара тартылысы есебінен пайда болатын қысым Ван-дер-Ваальс теңдеуінде  болады, демек, өзара әрекеттесу потенциалдық энергиясы

 (2.73)

формуламен беріледі, мұнда интегралдаудың төменгі шегі осы потенциалдық энергия нөлге тең болатындай етіп алынған. Сондықтан Ван-дер-Ваальс газының іші энергиясы:

 (2.74)

***Пысықтауға арналған сұрақтар:***

1. Термодинамикалық процесс. Қайтымды жəне қайтымсыз процесстер.
2. Броундық қозғалыс. Штерн тәжірибесі?
3. Ең ықтимал жылдамдық деген не?
4. Қалыпты атмосфералық қысымның тұжырымдамасы?
5. Идеал газ және нақты газ арасындағы айырмашылық?
6. Клайперон-Менделеев теңдеуін дәделдеу?
7. Изохоралық, изотермиялық, изобаралық процесстер?
8. Ван-дер-Ваальс теңдеуі?

## 

## 2.3 Сұйықтар

**Заттың сұйық күйінің сипаттамасы**. Сұйық күйіндегі зат өзінің көлемін сақтайды, ал формасын (пішінін) сақтамайды, ол өзі құйылған ыдыстың формасын қабылдайды. Мұны молекулалық -кинетикалық теория тұрғысынан қалай түсіндіруге болады?

Сұйықтың көлемін сақтауы оның молекулаларының арасында тартылыс күшінің бар екендігін көрсетеді. Демек, сұйық молекулаларының ара қашықтығы молекулалық әсер радиусынан кіші болуы тиіс. Сөйтіп, сұйықтың қайсы-бір молекуласының төңірегінде молекулалық әсер сферасын сызатын болсақ, онда осы сфераның ішінде көптеген молекулалардың центрлері қамтылып, бұл молекулалар сфера центріндегі молекуламен өзара әрекеттеседі. Осы әрекеттесу күштері сұйықтың молекуласын оның уақытша тепе-теңдік қалпында

10-12-10-10 с шамасында ұстап тұрады да, осыдан кейін ол өзінің диаметріндей жерге секіріп өтіп, жаңа уақытша тепе-теңдік қалпының төңірегінде тербелмелі қозғалыста болады. Бір қалыптан екінші қалыпқа өту аралығы уақыты *отырықшылық өмір уақыты* деп аталады.

Отырықшылық өмір уақыты ішінде (10-11 *с* шамалас) сұйық молекулаларының басым көпшілігі тепе-теңдік қалпында ұстап тұрылады, тек олардың азғантай бөлігі ғана осы уақыт ішінде жаңа орындарға ауысып үлгереді. Ал бұдан ұзағырақ уақыт ішінде молекулалардың басым көпшілігі жаңа орындарды қабылдап үлгереді. Сондықтан сұйық аққыш болады да, өзі тұрған ыдыстың формасын қабылдайды.

Сұйықтың молекулалары бір-біріне жанаса орналасқан деуге болады, сондықтан, біршама үлкен кинетикалық энергия алып, олар өздеріне жуық орналасқан молекулалардың тартылыс күшін жеңгенімен, басқа молекулалардың әсерімен маталып қалады да, жаңа уақытша тепе-теңдік қалыпта қалып қояды. Тек сұйықтың еркін, ашық бетінде орналасқан молекулалар ғана сұйықты тастап кете алады, кебу міне осымен түсіндіріледі.

Сөйтіп, егер сұйықтың ішінде өте кішкентай көлемді бөліп алса, онда отырықшылық уақыт ішінде онда, қатты дененің кристалдық торында орналасқан молекулалардағы тәрізді молекулалардың реттелген орналасуы болады. Сосын ол быт-шыт боп кетіп, жаңа бір орында қайтадан түзіледі. Сөйтіп, сұйық алып тұрған түгел кеңістік кристалдық бастама – ұрықтардан тұратын секілді, бірақ олар орнықсыз, бір жерде ыдырап, екінші жерде жаңадан пайда болып жатады.

Сонымен, сұйықтың кішігірім көлемінде оның молекулаларынң реттелген орналасуы бақыланатын болса, оның қалған басым көлемінде хаостық қозғалыс болады екен. Осы мағынада, *сұйықта молекулалардың орналасуында жуық тәртіп бар, ал алыс тәртіп болмайды* дейді. Сұйықтың мұндай құрылымы *квазикристалдық* (кристалдыққа ұқсас) деп аталады. Сұйықты жеткілікті қатты қыздырғанда ондағы отырықшылық өмір уақыты азайып, сұйықтардағы жуық тәртіп жоғалады дерлік.

Сұйықтың қатты денелерге ұқсас механикалық қасиеттері де болады. Егер сұйыққа әсер уақыты өте аз болса, онда оның серпімділік қасиеті білінеді. Мысалға, суды қатты ұрған кезде таяқ қолдан шығып кетеді, не болмаса таяқ сынады. Тасты су бетіне бірнеше рет шоршып түсетіндей түрде лақтыруға болады. Егер әсер уақыты жеткілікті ұзақ болса, онда сұйықтың *аққыштығы* білінеді. Сұйықтың сынғыштық, үзілуге беріктік қасиеттері де болады. Сұйықтың сығылғыштығы да азғантай болады (бірақ қатты денеге қарағанда артығырақ). Мысалы, қысымды 1 атмосфераға арттырған кезде судың көлемі 50 миллионнан бір бөлікке ғана азаяды. Механикалық әсерлерінің арқасында сұйықтарда қуыстар да пайда бола алады, бірақ олар тез жабылып қалады, яғни жоғалып кетеді. Бұл құбылыс *кавитация* деп аталады (грекше “кавитас” қуыс дегенді білдіреді).

Сонымен, сұйықтардың көптеген қасиеттері қатты денелермен ортақ болады екен. Бірақ температура жоғарылаған сайын сұйықтың қасиеттері тығыз газдың қасиеттеріне жақындай түседі, қатты дене қасиеттерінен алшақтай береді. Бұл сұйық күйдің заттың қатты және газ күйлерінің аралық күйі екендігін білдіреді.

Заттың қатты күйден сұйық күйге өтуі кезіндегі қасиеттерінің өзгерісі сұйықтан газ күйіне өту кезіндегі өзгерістерден азырақ болады. Бұл дегеніміз, *заттың сұйық күйінің қасиеттері газ күйіндегіге қарағанда қатты күйдегі зат қасиеттеріне жақынырақ* болатындығын білдіреді*.*

**2.3.1. Сұйықтың бет қабаты.**

Енді сұйықтың ішіндегі молекулалық күштердің әсерінің олардың сұйықтың бетіндегі әсерінен қандай айырмашылықтары бар екендігін қарастырайық.

Молекулалық күштердің сұйықтың ішіндегі *М*1 молекулаға түсірілген тең әсерлісінің орташа мәні нөлге жуық болады (2.23-сурет). Осы тең әсерлі күштің кездейсоқ флуктуациялары *М*1 молекуланы сұйық ішінде хаостық түрде қозғалуға ғана мәжбүр етеді. Сұйықтың беттік қабатында орналасқан *М*2 және *М*3 молекулалардың жағдайы басқаша болады.



*2.23 - сурет*

*Rб*

*М2*

*М3*

*Rc*

*rм*

*М1*

*Rc*

Молекулалардың төңірегінде *rм* радиуспен молекулалық әсер сферасын сызайық (*rм* мәні 10-9 *м* шамалас). Сонда *М*2 молекула үшін төменгі жарты сферада жоғарғы жарты сфераға қарағанда көбірек молекулалар болып шығады, өйткені төменде сұйық та, ал жоғарыда бу мен ауа ғана. Сондықтан *М*2 молекула үшін молекулалық тартылыс күштерінің тең әсерлісі *Rс* төменгі жарты сферада жоғарғы жарты сферадағы молекулалық күштердің *Rб* тең әсерлісінен көп артық болады. *Rб* күші соншалықты аз болатындықтан оны ескермеуге болады. *М*3 молекулаға түсірілген молекулалық тартылыс күштерінің тең әсерлісі *М*2 молекуланікімен салыстырғанда аз болады, себебі ол тек қарайтылған облыстағы молекулалардың әсерлерімен ғана анықталады. Ең бастысы, *М*2 және *М*3 молекулаларға түсірілген тең әсерлі күштер сұйықтың бетіне перпендикуляр бағытта сұйық ішіне қарай бағытталған.

Сонымен, қалыңдығы молекулалық әсер радиусына тең болатын беттік қабатта орналасқан сұйықтың барлық молекулалары сұйықтың ішіне қарай тартылады екен (23-сурет). Бірақ сұйық ішіндегі кеңістікті басқа молекулалар алып тұрғандықтан, *беттік қабат сұйыққа молекулалық қысым деп* *аталатын қысым тудырады*. Теориялық есептеулер көрсеткендей, молекулалық қысымның шамасы соншалықты үлкен болады екен. Мысалы, су үшін ол 11⋅108 *Па*, эфир үшін 1,4⋅108 *Па*.

**2.3.2 Беттік керілу**.

Сұйықтың бетінде орналасқан молекулалар оның ішіне қарай тартылатын болғандықтан, олардың потенциялық энергиясы сұйықтың ішіндегі молекулалардың потенциялық энергиясынан артық болады. Мұндай қортындыға, егер молекулалардың өзара әрекеттесу потенциялық энергиясының теріс болатындығын және де сұйықтың беттік қабатындағы молекулалардың сұйықтың ішіндегі молекулаларымен салыстырғанда молекулалардың азғантай санымен әрекеттесетіндігін ескерсек те, келген болар едік.

Сұйықтың беткі қабатындағы молекулалардың қосымша потенциялық энергиясын *еркін энергия* деп атайды: оның көмегімен сұйықтың еркін бетін азайтуға бағытталған жұмыс атқаруға болады. Керісінше, сұйықтың ішіндегі молекуланы оның бетіне шығару үшін молекулалық күштерді жеңу керек болады, яғни жұмыс атқару қажет болады. Осы кездегі еркін энергияның *ΔП* өзгерісінің сұйықтың еркін бетінің ауданының *ΔS* өзгерісіне тура пропорционал болатындығы анық:

*ΔΠ=σΔS.*  (2.75)

*ΔΠ=Α* болатындықтан:

*A*=*σΔS*. (2.76)

Сонымен, сұйықтың еркін бетінің ауданының кемуі кезіндегі молекулалық күштердің *А* жұмысы *ΔS* шамасына тура пропорционал болады екен. Бұл жұмыс сұйықтың тегіне және сыртқы жағдайларға, мысалға, температураға тәуелді болуы тиіс. Осы тәуелділікті *σ* коэффициент өрнектейді.

*Сұйықтың еркін бетінің ауданы өзгерген кездегі молекулалық күштердің жұмысының сұйықтың тегіне және сыртқы шарттарға тәуелділігін сипаттайтын σ шамасы сұйықтың беттік керілу коэффициенті деп аталады* (немесе жай ғана беттік керілу); *σ шамасы сұйықтың еркін бетінің аудан бірлігіне өзгерген кездегі молекулалық күштердің атқаратын жұмысымен өлшенеді:*

*σ =A/ΔS*  (2.76,а)

*σ* беттік керілудің ХБ жүйесіндегі бірлігі:

*σ* =1 *Дж*/*м*2=1 *Дж*/*м*2.

Кез келген жүйе өзбетінше потенциялық энергиясы минималь болатын күйге өтетін болғандықтан, сұйық та өз бетінше өзінің еркін бетінің ауданы минималь болатын күйге өтуі тиіс. Мұны мынандай тәжірибенің көмегімен дәлелдеуге болады.

П әрпі түрінде иілген сымға жылжымалы *АВ* белдікті бекітеді (2.24-сурет). Осындай рамканы сабынды суға батырсақ, онда сабын қабыршағы пайда болады. Рамканы сабынды судан шығарып алғаннан кейін *АВ* белдік жоғары қарай көтеріледі, яғни молекулалық күштер шындығында да сұйықтың еркін

бетінің ауданын кемітеді. Бірдей көлем кезінде шардың бетінің ауданы ең кіші мән қабылдайтын болғандықтан, салмақсыз күйде сұйық шар түрін қабылдайды.Осы себептен де сұйықтың кішкентай тамшыларының түрі де шар тәрізді болады.



*2.24 - сурет*

*2*

*1*

*l*

*h*

*б)*

*Fk*

*а)*

*Fk*

*2.25 - сурет*



*M2*

R

*M1*

**Беттік керілу күші**. Сұйықтың бетінде орналасқан *М*1 молекула сұйықтың ішінде орналасқан молекулалармен ғана емес, сонымен қатар молекулалық әсер сферасының шегіндегі сұйық бетіндегі молекулалармен де әрекеттеседі (2.25-сурет). *М*1 молекула үшін сұйықтың бетінің бойымен бағытталған молекулалық күштердің *R* тең әсерлісі нөлге тең, ал беттің жиегінде орналасқан *М*2 молекула

үшін ол нөлге тең емес 2.25-суреттен көріп отырғанымыздай, күш еркін беттің шекарасына нормаль және беттің өзіне жанама бойымен бағытталған.

Сұйықтың беті бойымен бағытталған молекулалық күштер сұйықтың еркін бетіндегі кез келген тұйық сызыққа нормаль бойымен, осы тұйық сызық қамтитын сұйық беті минималь болатындай бағытта әсер етеді. Бұған мына тәжірибе мысал бола алады.

*l*

*б)*

*а)*

*2.26 - сурет*

*l*

Сымнан жасалған сақинада ұзындығы l жіп байланған (2.26, а-сурет). Егер сақинада сабын қабыршағы болатын болса, онда жіп қабыршақ үстінде қалай болса, солай орналасады, өйткені молекулалық күштер жоғарғы контурмен шектелген беттің ауданын да, төменгі контурмен шектелген беттің ауданын да азайтуға тырысады. Енді қабыршақты жіптің астыңғы жағынан тесейік. Сонда молекулалық күштер жоғарғы контурмен шектелген бетті азайтып, жіп тартылады (2.26 б-сурет).

*Сұйық молекулаларының өзара әрекеттесуінен пайда болатын, оның еркін бетінің ауданын кемітуді тудыратын және осы бетке жанама бойымен бағытталған Fк күш беттік керілу күші деп аталады*.

Белдікке әсер ететін *Fк* беттік керілу күшінің оның *l* ұзындығына пропорционал болатындығын көрсетейік (2.24, а-сурет). Беттік керілу күштерінің *l* белдікті 1 қалыптан 2 қалыпқа алып өткенде атқаратын жұмысы (2.76) формуламен өрнектеледі: *A=*σ*ΔS.* Осы кездегі сұйықтың еркін бетінің қорытқы *ΔS* кемуі 2*hl*  болады, сондықтан *A=*σ2*hl*.

Екінші жағынан, *А* жұмысты күшті жолға көбейтіп те табуға болады ғой. Біздің жағдайымызда қабыршақтың бетінің белдікпен екі жанасу сызығы болатындықтан (2.24, б-сурет), жалпы күш 2*Fк* және *А*=2*Fкh* болады. Сонымен, 2*Fкh=*σ2*hl*, немесе

*Fк=*σ *l.*  (2.77)

Осыдан

. (2.77,а)

(2.77,а) формуладан, *беттік керілудің сұйықтың еркін бетінің шекарасының бірлік ұзындығына әсер ететін беттік керілу күшіне тең болатындығы шығады*. *σ* бірлігінің 1 *Дж*/*м*2 екендігін білеміз. Бірақ

1 *Дж*/*м*2=1 *Н⋅м*/*м*2=1 *Н*/*м*.

Енді сұйықтың еркін бетінің ауданы минималь болатындай форманы қабылдайтындығы түсінікті: молекулалық қысым күші сұйықтың бетінен молекулаларды сұйықтың ішіне қарай тартып алады да, ал беттік керілу күші еркін беттің ауданын кішірейтеді, яғни осы бетте пайда болған “тесікті” (төменге кеткен молекуланың орнын) жауып қояды.

Сонымен, сұйықтың беттік қабаты әрқашанда керілу күйінде болады. Бірақ, бұл күйді созылған серпімді қабыршақтың керілуімен салыстыруға болмайды. Серпімділік күші керіліп тұрған қабыpшақтың ауданы артқан кезде артып отыратын болса, беттік керілу күші сұйықтың бетінің ауданына тәуелсіз болады. Мысалға, 2.24-суреттегі *Fк* күш 1 және 2 қалыптарда бірдей болады, себебі сұйықтың еркін бетінің бірлік ауданына келетін молекулалар саны бірдей болып қалады.

Тәжірибе көрсеткендей, *σ* шамасына сұйық бетінің үстіндегі орта мен сұйықтың температурасы әсер етеді екен. Температура артқан кезде оның беттік керілуі төмендеп, ал кризистік температура кезінде нөлге айналады екен (2.27-сурет). Бұл тағы да кризистік күйде сұйықпен оның буының арасындағы ерекшеліктердің жойылатындығын көрсетеді.

*0 100 200 300 400 t,0C*

*0,08 σ,H/м*

*0,06*

*0,04*

*0,02*

*27 - сурет*

**Жұғу**. **Шеттік бұрыш**. Егер шыны таяқшаны сынапқа батырып алсақ, онда сынаптың жұғынын байқамаймыз. Ал егер осы таяқшаны суға батырып алсақ, онда оның ұшында су тамшысын байқаған болар едік. Бұл қарапайым тәжірибелер сынаптың молекулаларының бірімен-бірінің тартылу күшінің шынының молекулаларына тартылу күшінен артық болатындығын көрсетеді, ал су молекулаларына келетін болсақ, олар бір-біріне шыны молекулаларына қарағанда әлсізірек тартылады.

Егер сұйық молекулалары бір-біріне қатты дененің молекулаларына тартылғанға қарағанда әлсізірек тартылатын болса, онда сұйық осы затқа *жұғатын* болғаны. Мысалға, су таза шынға жұғады да, ал парафинге жұқпайды. Егер сұйықтың молекулаларының бір-біріне тартылу күші қатты дене молекулаларының тартылу күшінен артық болса, онда сұйықты осы затқа *жұқпайтын* дейді. Сынап таза шыныға жұқпайды, ал мыс пен мырышқа жұғады.



*θ*

*а)*

A

A

*б)*

*θ*

*2.28 - сурет*

*а)*

*2.29 - сурет*

*θ*

*б)*

*θ*

Қайсы-бір заттан жасалған жазық пластинканы горизонталь орналастырып, оған зерттемек болып отырған сұйықты тамызайық. Сонда бетте тамшы 2.28, а-суреттегідей, не 2.28, б-суреттегідей түрде орналасады. Бірінші жағдайда сұйық қатты денеге жұғады, ал екінші жағдайда жұқпайды. 2.28-суретте көрсетілген бұрыш *θ* *шеттік бұрыш* деп аталады. Шеттік бұрышты қатты дененің жазық беті мен еркін беттің, қатты дене, сұйық және газ келіп шектесетін *А* нүктесі арқылы өтетін жанамасы құрайды. (2.28-сурет); шеттік бұрыштың ішінде әрқашанда сұйық болады. Жұғатын сұйықтар үшін шеттік бұрыш әрқашанда сүйір де, ал жұқпайтын сұйықтар үшін доғал болады.

Қатты беттің вертикаль жағдайында сұйық өзі құйылған ыдыстың шетінде жұғатын жағдайда көтеріледі де, ал жұқпайтын жағдайда төмен түседі (2.29-сурет).

Жұғылудың мөлшері ретінде шеттік бұрыштың косинусын алады, яғни *cosθ* оң болатын болса, сұйық жұғады, ал теріс болса, сұйық жұқпайды. Сұйық толық жұғатын кезде *cosθ*=1. Бұл кезде сұйық қатты дененің бетінде жайылып кетеді. Толық жұқпайтын кезде *cosθ*=–1. Бұл жағдайда сұйықтың кішкентай тамшысының түрі шар тәрізді болады.

**2.3.3. Лапластық қысым**

Сұйық бетінің ыдыстың жиегінде майысатындығын жіңішке түтіктерде жақсы бақылауға болады, өйткені бұл жерде сұйықтың түгел беті майысады. Қимасы дөңгелек болатын түтікте бұл бет сфераның бір бөлігі болады да, ол *мениск* деп аталады (гректің “менискос” – айдың орағы, доғасы). Жұғатын сұйықтың менискісі ойыс та, ал жұқпайтын сұйықтікі дөңес болады (2.30, а,б-суреттер).

Менискінің бетінің ауданы түтіктің ішкі қимасының ауданынан артық болатындықтан, молекулалық күштердің әсерінен сұйықтың майысқан беті жазылуға тырысады да, осы арқылы қосымша *рл* қысым тудырады, бұл қысым жұғатын сұйық кезінде (ойыс мениск) сұйықтан тысқары, ал жұқпайтын сұйық үшін (дөңес мениск) сұйықтың ішіне қарай бағытталған. Бұл қысымды француз ғалымы П. Лаплас анықтаған, сондықтан ол *лапластық қысым* деп аталады. Сұйықтың радиусы болатын сфералық беті үшін бұл қысым

*рл=*2*σ/R* (2.78)



*б)*

*а)*

*рл*

*рл*

*2.30 - сурет*

формуламен анықталады.

**Капиллярлық.** Егерде суға жіңішке шыны түтікті батыратын болсақ, онда су түтікке тартылып, оның түтіктегі деңгейі түтіктен тысқары су деңгейінен *h* биіктікте болады (2.31, а-сурет). Бұл түтіктегі *рл* лапластық қысымның жоғары қарай бағытталғандығымен түсіндіріледі. Ол суды жоғары қарай тартып, түтіктің *h* биіктігіндегі су бағананың *Pr*=*ρgh* болатын гидростатикалық қысымымен теңескенге дейін көтеріледі. *рл*=2*σ/R* болғандықтан, *рл*=*рr* кезінде 2*σ/R*=*ρgh* болады, осыдан

*h=*2*σ/ρgR.*  (2.79)

Толық жұғатын (*θ*=0) жіңішке түтіктегі менискінің түрі жарты сфера болады да, сфералық беттің *R* радиусы түтіктің ішкі *r* радиусына тең болады, сонда

*h=2σ /ρ gr.*  (2.79,а)

Толық жұқпайтын кезде (θ≠0) менискінің радиусы *R=r/cosθ* және

*h= (2σ /ρ gr)* *cosθ.*  (2.79,б)



*θ*

*2.31 - сурет*

*в)*

*а)*

*б)*

*θ*

*r*

*h*

*h*

R

(2.79 а, б) формулалардан түтіктің ішкі диаметрі неғұрлым кіші болса, солғұрлым *h* биіктіктің үлкенірек болатындығы шығады. Ішкі диаметрі шаштың диаметрімен шамалас болатын (немесе одан да кішірек) түтіктерде судың көтерілуі біршама болады, сондықтан мұндай түтіктерді *капиллярлар* деп атайды (“капиллярис” шаштай, жіңішке деген грек сөзінен). Жұғатын сұйық капиллярларда жоғары көтеріледі (312 а-сурет), жұқпайтын сұйықтар – төмен түседі (31 б-сурет). Жұғатын сұйықтардың капиллярларға тартылуы немесе жұқпайтын сұйықтың капиллярлардан итеріліп шығарылуы *капиллярлық құбылыстар* деп аталады.

Капиллярлық құбылыстар табиғатта және техникада үлкен роль атқарады. Өсімдіктер көптеген капиллярлардан тұрады. Ағаштарда топырақтағы ылғал капиллярлардың бойымен көтеріліп барып, жапырақтар арқылы атмосфераға буланады. Топырақтарда да капиллярлар болады, топырақ неғұрлым тығыз болған сайын, олар солғұрлым жіңішке. Су осы капиллярлармен жер бетіне көтеріліп, сосын тез буланып кетеді, жер қатып қалады. Көктемде жер жыртқан кезде, осы капиллярлар быт-шыт болып, топырақ бетіндегі ылғал сақталып қалады. Техникада да көптеген жағдайларда осы капиллярлық құбылыстарды ескеруге тура келеді.

**Ортаның тұтқырлығы. Сұйықтың ламинарлық ағысы**. Газ және сұйық орталарда дене қозғалған кезде оған ортаның тарапынан кедергі болады. Сұйық немесе газ тәрізді ортаның онда қозғалатын денеге түсіретін қарсы әсері *ортаның кедергі күштері* деп аталады. Мұндай күштердің негізгі ерекшелігі *тыныштық үйкелісінің* жоқтығында.

Дененің қозғалыс жылдамдығы артқан кезде ортаның кедергі күштері тез арта бастайды, өйткені дене өзімен бірге ортаның бөлшектерін ілестіріп алып кетіп, ал олар болса келесі қабатты өзіне ілестіреді. Сондықтан денені ортада үлкен жылдамдықпен қозғалту үшін өте көп энергия қажет болады. Осындай қозғалыс кезінде энергия шығынын азайту үшін ортаның кедергі күшінің қалай пайда болатындығын білу керек. Ол қозғалыстағы дененің формасымен, оның қозғалыс жылдамдығымен және ортаның өзінің қасиеттерімен анықталады екен.

Көлденең қималары бірдей болатын және бірдей *v* жылдамдықпен қозғалатын сигар тәрізді үшкір денені, шарды және дискіні алып қарайтын болсақ, онда сигар тәрізді дененің қозғалысына ауаның кедергі күші *Fc* дискі қозғалған кездегі *Fд* кедергі күшіне қарағанда 30 есе кем, ал шардың қозғалысы кезіндегі *Fш* кедергі күшіне қарағанда 5 есе кем болады екен (2.32-сурет).



*υ*

*υ*

*υ*

*Fc*

*Fд*

*Fш*

*2.32 - сурет*

Сұйықтың кедергі күшінің дененің қозғалыс жылдамдығына тәуелділігі біршама күрделі болады және ол сұйық қабаттарының бір-біріне қатысты қозғалыс сипатына және сұйықтың өзінің қасиеттеріне тәуелді түрде анықталады.

Сұйықтың бөліктерінің бір-бірлеріне қатысты қозғалысы кезінде осы қозғалысты тежеуге тырысатын күштер пайда болады, оларды *ішкі үйкеліс күштері* немесе *тұтқырлық күштері* деп атайды.



*υ3*

*υ2*

*υ1*

*2.33 - сурет*

Егер кеңістіктің әрбір нүктесінде ағыс жылдамдығы уақыт бойынша өзгермейтін болса, онда ортаның қозғалысын *қалыптасқан* немесе *ламинарлық* деп атайды. Сұйықтың цилиндрлік түтіктегі ламинарлық ағысы кезінде түтіктің осі бойымен қозғалатын сұйықтың жылдамдығы максималь болады (2.33-сурет), ал тікелей түтіктің қабырғасына жуық жерде ағыстың жылдамдығы нөлге тең болады. Осы кезде сұйық түгелдей цилиндрлік қабаттарға бөлініп, олардың ағыс жылдамдықтары түтік бойында оның центрінен қабырғасына қараған бағытта өшіп отырады. Сонымен, ламинарлық ағыс кезінде түтік пен сұйық арасында үйкеліс жоқ, өйткені сұйықтың түтіктің бетіндегі жылдамдығы нөлге тең, тек сұйықтың тұтқырлығынан туатын ішкі үйкеліс қана болады.

Сұйықтың қабаттарының қозғалысы кезіндегі жылдамдықтың түсуін *жылдамдықтың градиентімен* сипаттайды. *Градиент деп қайсы-бір шаманың кеңістіктік өзгерісінің тездігін сипаттайтын векторды атайды*. Бұл вектор берілген шаманың ең тез өзгерісі өтетін сызықтың бойындағы өсу бағытында алынған жанаманың бойымен бағытталады. Градиенттің сан мәні осы шаманың көрсетілген сызықтың бірлік ұзындығына келетін өсімшесімен анықталады. Жылдамдықтың градиенті *gradv* деп белгіленеді.

Қарастырылып отырған жағдайда ағыс жылдамдығының түтіктің радиусы бойындағы біркелкі өзгерісі кезінде

*gradv=Δv/Δr*  (2.80)

болады, мұндағы *Δv* – жылдамдықтың *Δr* аралықтағы өзгерісі. Бірақ, шын мәнісінде, жылдамдық радиус бойында біркелкі өзгермейді, сондықтан (2.65) формула тек өте азғантай *Δr* үшін ғана орындалады.

**2.3.4. Ішкі үйкеліс үшін Ньютон заңы. Динамикалық тұтқырлық.**

Бір-бірлерінен *Δх* қашықтықта орналасқан сұйықтың жазық қабаттары *v*1 және *v*2 жылдамдықтармен қозғалатын болсын (2.34-сурет). Сонда жоғарғы қабат ортаңғы қабаттың қозғалысын тездетсе, керісінше төменгі қабат оның қозғалысын баяулататын болады. Ішкі үйкеліс күштерінің әсерінің нәтижесінде оpтаңғы қабат *v*1 жылдамдықтан артық, бірақ *v*2 жылдамдықтан кем *v* жылдамдықпен қозғала бастайды. Қабаттардың қозғалыс жылдамдықтарының *х* бағытта біркелкі өзгерісі кезінде *gradv* мәні ортаның барлық нүктелері үшін бірдей және сан мәні *(v2–v1)/Δx*, немесе *Δv/Δx* болады.



*υ*

*2.34 - сурет*

*υ2*

*υ1*

*Δx*

*ΔS*

Ньютон ортаңғы қабатқа әсер ететін ішкі үйкеліс күшінің жылдамдықтың градиентіне және қабаттың бетінің *ΔS* ауданына тура пропорционал болатындығын көрсетті. Ньютонның заңын математикалық түрде былай деп жазуға болады:

. (2.81)

*Ішкі үйкеліс күшінің заттың тегіне және сыртқы шарттарға тәуелділігін өрнектейтін η шаманы ортаның динамикалық тұтқырлығы деп атайды*.

*η* динамикалық тұтқырлықтың бірлігін шығарайық:



ХБ жүйесінде *η* бірлігі ретінде ауданы 1 *м*2 болатын қабатқа 1 *с*-1 болатын жылдамдық градиенті кезінде шамасы 1 *Н* болатын ішкі үйкеліс күші әсер ететін ортаның тұтқырлығы алынады. Ортаның тұтқырлығы оның температурасына тәуелді болады. Ол газдарда температура артқан кезде артады, ал сұйықтарда кемиді. Бұл ішкі үйкелістің табиғатының газдар мен сұйықтар үшін түрліше болатындығын көрсетеді.

Газдардың тұтқырлығы оның молекулаларының өздерінің қабаттарымен бірге бағытталған қозғалысымен қатар хаостық қозғалысының кезінде бір қабаттан екінші қабатқа ұшып өтуінің арқасында пайда болады. Осы кезде жоғарғы қабаттан ортаңғы қабатқа ұшып өтіп жатқан молекулалар (34-сурет) оның қозғалысын жеделдетсе, ал төменгі қабаттан ортаңғы қабатқа ұшып өтіп жатқан молекулалар оның қозғалысын баяулатады. Температура артқан кезде хаостық қозғалыстың жылдамдығы артатын болғандықтан газдың тұтқырлығы қыздырған кезде артады.

Сұйықтарда да молекулалардың бір қабаттан екінші қабатқа өтуі болады, бірақ та оларда тұтқырлық негізінен оның молекулаларының өзара тартылысының әсерінен туады. Қыздырған кезде сұйық ұлғаяды да, оның молекулаларының өзара тартылыс күші азаяды, температура артқан кезде сұйықтың тұтқырлығының азаятындығы міне осымен түсіндіріледі. Мысалға судың 00*С* кезіндегі тұтқырлығы 17,75⋅10-4 *Па⋅с* болса, 900*С* кезінде 3,20⋅10-4 *Па⋅с* болады.

1840 жылы француз ғалымы Л. Пуазейль ламинарлық ағыс кезінде түтіктен ағып шығатын сұйықтың көлемінің түтіктің радиусының төртінші дәрежесіне пропорционал болатындығын көрсетті. Қазірде Паузейль формуласын былай жазады:

, (2.82)

мұндағы *V* – радиусы *r*, ұзындығы *l* түтіктен, түтіктің екі ұшындағы қысымдардың айырымы *Δр=р*1*–р*2 болатын кезде *t* уақыттың ішінде ағып шығатын сұйықтың көлемі.

**Аморфтық заттар**. Глицерин, бал секілді және т.б. заттардың тұтқырлығы өте үлкен болады. Ал енді смола, битум, сұйық шыны тәрізді заттардың тұтқырлығы одан да бетер үлкен болады, олардың онсыз да үлкен тұтқырлықтары оларды салқындатқан кезде одан әрі артып, олардың молекулалары қозғалыс мүмкіншіліктерін толық жоғалтады деуге болады, яғни олардың молекулаларының отырықшылық өмір уақыты орасан үлкен шамаға жетеді. Мұндай денелердің қатты денелерден еш айырмашылығы болмайды деуге болады, бұларда өзінің көлемін және формасын сақтайды. Бірақ олардың молекулаларының орналасуында жуық тәртіп бар да, ал алыс тәртіп болмайды. Демек, мұндай заттар өздерінің ішкі құрылысы бойынша тұтқырлығы өте жоғары болатын (молекулаларының отырықшылық уақыты өте үлкен) сұйықтар болып табылады.

Тұтқырлығы жоғары болатын сұйықтарды салқындатқан кезде олардың молекулалары бір-бірлеріне жақындасып молекулалық күштер осы молекулаларды алыс тәртіп болатындай қатарларға орналастыруға тырысады, бірақ үлкен тұтқырлықтың әсерінен олар бұл орындарды алып үлгере алмай, уақытша тепе-теңдік қалыптарында қалып қояды. Сұйықты одан әрі салқындата түскен кезде сұйық сырт қарағанда қатты дене де, ал ішкі құрылысы бойынша сұйық болып қала береді. Осындай сырт қарағанда қатты, ал кристалдық құрылысы болмайтын денелерді *аморфтық* немесе *шыны тәріздес* заттар деп атайды, себебі мұндай заттардың шын мәністегі жарқын өкілі шыны болып табылады, олардың қатарына түрліше смолалар, пластмассалар да жатады.

Аморфтық заттардың сұйықтармен ұқсастығы тек олардың ішкі құрылысында ғана емес. Егер аморфтық заттар онша күшті салқындатылған болмаса, онда оларда баяу аққыштық та байқалады. Тығызырақ заттардан жасалған қатты денелер аморфтық денелерге баяу бататын болса, ал жеңілірек заттан жасалған қатты денелерді аморфтық денелер баяу итеріп шығарады.

Физикада аморфтық денелерді әсіре салқындатылған сұйықтар деп атайды, оларда кристалдану процесі үлкен тұтқырлықтың әсерінен өтпей қалған. Уақыт өткен сайын аморфтық денелер баяу түрде кристалдық түрге өтуі мүмкін. Мысалға, күкірт пен кварц кристалдық түрде де, аморфтық түрде де кездеседі.

Тағы да айта кететін нәрсе, аморфтық заттар салқындаған кезде бірте-бірте қоюланады да, ал қыздырған кезде оларда аққыштық бірте-бірте пайда болады. Аморфтық заттардың қатты және сұйық күйлерінің арасындағы күрт пайда болатын өтуді байқау қиын.

***Пысықтауға арналған сұрақтар:***

1. Беттік керілу күшінің формуласын дәлелдеу?
2. Лапластық қысымның формуласы?
3. Капилярлық құбылыс дегеніміз не?
4. Ішкі үйкеліс үшін Ньютон заңы?
5. Аморфты заттар қандай заттар?

**2.4. Термодинамика**

**2.4.1. Термодинамиканың бірінші заңы.**

Жылулық процестерді зерттеудің өте маңызды тәсілі термодинамикалық тәсіл болып табылады. Бұл әдістің мағынасы мынада. Тәжірибе кезінде қарастырылып отырған процесті сипаттайтын макроскопиялық шамалардың сан мәндері өлшенеді. Оларды көбіне *термодинамикалық параметрлер* деп атайды. Осындай тәжірибелердің нәтижелері бойынша олардың арасындағы заңды байланыстарды тағайындайды, содан соң осы байланыстарды, дұрыстығы күмән тудырмайтын табиғаттың жалпылама заңдарының негізінде математикалық жолмен талдайды. Осындай талдаулар негіз болатын табиғаттың жалпылама заңдарын *термодинамиканың бастамалары* деп атайды.

Tермодинамикалық әдіс көптеген құбылыстардың өту жолын бағдарлап бере алғанымен, ол бірақ осы құбылыстардың неліктен осылай өтіп жатқанын түсіндіре алмайды, құбылыстың көрнекі моделін бере алмайды. Термодинамикалық әдістің бұл жетімсіз жерін молекулалық-кинетикалық теория толықтырады, ол көптеген құбылыстарды осындай моделдің негізінде түсіндіреді. Сөйтіп құбылыстарды зерттеудің осындай екі аса маңызды әдістері бірін-бірі толықтыра отырып, өтіп жатқан процестерді тереңірек түсінуге мүмкіндік береді.

Термодинамикаға негіз болатын бірінші жалпылама заң энергияның сақталу заңы болып табылады. Оны *термодинамиканың бірінші бастамасы* деп атайды және ол былайша тұжырымдалады: *жүйеге берілген Q жылу мөлшері жартылай жүйенің ішкі энергиясын өзгертуге (ΔU) және жартылай осы жүйенің А жұмысты атқаруына кетеді:*

*Q=ΔU+A.*  (2.83)

(2.83) формула қолданылатын жүйенің тек жалғыз ғана денеден-ақ тұруы мүмкін екендігін айта кетелік.

Бұл жерде біз жүйенің ішкі энергиясы түсінігін кең пайдаланатын боламыз: *жүйенің ішкі энергиясы деп газдың барлық молекулаларының барлық энергияларының қосындысын түсінетін боламыз*. Жүйенің ішкі энергиясының жүйеге жұмыс атқарудың арқасында немесе қайсы-бір жылу мөлшерін берудің арқасында артуы тиіс деп күтуге болады. Жүйенеің ішкі энергиясы жылу ағыны жүйеден шығатын болса, немесе жүйе қайсы-бір сыртқы денелерге жұмыс атқарғанда кемуі тиіс.

Жүйенің ішкі энергиясы да жүйенің күй функциясы болып табылады, себебі жүйенің кез келген күйде, сол күйге сәйкес келетін, нақты ішкі энергиясы болады.

**Tермодинамиканың бірінші заңының идеал газдағы изопроцестерге қолданылуы**. Енді (2.83) формуланың идеал газдағы түрліше изопроцестер үшін қандай түр қабылдайтындығын анықтайық.

**Изохоралық процесс** кезінде *А* жұмыстың нөлге тең екендігін білеміз, демек, бұл процесс үшін (2.83) формула мынандай түр қабылдайды:

*Q=ΔU.*  (2.84)

Бұл дегеніміз *изохоралық процесс кезінде газға берілген жылудың түгелдей оның ішкі энергиясын өзгертуге кететіндігін* көрсетеді.

**Изобаралық процесс** үшін термодинамиканың бірінші бастамасы мына түрде жазылады:

*Q=ΔU+A.*

Шындығында да бұл кезде *A=pΔV* жұмыс нөлден ерекше, өйткені газдың көлемі өзгереді. Температураның өзгерісіне пропорционал болатын ішкі энергияның *ΔU* өзгерісі де нөлден ерекше болады, себебі процесс кезінде газдың температурасы да өзгереді. Сөйтіп, *изобаралық процесс кезінде газға берілген жылу мөлшері жартылай оның ішкі энергиясын өзгертуге, ал жартылай газдың осы процесс кезіндегі ұлғаю жұмысына жұмсалады.*

**Изотермиялық процесс** кезінде газдың температурасы өзгермейді. Сондықтан, (2.46)-(2.48) формулалардың негізінде бұл процесс кезінде газдың ішкі энергиясы өзгеріссіз қалады деуге болады, яғни *ΔU*=0. Демек, (2.83) формула бұл процесс үшін

*Q=A*  (2.85)

түрін қабылдайды. Бұл дегеніміз, *изотермиялық процесс кезінде газға берілген барлық жылу мөлшері газдың жұмыс атқаруына кетеді* деген сөз. (2.94) формуланы талдау газда тағы бір аса маңызды *Q*=0 болатын процестің өте алатындығын көрсетеді. Бұл процестің практикалық маңызы зор.

**Адиабаттық процесс***. Қайсы-бір жүйеда қоршаған ортамен жылу алмасусыз өтіп жатқан процесс адиабаттық процесс деп аталады*. Мұндай процесте *Q*=0 болатындықтан, ол үшін (2.83) формула

*ΔU+A*=0, немесе *A=–ΔU*  (2.86)

түрін қабылдайды. Бұл – *адиабаттық процесс кезінде жүйе сыртқы денелерге қарсы жұмысты тек өзінің ішкі энергиясының есебінен ғана атқара алады* дегенді білдіреді. Керісінше, адиабаттық процесс кезінде сыртқы денелер жүйеге жұмыс атқаратын болса, онда оның ішкі энергиясы артады.

Адиабата

Изотерма

*p*

V

*2.35 - сурет*

Егер газ адиабаттық ұлғаю кезінде қоршаған ортаға қарсы жұмыс атқаратын болса, онда оның ішкі энергиясы азаяды. Демек, бұл жағдайда газ салқындау керек. Ал адиабаттық процестің *р, V* координаттарындағы графигі 2.35-суретте өрнектелген. Ол *адиабата* деп аталады. 2.35-суретте салыстыру үшін идеал газдың дәл осы массасы үшін изотермалардың біреуі келтірілген. Адиабатаның изотермамен салыстырғанда неліктен тіктеу түсетіндігін түсіндіруге болады. Изотермиялық сығылу кезінде газдың *р* қысымы бірлік көлемдегі *n*0 молекулалар санының артатындығына байланысты артады (*Т* өзгеріссіз қалады), ал адиабаттық сығылу кезінде *n*0 саны да, *Т* температура да артады, соның арқасында *р* қысым тезірек өседі.

Реал жағдайларда процестің жылу алмасусыз өтуін қамтамасыз ету мүмкін емес. Егер газды тез және қатты сығатын болсақ, онда газ өте қатты қызады. Егер осы кезде газда бензиннің буы немесе басқа бір жанғыш заттардың буы болатын болса, онда олар тұтанған болар еді. Міне осы құбылыс *Дизель двигателдерінде* жанғыш қоспаны тұтандыруға пайдаланылады.

**2.4.2. Ішкі энергия және энергияның бірдей таралу принципі**

Тәжірибе көрсеткендей, идеал газдың ішкі энергиясы тек қана температураға тәуелді болады:

 (2.87)

мұндағы – пропорционалдық коэффициенті, ол температураның біршама кең интервалында тұрақты болып қалады. Ішкі энергияда газдың алатын көлеміне тәуелділіктің жоқтығы идеал газ молекулаларының басым уақытын бір-бірімен өзара әрекеттеспей өткізетіндігін көрсетеді. *Дененің температурасын бір кельвинге арттыру үшін оған берілетін жылу мөлшеріне тең шама дененің жылу сыйымдылығы деп аталады.*

Егер денеге берілген жылу мөлшері оның температурасын  шамасына арттыратын болса, онда анықтама бойынша, жылу сыйымдылық

 (2.88)

Бұл шама кельвинге бөлінген джоулдермен өлшенеді (Дж/К)

**Молдік жылусиымдылық** деп аталатын заттың молінің жылу сыйымдылығын біз үлкен С әрпімен белгілейтін боламыз: С (Дж/моль.К.)

Заттың бірлік массасының жылу сыйымдылығы **меншікті жылу сыйымдылық** деп аталады. Оны кішкентай *с* әрпімен белгілейміз және оның өлшем бірлігі (Дж/кг.К). Бір ғана заттың молдік және меншікті жылу сыйымдылықтарының арасында мынандай қатынас бар:

 (2.89)

мұндағы (М – молдік масса). Жылу сыйымдылықтың мөлшері дененің қандай жағдайларда қыздырылғанына тәуелді.

**Тұрақты көлем кезіндегі жылу сыйымдылық** (). Егер дене тұрақты көлем кезінде қыздырылатын болса, дене сырт денелерге қатысты жұмыс атқармайды және

 (2.90)

болады. Осыдан

 (2.91)

Мұндай жазу  тұрақты кездегі дифференциалдау дегенді білдіреді. Идеал газ жағдайында  тек  температураға ғана тәуелді болатындықтан, (2.90) өрнекті төмендегіше жазуға болады:



(молдік жылу сыйымдылықты алу ұшін газдың бір молінің ішкі энергиясын алу керек). (2.87) өрнек газдың бір молі үшін  түріне келеді. Оны  бойынша дифференциалдасақ,  болады. Сонымен, идеал газдың ішкі энергиясы үшін өрнекті

 (2.92)

түрінда жазуға болады,  мұндағы газдың тұрақты көлем кезіндегі жылу сыйымдылығы.

Газдардың жылу сыйымдылығы қатты денелер мен сұйықтарға қарағанда газдың қандай процеске қатысатындығына күштірек тәуелді болады. Газдар үшін аса маңызды екі процесс бар, олар – көлем немесе қысым тұрақты болып қалатын процесс.

Газдар үшін  молдік жылу сыйымдылықпен қатар  жылу сыйымдылықты да енгізу керек. Сонда газдың  молін  кельвинге қыздыруға қажетті жылу мөлшері былай жазылады:

 (2.93)

 (2.94)

Мұндағы молдік жылу сыйымдылықтар мен меншікті жылу сыйыймдылықтар арасындағы байланыс мынандай:



газдың молдік массасы. Енді молекулалық-кинетикалық теорияны пайдалана отырып, неліктен газдардың тұрақты қысым кезінде өтетін процестері үшін жылу сыйымдылықтың тұрақты көлем кезінде өтетін процестер кезіндегі жылу сыйымдылықтан артық болатындығын анықтайық. Идеал газды әуелі тұрақты көлем кезінде, сосын тұрақты қысым кезінде баяу қыздырылады деп алайық. Екі процесс кезінде де температура бірдей  шамасына өзгеретін болсын делік. Тұрақты көлем кезінде өтетін процесс кезінде ешқандай жұмыс атқарылмайды, себебі  болады. Cонымен, термодинамиканың бірінші бастамасына сай, жүйеге берілетін  жылу мөлшері түгелінен жүйенің ішкі энергиясын өзгертеуге кетеді екен:



Тұрақты қысымда өтетін процесс кезінде жүйе жұмыс та атқарады, сондықтан жүйеге берілген  жылу мөлшері текі қана системианың ішкі энергиясын өзгертуге ғана емес, сонымен қатар жұмыс атқаруға да шығындалады:  Демек, бұл процесс кезінде бірінші процеске қарағанда жүйеге жылуды көбірек беру керек, сонда термодинамиканың бірінші бастамасы бойынша:



Екі процесс кезінде де ішкі энергияның өзгерісі бірдей болатындықтан (екі жағдайда да  бірдей)



болады. Идеал газ үшін , сондықтан тұрақты қысым кезінде өтетін процесс үшін . Осы өрнекті жоғарыдағы қатынасқа қойып, әрі (2.104-2.105) қатынасты пайдалансақ, онда мынаған келеміз:



Және

 немесе  (2.95)

Сонымен, идеал газдың бір молінің температурасын тұрақты қысым кезінде бір кельвинге көтерген кезде атқаратын жұмысы  газ тұрақтысына тең болады екен. Бұл қатнас тек идеал газ үшін ғана орындалады.

 (2.96)

шамасы әрбір газ үшін белгілі мәні бар шама болып табылады. Бір атомдық газ үшін ол 5/3, екі атомдық газ үшін 7/5, ал үш атомдық газ үшін 4/3 және т. б. және газдың *адиабаттық көрсеткіші* деп аталады. (2.96) бойынша



осыдан

 (2.97)

Осы  табылған мәнін газдың кез келген молі үшін жазылған (2.92) өрнегіне қойып,

 (2.98)

деп жазуға болады. Егер Клапейрон-Менделеев теңдеуін пайдалансақ, онда ішкі энергияның тағы бір өрнегін аламыз:

 (2.99)

Енді газдардың молекулалық-кинетикалық теориясын пайдаланып, бір атомдық газдың молдік жылу сыйымдылығын есептеп шығарайық. Әуелі тұрақты көлем кезінде өтетін процесті қарастырайық. Бұл кезде термодинамиканың бірінші бастамасы бойынша жұмыс атқарылмайтын болғандықтан, егер газға  жылу мөлшері берілген болса, онда оның ішкі энергиясы



шамасына өзгереді. Бір атомдық идеал газдың  ішкі энергиясы барлық молекулалардың толық кинетикалық энергиясына тең болады және жоғарыда көрсеткендей, ол:



Енді (2.87) қатынасты пайдаланатын болсақ, онда былай деп жазуға болады:

 (2.100)

осыдан

 (2.101)

Табылған мән тәжірибе нәтижесіне өте жуық.

Екі атомдық (молекуласы екі атомнан тұрады) және үш атомдық (молекуласы үш атомнан тұрады) тәрізді күрделірек газдардың өлшенілген жылу сыйымдылықтары молекуладағы атомдар саны артқан сайын артып отырады екен. Мұның себебі – ішкі энергия тек ілгерілемелі қозғалыстың кинетикалық энергиясынан ғана емес, сонымен қатар энергияның басқа түрлерінен де тұратындығы. Мысалға екі атомдық газды алайық. Екі атом түрліше екі оске қатысты айнала алады (екі атом арқылы да өтетін оске қатысты айналыс энергияға онша үлес қоса алмайды, себебі молекуланың осы оске қатысты анықталған инерция моменті мардымсыз аз). Сонымен, молекуланың ілгерілемелі қозғалыс кинетикалық энергиясымен қатар айналмалы қозғалыс кинетикалық энергиясы да болады. Бұл жағдайда еркіндік дәрежелері түсінігін енгізген қолайлы. Біздің жағдайымызда *еркіндік дәрежелері саны деп молеулаларға энергия берудің тәуелсіз тәсілдерінің санын түсінетін боламыз*. Мысалға, біратомдық газдың үш еркіндік дәрежелері бар дейді, себебі атом  және  остері бойымен бағытталған жылдамдықтармен қозғала алады: осы остер бойымен қозғалыстар өзара тәуелсіз болып саналады, себебі олардың кез келгенінің қозғалыс параметрі басқаларына тәуелсіз болады. Екі атомдық молекуланың да бір атомдық молекула тәрізді, ілгерілемелі қозғалыс кинетикалық энергиясымен байланысты болатын үш еркіндік дәрежелері болады және сонымен қатар, айнымалы қозғалыс кинетикалық энергиясымен байланысты болатын тағы екі атомдық дәрежелері болады: сонда барлығы бес еркіндік дәрежесі шығады. Тәжірибе көрсеткендей, екі атомдық газдың  жылу сыйымдылғы бір атомдық газдың жылу сыйымдылығының 5/3 бөлігіндей болады, яғни жылу сыйымдылықтар қатынасы еркіндік дәрежелері сандары қатынасындай болады екен. Осы дерек он тоғызыншы ғасыр физиктерін аса маңызды *энергияның бірдей таралу принципі* деген принципке жетектеді. Бұл принцип бойынша, *энергия молекуланың еркіндік дәрежелері арасында бірдей таралады және әрбір еркіндік дәрежесіне орташа есеппен (1/2) энергия келеді.* Сонда, біратомдық газдың молекуласының орташа энергиясы (3/2)  болу керек те, ал екі атомдық газ молекуласы үшін (5/2) болу керек. Демек, екіатомдық газдың ішкі энергиясы  болады, мұндағы – молдер саны. Осы айтылғандарға сүйеніп жылусыйымдылықтарға қатысты барлық шамаларды есептеп шығаруға болатын секілді еді. Бірақ, төменгі температуралар кезінде екі атомдық газдың  жылу сыйымдылығы бар болғаны (3/2) болып шықты, яғни молекуланың тек үш қана еркіндік дәрежелері бар секілді. Ал өте жоғары температуралар кезінде жылу сиымдылық шамамен (7/2) болып шықты, яғни газдың жеті еркіндік дәрежелрі бар секілді. Бұлардың барлығы былайша түсіндіріледі: *өте төмен температуралар кезінде молекуланың негізінен тек ілгерілемелі қозғалыстың кинетикалық энергиясы ғана болады;* басқаша айтқанда, айнымалы қозғалысқа энергия жұмсалмайды, тек үш еркіндік дәрежесі ғана жұмыста болады. Ал аса жоғары температуралар кезінде барлық бес еркіндік дәрежелері де іске қосылады және қосымша екі еркіндік дәрежелері пайда болады. Осы қосымша екі еркіндік дәрежелерін *тербелістік* деп түсіндіруге болады, яғни серіппемен жалғасқан атомдардың тербелістері түрінде түсіндіруге болады. Бір еркіндік дәрежесі тербелмелі қозғалыстың кинетикалық энергиясынан туса, екінші еркіндік дәрежесі – тербелмелі қозғалыстың потенциалдық энергиясынан туады (). Бөлме температурасындай температурада бұл екі еркіндік дәрежесі әлі “оянбаған”. Айтылғандардың барлығы тәжірибе нәтижелерімен үйлесімді.

**Газдың адиабаттық ұлғаюы** 2.36-суретте (1,2 қисығы) идеалдың газ квазистатикалық (өте баяу) адиабаттық ұлғаюы көрсетілген. Ол изотермиялық процесті сипаттайтын қисыққа қарағанда тіктеу, бұл дегеніміз көлемнің бірдей өзгерісі кезінде адиабаттық ұлғаю үшін қысымның өзгерісі көбірек болады дегенді білдіреді. Демек, адиабаттық ұлғаю процесі кезінде газ температурасы төмендейді. Керісінше, адиабаттық сығылу кезінде газ температурасы ұлғаяды.

Адиабаттық түрде баяу ұлғаятын идеал газдың  қысымы мен  көлемі арасындағы қатынасты табуға болады. Оны дифференциалдық түрде жазылған термодинамиканың бірінші бастамасын қарастырудан бастайық:

*2.36-сурет*



 (2.102)

бұл жерде біз адиабаттық процесс үшін  болатындығын ескердік. (2.99) өрнекті дифференциалдық түрде жазып



осы екі өрнектерді біріктіріп, мына теңдеуге келеміз:



Енді идеал газдың  күй теңдеуін  және  шамаларын өзгереді деп алып, дифференциалдаймыз:



Осы теңдеуден  дифференциалын тауып, оны жоғарғы теңдеуге қоямыз:



(2.88) теңдікті пайдалансақ, онда:



Енді

 (2.103)

**адиабата көрсеткішін** енгізіп, соңғы теңдікті мына түрге келтіруге болады:



Осы теңдеуді интегралдап,



немесе,

 (2.104)

деп жазамыз. Соңғы теңдеу **Пуассон теңдеуі** деп аталады.

**Политроптық процестер. О**сыған дейін қарастырылған изотермиялық, изобаралық, изохоралық және адиабаттық процестерге тән ортақ қасиет бар. Ол – процестер барысында дененің жылусыйымдылығының өзгермей, тұрақты болып қалатындығы. Мұндай, дененің жылусыйымдылығы тұрақты болып қалатын процесс **политроптық** деп аталады. Енді осы процестерді сипаттайтын ортақ теңдеуді анықтайық. Анықтама бойынша, кез келген политроптық процесс үшін дененің  жылусыйымдылығы тұрақты болады. Олай болса, мұндай процесс үшін термодинамиканың бірінші бастамасы  болып жазылады. Бұл теңдеудегі газдың күйін анықтайтын үш шама да () айнымалы. Клапейрон-Менделеев теңдеуін пайдаланып,

,

немесе,



деп табамыз (газдың бір молі үшін). Мұны апарып, политропа үшін жазылған термодинамиканың бірінші бастамасының теңдеуіне қойып, интегралдап, политропа теңдеуін аламыз:

 (2.105)

Бұл жерде біз  деп белгіледік.  шамасы **политропа көрсеткіші** деп аталады. және  сәйкес түрде изохоралық, изобаралық және политроптық процестер үшін молдік жылусыйымдылықтар .

Сонымен, бұрын жеке-дара қарастырылып келген Бойль–Мариотт, Гей-Люссак, Шарль және адиабата теңдеулерін жалғыз ғана (2.116) өрнекпен беруге болады екен. Тек әртүрлі процестер үшін политропа көрсеткішінің мәндері әртүрлі болады. Қарастырылған процестер үшін идеал газдың молдік жылусыйымдылығы мен политропа көрсеткішінің мәндері арасындағы байланыс кестеде келтірілген.

*2.2-кесте Изопроцесстер үшін идеал газдың молдік жылусыйымдылығы мен политропты көрсеткішінің мәндері*

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Процесс | С | n |
| Изотермиялық |  | 1 |
| Изобаралық |  | 0 |
| Изохоралық |  |  |
| Адиабаттық | 0 |  |

Айнымалылардың басқа қосақтары үшін политропа теңдеуі

, (2.105,а)

. (2.105,б)

түрін қабылдайды.

**2.4.3. Термодинамиканың екінші заңы**

**Термодинамиканың екінші бастамасының қажеттілігі.** Термодинамиканың бірінші бастамсы бойынша энергия сақталады. Энергияның сақталу заңы орындалатын, бірақ табиғатта бақыланбайтын көптеген процестерді кездестіруге болады. Мысалы, ыстық денені салқын денемен жанастырсақ, онда жылу әрқашанда ыстық денеден салқын денеге өтеді, керісінше ешуақытта да болмайды. Егер де жылу салқын денеден ыстық денеге өткен жағдайда да энергия сақталған болар еді, бірақ мұндай процесс тіптен мүмкін емес. Енді лақтырылған тасты қарастырайық. Ол Жер бетіне құлап түседі. Тас түсіп келе жатқан кезде оның бастапқыдағы потенциалдық энергиясы бірте-бірте кинетикалық энергияға айналып отырады. Ал тас Жер бетіне жеткен кезде, оның кинетикалық энергиясы тас пен Жердің ішкі энергиясына айналады (бұл дегеніміз осы денелердің молекулалары жеделірек қозғала бастайды, ал олардың температурасы сәл-пәл көтеріледі дегенді білдіреді). Бірақ ешкім күні бүгінге дейін тастың молекулаларының жылулық қозғалысы энергиясының оның кинетикалық энергиясына айналуының арқасында қайтадан көкке көтерілгенін көре алған емес. Мұндай процесс кезінде де энергия сақталар еді, бірақ процесс табиғатта кездеспейді. Табиғатта бола алатын, бірақ оларға кері процесстер табиғатта мүмкін болмайтын басқа да талай мысалдарды келтіруге болады.

Келтірілген мысалдардағы кері процестер де өтетін болса, олар энергияның сақталу заңына ешқандай залал келтіре алмас еді, энергияның сақталу заңы орындалған болар еді, яғни термодинамиканың бірінші бастамасы орындалар еді. Процестердің қайтымсыздығын түсіндіру үшін ғалымдар өткен ғасырдың екінші жартысында **термодинамиканың екінші бастамасы** деп аталатын жаңа заңды тұжырымдады. Бұл заң бойынша табиғатта қандай процестердің мүмкін, ал қандай процестердің мүмкін болмайтындығын айтып беруге болады. Термодинамиканың екінші бастамасын бірнеше түрде тұжырымдауға болады, олардың барлығы да өзара эквивалентті, тең баламалы. Ондай тұжырымдамалардың біреуін Р. Ю. Э. Клаузиус (1822-1888) берді: *табиғи жағдайларда жылу ыстық денеден салқын денеге өтеді, ал салқын денеден ыстық денеге жылу өз бетімен берілмейді*. Бұл айтылған тоқтам тек белгілі түрдегі процеске ғана жататын болғандықтан, оны басқа түрдегі процестерге қалай қолдану керек екендігі түсініксіз. Басқа түрдегі процестерді де қамти алатын жалпыламырақ тұжырымдама қажет болды.

**Жылу машиналары. Карно циклі** Тарихи тұрғыдан алған кезде термодинамиканың екінші бастамасының жылпылама тұжырымдамасын тағайындау жылу двигателдерін (немесе, ескі атымен атасақ, жылу машиналарын) зерттеу үстінде жүрді. Жылу машинасы дегеніміз жылу энергиясын механикалық жұмысқа айналдыратын қондырғы.

Кезкелген жылу машинасының негізінде, егер де жылуға температурасы жоғары болатын жерден температурасы төменірек болатын жерге өтуге мүмкіндік берілсе, онда механикалық энергия алуға болады деген идея жатыр, әрі осы процесс кезінде жылудың бір мөлшерін механикалық жұмысқа айналдыруға болады. Бұл жағдай жобаламалық түрде 2.37-суретте көрсетілген. Жоғарғы  және төменгі  температураларды жылу машинасының *жұмыс температуралары* деп атайды; бұл температураларды тұрақты  және  температураларда болатын екі термостат қамтамасыз етеді деп санаймыз. Біз тек жұмыс циклдерін периодтық түрде қайталап отыратын жылу машиналарын ғана қарастыратын боламыз (яғни, жүйе түгелдей периодты түрде бастапқы күйге қайтып оралып отырады), демек, олар үздіксіз жұмыс атқаратын болады. Машинаның жұмыс атқаруы процесі кезінде қыздырылатын және салқындатылатын зат **жұмысшы дене** деп аталады. Температурасы  болатын және жылу мөлшерін беріп отыратын термостатты **қыздырғыш**, ал температурасы  болатын және жылудың белгілі мөлшерін қабылдап отыратын термостатты **суытқыш** деп атайды.

*2.37-сурет*



Егер дененің (жүйенің) күйі оның қысымы мен көлемі арқылы сипатталатын болса, онда оның күйі  диаграммадағы графикте нүкте түрінде өрнектеледі. Мұндай диаграммада күйдің өзгерісі сызық түрінде, мысалға, 2.66-суреттегі 1,2,3 сызығы тәрізді, өрнектеледі. Дөңгелек процесс мұндай диаграммада тұйық сызықпен (мысалға, 1,2,3,4,1 сызығы) беріледі. Цикл ішінде атқарылатын жұмыс осы тұйық сызық қамтитын ауданға тең болады.

**Кельвин принципі**. Мынандай сұрақ тууы мүмкін; циклдік процесс кезінде жылу көзінен алынған жылу мөлшеріне тең жұмыс атқаруға бола ма? Ойланбастан, неге болмасын дегің келетін секілді. Циклдің нәтижесінде жұмыс атқаратын дене өзінің бастапқы күйіне қайтып оралады, оның ішкі энергиясы өзгеріссіз қалады және атқарылған жұмыс пайдаланылған жылу мөлешеріне тең болу керек секілді. Бірақта, тәжірибе деректері қойылған сұраққа жоқ, болмайды деп жауап беруге итермелейді. Өткен ғасырда (1854 ж) В. Томсон (Кельвин) мынандай жалпылама принципті тұжырымдаған боатын:

Жалғыз ғана нәтижесі қайсы-бір денеден алынған жылуды, басқа денеде немесе денелерде ешқандай өзгерістерсіз, механикалық жұмысқа айналдыру болып табылатын циклдік процесті өткізу мүмкін емес.

Осы принцип бойынша (жылу машиналарына қатысты көптеген тәжірибелік деректерге сүйенетін) жылу көзінен алынған жылуды циклдік процесс кезінде жұмысқа айналдыру үшін осымен қатар басқа бір дененің немесе денелердің күйі де өзгеруі қажет. Демек, жылудың жұмысқа айналуы кезінде жылу беретін жылу көзімен және жылу беріліп, жұмыс атқаратын денемен қатар, процеске тағы үшінші бір дене араласуы қажет. Міне осы үшінші дене ролін температурасы қыздырғыштың (жылу көзінің) температурасынан төменірек болатын суытқыш атқарады.

Циклдік машинада жұмыс атқару үшін түрліше температурадағы екі дене қажет болады деген тоқтам **Карно принципі** деп аталады.

Циклдік дөңгелек процесс кезінде жұмысшы дене қыздырғыштан алынған жылудың есебінен ұлғайып, жұмыс атқарып, енді өзінің бастапқы күйіне қайтып оралуы тиіс. Егер жұмысшы дене, мысалға, ұлғайып, жұмыс атқара отырып, 1,2,3 сызығы бойымен бірқатар күйлерді өткен болса (2.66-сурет), ал енді ол өзінің бастапқы күйіне қайтып оралу үшін, оны сығу керек. Бұл үшін жұмысшы денеге жұмыс атқару керек. Ал бұл жұмыс жұмысшы дененің ұлғаю кезінде атөарған жұмысынан аз болу керек. Олай болмаса біз босқа арамтер болған болып шығамыз. Сығылу кезіндегі жұмыс ұлғаю кезіндегі жұмыстан аз болу үшін жұмысшы дене сығылу кезінде ұлғаю қисығның астында жататын қисық бойымен, мысалға, 2.66-суреттегі 3,2,1 қисығы бойымен бірқатар күйлерді өтуі тиіс. Ал диаграммадағы төменірек қисық төменірек температураға сәйкес келеді ғой. Демек, жұмысшы дене сығылар алдында салқындауы тиіс, яғни одан қайсы-бір жылу мөлшерін алып, оны суытқышқа беру керек. Міне, сондықтанда ешбір жылу машинасы тек қыздырғыш және жұмысшы дене екеуінің ғана көмегімен шектеле алмайды.

Егерде тек жұмысшы дене мен жылу көзі ғана жеткілікті болса, онда жұмыс атқару үшін теңіздер мен мұхиттардың, Жер қабығының, Жер атмосферасының жылу көздерін пайдалануға болар еді, бұл дегеніміз таусылмайтын отын қоры болар еді. Бұлай жұмыс істейтін машиналар “мәңгі двигатель” болған болар еді (мұндай “қияли” машиналар *екінші түрдегі мәңгі двигатель* деп аталады). Энергияның сақталу заңы мұндай машиналарға тоқтам салмайды - жұмыс жылу есебінен атқарылып жатыр. Бірақ, тәжірибе мұндай машинаны жасауға болмайды дейді. Циклдік жылу машинасы жұмыс атқару үшін температурасы жылу көзінің температурасынан төмен болатын дене – суытқыш қажет. Көбіне атмосфера суытқыш ролін атқарады.

**Карно циклі**. Енді қайсы-бір денеден (қыздырғыштан) алынған жылуды жұмысқа айналдыратын, әрі ең тиімді түрде айналдыратын, яғни атқарылған жұмыс мүмкіндігінше ең максималь болатын, дөңгелек процесті қарастырайық.

Бұл процесті іске асыру үшін бізге үш дененің қажет болатындығын білеміз: жылумен қамтамасыз ететін жылу көзі (қыздырғыш), жылуды беруге болатын салқынырақ дене (суытқыш), жылуды беруді қамтамасыз ететін және жұмыс атқаратын жұмысшы дене. Сонымен қатар, қыздырғыш пен суытқыштың жылусыйымдылықтары соншалықты үлкен, олардың біреуінен жылудың алынып жатқанын және екіншісіне жылудың беріліп жатқанын олар байқамайды да, бұл олардың температуралары ешбір өзгермейді дегенді білдіреді. Енді қандай шарттар орындалған кезде жұмысшы дененің, шын мәнісінде, қыздырғыштан алынған жылудың есебінен жұмыс атқара алатындығын қарастырайық.

Жұмысшы денемен процесті оның қайсы-бір қысымға дейін сығылып, қыздырғышпен жанасып тұрған күйін қарастырудан бастайық, олай болса, бұл кезде оның температурасы қыздырғыштың температурасындай  болады. Бұл жерде жылу алмасу жоқ, себебі температуралар бірдей. Демек, жұмыс атқарылмайтын түрде өтетін жылу беру де жоқ. Енді жұмысшы денеге қыздырғышпен жанасуын үзбей отырып, ұлғаюға мүмкіндік берейік. Демек, ұлғаю изотермиялық түрде өтеді. Осы кезде жұмыс атқарылады. Жұмыс қыздырғыштан алынған жылу есебінен атқарылады, бірақ, қыздырғыш-термостаттың жылусыйымдылығы соншалықты зор болғандықтан, бұдан оның температурасы еш өзгермейді.

Енді жұмысшы дене алған жылуды суытқышқа беру керек. Жылу беруді жұмысшы денені тікелей суытқышпен жанастыру арқылы беруге болмайды, себебі изотермиялық түрде ұлғайған жұмысшы дененің температурасы суытқыштың температурасынан жоғары, сондықтан мұндай түрде жылу қайтаратын болсақ, пайдалы жұмыс атқарылмайды. Сондықтан жұмысшы денені әуелі суытқыштың температурасына дейін суыту керек, сосын барып оны суытқыш-термостатпен жанастыруға болады. Бұл үшін әуелі жұмысшы денені қыздырғыштан оқшаулап, сосын барып оған адиабаттық түрде суытқыштың температурасына дейін салқындағанша ұлғаюға мүмкіндік берейік. Осы кездегі ұлғаю үстінде жұмысшы дене қосымша жұмыс атқарады. Ұлғаю кезінде салқындаған денені енді термостатқа жанастырады. Сөйтіп, жұмысшы дене циклдің бірінші жартысында қыздырғыштан алынған жылудың есебінен пайдалы жұмыс атқарады.

Енді жұмысшы денені бастапқы күйіне алып келу керек, яғни бастапқы қысым мен температураны қалпына келтіру қажет. Бұл дегеніміз – жұмысшы денені қайтадан сығып, оны қыздырғышпен жанастыру керек деген сөз. Бірақ жанастыруды тағы да жұмысшы дененің температурасы қыздырғыштың температурасынан кем болатын кезде іске асыруға болмайды. Сондықтан жұмысшы дененің бастапқы күйге келтіруді де екі сатылап іске асыру керек болады. Әуелі жұмысшы денені оның суытқышпен жанасуын тоқтатпай, яғни изотермиялық түрде, сосын барып жұмысшы денені суытқыштан оқшаулап, температурасы қыздырғыштың температурасына дейін көтерілгенше адиабатты түрде сығады. Денені адиабаттық сығу кезінде ол сырттан атқарылған жұмыс есебінен қызады. Адиабаттыққ сығу процесі кезінде жұмысшы дененің температурасы қыдырғыштың температурасымен теңеседі, осыдан кейін, ол қыздырғышпен жанастырылып, цикл аяқталады: жұмысшы дене бастапқы күйде, процесті қайтадан бастауға болады.

Қарастырылған процесс сонымен екі изотермиялық және екі адиабаттық ұлғаю мен сығылудан тұрады екен. Ұлғаю кездерінде жұмысшы дене пайдалы жұмыс атқарады: сығылу, керісінше, жұмысшы денеге сыртқы күштердің атқарған жұмысы есесінен болады.

Қарастырылған процестің барлық кезеңдері кезінде температуралары түрліше болатын екі дене бір-біріне ешкезде де жанаспайды, яғни жылу өткізгіштік түрінде өтетін қайтымсыз еш процеске мүмкіндік берілмейді. Басқаша айтқанда, процесс тұтастай, қайтымды түрде өткізіледі. Осы цикл тұңғыш қарастырған француз ғалымы С.Карноның есімімен аталады.

Енді осы процестің сандық сипаттамасын берейік. Ол үшін жұмысшы денесі ретінде идеал газды пайдаланамыз. Жұмысша дене дегеніміз идеал газдың бір молі болсын және оның бастапқы күйі  қысым және  температурамен сипатталатын болсын. Газдың  температурасы келісілген шарт бойынша қыздырғыштың температурасына тең болады. Суытқыштың температурасын  деп белгілейік. Демек, 

Бастапқы күйде жұмысшы дененің температурасы қыздырғыштың температурасына тең және ол изотермиялық түрде  көлемге дейін ұлғаяды да, оның қысымы  мәніне дейін түседі. Газдың ұлғайған кезде атқаратын пайдалы жұмысы

 (2.106)

мұндағы – газдың қыздырғыштан алған жылу мөлшері. Осы жылудың есебінен жұмыс атқарылады.

Екінші сатыда газ қыздырғыштан ағытылып (оқшауланып), енді ол одан әрі адиабатты түрде ұлғаяды, осының арқасында газ салқындайды. Адиабаттық процесс газ температурасы суытқыштың  температурасына дейін жеткен кезде тоқтайды. Газдың адиабаттық ұлғаю кезінде жеткен  көлемін төмендегі теңдеуден табуға болады:

 (2.107)

 (2.108)

Циклдік процестің үшінші сатысында газ изотермиялық түрде сыртқы күштердің арқасында суытқыштың  температурасы кезінде  көлемнен  көлемге дейін сығылады. Осы кезде газға атқарылған жұмыс

 (2.109)

Осы жұмыс кезінде  жылу мөлшері бөлініп шығып, ол газ жанасып тұрған суытқышқа беріледі. Енді газды бастапқы қысымы  мен көлемі  болатын күйге алып келу үшін, оны адиабатты түрде, температурасы  шамамсына жеткенше сығамыз. Осы процесс кезінде мына теңдеу орындалады:

 (2.110)

Енді газ бастапқы күйге келді, Карно циклі аяқталды, газ жаңа циклді бастауға дайын. Циклдің жалпы нәтижесі қандай? Қыздырғыштан алынған жылу мөлшері есебінен қандай механикалық жұмыс атқарылады? Жалпы жұмыс



(2.108) және (2.109) теңдеулерден  немесе  екендіктері шығады. Демек,

 (2.111)

Жылуды жұмысқа айналдыратын бұл процесс керісінше жұмысты жылуға айналдыратын процестен өзгеше. Механикалық жұмысты белгілі жағдайларда толығынан жылуға айналдыруға болады. Ал жылу болатын болса, оны түгелдей жұмысқа айналдыруға болмайды. (2.106) және (2.109) теңдіктерін былайша жазуға болады:



Оларды қосып, мынаған келеміз:

 немесе,  (2.112)

Карноның дөңгелек циклінің келтірілген талдауынан оның көмегімен қыздырғыштан алынған жылу мөлшерін толық механикалық энергияға айналдыруға болмайтындығы шығады. Бұл жылудың бір бөлігі суытқышқа-температурасы қыздырғыштың температурасынан төмен болатын денеге беріледі.

**Карно циклінің пайдалы әсер коэффициенті**. Егер жұмысшы дененің қыздырғыштан алынған жылу мөлшері , ал оның  мөлшері жұмысқа айналдырылатын болса, онда

 (2.113)

қатынасы дөңгелек процесс жасайтын машинаның пайдалы әсер коэффициенті болып табылады. (2.112) формуладан көріп отырғанымыздай, Карно циклінің пайдалы әсер коэффициенті мына теңдікпен анықталады:

 (2.114)

Сонымен, пайдалы әсер коэффициенті бірден кіші болады екен және қыздырғыш пен суытқыштың температураларының арасындағы қатынасқа тәуелді болады.

Біз Карно циклін қарастырған кезде оның барлық сатыларында температуралары түрліше денелер өзара жанаспайтындай түрде жүргіздік, осының арқасында еш жерде жылуөткізгіштік түріндегі қайтымсыз процестерге кездескеніміз жоқ. Жұмысшы дененің көлемінің өзгерісі де қайтымды түрде жүргізілді, осы кезде максималь жұмыс атқарылады. Бұл дегеніміз – жылу энергиясын пайдалану үшін ең жақсы, ең тиімді жағдай жасалды деген сөз. Сондықтан да, (2.114) өрнекпен берілетін пайдалы әсер коэффициентінен артық пайдалы әсер коэффициентін алу мүмкін емес.

*Қыздырғыш пен суытқыштың берілген температуралары кезінде жұмыс атқаратын жылу машинасының пайдалы әсер коэффициенті қыздырғышы мен суытқышының температуралары дәл осындай болатын қайтымды Карно циклі бойынша жұмыс атқаратын машинаның пайдалы әсер коэффициентінен артық бола алмайды.*

Бұл (2.114) өрнектен көріп отырғанымыздай, Карно циклінің пайдалы әсер коэффициенті жұмысшы дененің түріне тәуелсіз, ол тек қыздырғыш пен суытқыштың температураларына ғана тәуелді болады.

Есептеулер кезінде жұмысшы дене есебінде идеал газды алған себебіміз оның күй теңдеуінің белгілі екендігінен ғана, соның арқасында пайдалы әсер коэффициентін жеңіл есептеп шығара алдық.

Қайтымды процесті кері бағытта өткізетін болсақ, онда процеске қатысатын дене өзінің тура бағытта өткен күйлерін енді дәлме-дәл түрде кері бағытта өтіп шығады. Карно цикліне қатысты бұл дегеніміз жылу енді қыздырғыштан алынып суытқышқа емес, керісінше суытқыштан алынып қыздырғышқа беріледі дегенді білдіреді. Егерде тура Карно циклі бойынша жұмыс атқаратын қондырғы жылуды механикалық жұмысқа айналдыруға мүмкіндік беретін болса, яғни жылу машинасы болатын болса, Карноның кері циклі бойынша жұмыс атқаратын қондырғы жылуды салқынырақ денеден ыстығырақ денеге беру үшін пайдаланылады, яғни суытқыш машина болып табылады. Оның көмегімен сыртқы механикалық жұмыс есебінен жылу салқынырақ денеден алынып, ыстығырақ денеге беріледі.

**Энтропия.** Термодинамиканың бірінші бастамасының жалпылама тұжырымдамасын 1860 жылдары Клаузиус енгізген және оны **энтропия** деп аталған физикалық шаманы пайдаланып беруге болады. Енді сол шаманы қарастыруға көшейік. Карно циклін қарастырған кезде біз

(Карно циклі) (2.115)

қатынасына келгенбіз.

Енді кез келген қайтымды циклді қарастырайық. Қайтымды циклдің кез келгенін жуықтап, Карно циклдерінің тізбегі түрінде өрнектеуге болады. (2.126) қатынасы осы циклдердің әрбіреуі үшін орындалатын болғандықтан, біз циклдердің қосындысы үшін мына теңдеуді жаза аламыз:

(Карно циклдерінің жиынтығы). (2.116)

Осы жерде әрбір цикл кезінде берілетін  жылу мөлшері одан кейінгі цикл кезінде алынатын  жылу мөлшеріне шамалас болады: дәл теңдікке жету үшін шексіз жіңішке Карно циклдерінің шексіз санын қарастыру керек. Сөйтіп, осындай шек үшін Карно циклдерінің ішкі бөліктерінде жүйеге келетін және одан шығатын жылу ағындары өзара теңеседі де, жүйеге берілетін қорытқы жылу мөлшері мен атқарылатын жұмыс Карно циклдерінің барлық тізбектері үшін де, бастапқы цикл үшін де бірдей болады. Бұл дегеніміз (2.116) қатынасын Карно циклдерінің шексіз санынан тұратын кез келген қайтымды циклге қолдануға болады дегенді білдіреді: осы кезде (2.116) қатынас төмендегідей түрге келеді

(қайтымды цикл), (2.117)

мұндағы дегеніміз  алынған немесе берілген шексіз аз жылу мөлшері болып табылады. Мұндағы интеграл **контурлық интеграл** деп аталады және ол тұйықталған жол бойымен алынады: интегралды жолдың кезкелген жерінен бастап есептей беруге болады және есептеуді кез келген бағытта жүргізуге болады. (2.111) өрнекті екіге бөліп, төмендегі түрде жазайық:



Егер жолдардың біреуін, мысалы, ІІ жолды, кері бағытта өтетін болсақ, онда циклдің қайтымдылығының арқасында  шамасы әрбір нүктеде  шамасына айналады. Сондықтан төмендегі теңдікті жазуға болады:

 (қайтымды жолдар). (2.118)

Қарастырылып отырған цикліміз кез келген болғандықтан, (2.129) қатынастан кез келген екі тепе-теңдік  және  күйлердің арасында -дан алынған интегралдың процестің өту жолына тәуелсіз болатындығы шығады. Осыны пайдаланып, біз энтропия деп аталатын жаңа физикалық шаманы енгізе аламыз; оны былай анықтайтын боламыз:

 (2.119)

Ал (2.117) өрнектен:

, (2.120)

(2.114) өрнектен

(қайтымды процестер) (2.121)

шамасының  диаграммадағы екі нүктенің арасындағы жолға тәуелсіз болатындығын табамыз. Сонымен біз мынандай маңызды қортындыға келеміз: жүйенің екі тепе-теңдік күйлерінің арасындағы энтропиялардың  айырымы бір күйден екінші күйге қандай жолмен (немесе қандай тәсілмен) өтетіндігімізге тәуелсіз болады. Сөйтіп, энтропия күй параметрі болып табылады–оның мәні тек жүйенің күйіне ғана тәуелді болады, жүйены осы күйге қандай процестің алып келгеніне немесе, жүйенің одан бұрынғы күйлеріне тәуелсіз болады.

***Пысықтауға арналған сұрақтар:***

1. Ішкі энергия. Жылу мөлшері жəне термодинамикалық жұмыс.
2. Идеал газдың жылусыйымдылығы. Карно циклі. Карно теоремасы
3. Пайдалы əсер коэффициенті. Термодинамиканың екінші бастамасы.
4. Изопроцесстер жəне олардың графиктері.
5. Термодинамиканың бірінші бастамасы.

**3****. Электродинамика**

**3.1. Электростатика**

**3.1.1.Электр өрісі**

Электр зарядтарының екі түрі болады. Бұған мынандай тәжірибемен көз жеткізуге болады. Пластмассадан жасалған сызғышты алып, оны ортасынан жіпке іліп қояйық та, жақсылап матамен ысқылайық. Осыдан оған электрленген басқа сызғышты жақындатсақ, онда олардың бір-бірімен тебілетіндігін байқаймыз (3.1, а-сурет). Дәл осылай электрленген шыны таяқшаға екінші таяқшаны жақындатсақ та, олардың бір-бірімен тебілгенін байқар едік. (3.1, б-сурет). Егерде зарядталған шыны таяқты электрленген пластмасса сызғышқа жақындатсақ, онда олар тартылады (3.1,в-сурет). Сызғыштың зарядының таяқ зарядынан басқа болатындығы анық. Тәжірибе көрсеткендей, электрленген денелер екі категорияға бөлінеді: олар пластмассаға тартылып, шыныдан тебіледі, не пластмассадан тебіліп, шыныға тартылады. Зарядтардың тек екі түрінің болуы ғана анық, тектес зарядтар тебіледі де, әртекті зарядтар тартылады. Б. Франклин (1706–1790) оларды *оң* және *теріс* заряд деп атады. Келісім бойынша зарядталған шыны таяқтың зарядын оң деп санайды. Міне сонда пластмасса сызғышта пайда болатын заряд теріс болады.



*a)*

*в)*

*б)*

*3.1-сурет*

Электр зарядтарының арасындағы өзара әрекеттесу күшін, сол тәрізді зарядталған денелердің арасындағы өзара әрекеттесу күштерін *электр күштері* деп атайды. Шамасы жағынан бірдей, бірақ түрліше зарядтармен зарядталған денелер жанасқанда екі дененің де электрлік қасиеттерінің жоғалуы *нейтралдану* деп аталады. Тәжірибе көрсеткендей, нейтралдану процесі кезінде зарядтар жоғалып кетпейді екен, олар тек денелердің арасында бар жоғын байқалтпайтын түрде таралады. Осы кезде денелерде оң және теріс зарядтардың бірдей саны болады деп ұйғару табиғи нәрсе.

Егер жанасатын денелерде әртекті зарядтардың бірдей саны болса, онда олардың өзара электр нейтралданатынын айттық. Ал егер жанасатын денелерде басында шама жағынан түрліше зарядтар болған болса, онда олардың жанасуы кезінде қарама-қарсы таңбалы зарядтардың бірдей саны нейтралданады да, қалған бас артық заряд екі дененің арасында бөлініп, олар бір-бірінен тебіле бастайды.

**Электр зарядының сақталу заңы**. Қайсы-бір денеде болатын бас артық оң немесе теріс таңбалы заряд осы дененің *электр мөлшері* деп аталады. Денедегі электр мөлшерінің шамасын оның басқа бір электрленген денемен өзара әрекеттесуінің сипаты бойынша анықтауға болады. Кез келген дененің жалпы заряды осы денеде болатын барлық электр зарядтарының алгебралық қосындысына тең болады.

Тәжірибе көрсеткендей, денелердің кез келген түрдегі электрленуі кезінде электр зарядтары пайда болмайды да, олар жоғалмайды да, тек қайсы-бір процеске қатысатын денелердің арасында таралады. Бұл қағида  *зарядтың сақталу заңы* деген етпен белгілі: тұйықталған жүйеде электр зарядтарының алгебралық қосындысы тұрақты болып қалады.

* + 1. **Кулон заңы***.*



*3.2-сурет*

*А*

*В*

Электр зарядтарының арасында әсер ететін күштің болатындығы белгілі. Осы күш зарядтардың шамасына және басқа да факторларға қалай тәуелді болады? Бұл мәселені 1780 жылдары француз ғалымы Шарль Кулон (1736-1806) зерттеді. Ол иірілмелі таразыны пайдаланды (3.2-сурет). Өз заманында зарядтың шамасын дәл анықтайтын аспаптардың жоқтығына қарамастан, Кулон зарядтарының қатынасы белгілі болатын кішігірім шарларды дайындай білді. Егер зарядталған өткізгіш шарикті дәл осындай зарядталмаған шарикпен жанастырсақ, онда бірінші шариктегі заряд симметриялықтың арқасында екі шарикке тең бөлінуі тиіс деп ойлады ол. Осының арқасында оның алғашқы зарядтың 1/2, 1/4 және т.б. бөліктерін алу мүмкіншілігі болды. Кулон бір зарядталған дененің екінші зарядталған кішкентай денеге әсер ететін күшінің әрбір дененің зарядының шамасына пропорционал болатындығын дәлелдей алды. Басқаша айтқанда, денелердің қайсы біреуінің зарядын екі есе арттырса, онда әсер ететін күш те екі есе артады, ал егер екі дененің зарядын екі есе арттыратын болсақ, онда күш төрт есе артады. Бұл айтылғандарымыз орындалу үшін денелердің ара қашықтығы өзгеріссіз қалуы тиіс. Денелердің ара қашықтығын өзгерте отырып, Кулон олардың арасында әсер ететін күштің денелердің ара қашықтығының квадратына кері пропорционал болатындығын тапты, мысалға, егер арақашықтық екі есе артса, онда күш төрт есе кемиді екен. Осыдан, Кулон зарядталған кішкентай дене (идеал жағдай –нүктелік заряд, яғни материалдық нүкте тәрізді кеңістік мөлшерлері жоқ дене) екінші зарядталған денеге зарядтарының көбейтіндісіне пропорционал және олардың ара қашықтығының квадратына кері пропорционал күшпен әсер етеді деген қорытындыға келеміз:

, (3.1)

мұндағы *k* – пропорционалдық коэффициент. Бұл қатынас *Кулон заңы* деген атпен белгілі.

ХБ жүйесінде электр зарядының бірлігі Кулон (*Кл*) да, ал *k* коэффициенттің шамасы:

*k*=8,988⋅109 *Нм*2/*Кл*2=9,0⋅109 *Нм*2/*Кл*2



*3.3-сурет*

*1 F*12

**

*2*

*a)*

*F*12

*F*21

*F*21

2

*б)*

Сонымен шамасы 1 *Кл* зарядтары бар және бір-бірлерінен 1 *м* қашықтықта орналасқан екі нүктелік заряд бір-бірімен

*F*=9⋅109⋅1⋅1 / 1=9⋅109 *Н*

күшпен әрекеттеседі екен.

Үйкеліс арқылы электрлену кезінде пайда болатын зарядтар (тарақтың, пластмасса сызғыштың және осы тәріздес денелерде үйкеліс кезінде пайда болатын зарядтар) микрокулон және одан да кіші болады (1 *мкКл*=10-6 *Кл*). Электронның заряды (теріс) шамамен 1,6⋅2⋅10-19 *Кл* болады. Бұл бізге белгілі зарядтардың ішіндегі ең кіші шама, ол іргелі шамалардың қатарына жатады және *е* әрпімен белгіленеді: оны көбіне элементар заряд деп атайды:

*е*=1,602⋅10-19 *Кл*. (3.2)

Дене электронның үлесін беріп, не ала алмайтын болғандықтан, дененің қосынды заряды элементар зарядқа еселі болуы тиіс. Заряд квантталады дейді (яғни ол тек дискерттік мәндер ғана қабылдай алады). Бірақ, электронның заряды соншалықты аз болғандықтан, біз макроскопиялық зарядтың дискреттігін байқамаймыз (1 *мкКл* зарядқа шамамен 1013 электрондар сәйкес келеді), сол себептен біз зарядты үздіксіз деп санаймыз. (3.1) формула бір зарядтың тарапынан екінші зарядқа әсер ететін күшті сипаттайды. Бұл күш зарядтарды қосып тұрған түзудің бойымен бағытталған. Егер зарядтардың таңбалары бірдей болатын болса, онда зарядқа әсер ететін күш қарама-қарсы жақтарға бағытталады. Егер зарядтардың таңбалары түрліше болса, онда зарядтарға әсер ететін күш бір-біріне қарай бағытталады (3.3-сурет). Ньютонның үшінші заңына сәйкес бір зарядтың екінші зарядқа әсер ететін күші екінші зарядтың бірінші зарядқа әсер ететін күшіне шама жағынан тең, ал бағыты бойынша қарама-қарсы болады. Кулон заңын да Ньютонның бүкіл әлемдік тартылыс заңы тәрізді векторлық түрде жазуға болады:

 (3.3)

мұндағы *F*12–*q*1 зарядқа *q*2 заряд тарапынан әсер ететін күш векторы, *r*21–*q*2 зарядтан *q*1 зарядқа бағытталған бірлік вектор. (3.1) формуланың тек арақашықтықтары өздерінің мөлшерлерімен салыстырғанда көп үлкен болатын денелерге ғана қолданылатынын айта кетейік. Идеал жағдайда бұл дегеніміз нүктелік зарядтар. Сонымен қатар, (31) формула берілген зарядқа тек бір ғана зарядтың тарапынан әсер ететін күшті анықтайды. Егер жүйеге бірнеше зарядталған денелер кіретін болса, онда берілген зарядқа әсер ететін күш, яғни зарядтардың қорытқы күші басқа қалған зарядтар тарапынан әсер ететін күштердің қорытқысына (векторлық қосындысына) тең болады.

**Ортаның диэлектрлік өтімділігі**. Электр зарядтары барлық молекулалардың құрамына кіретін болғандықтан, зарядталған денені қоршап тұрған орта осы денелердің өзара әрекеттесуіне әсер ету керек. Tәжірибе де осы болжамды дәлелдейді. Екі зарядтың арасындағы өзара әрекеттесу күшінің ең үлкен мәні вакуумде болады екен. Қоршаған орта әрқашанда бұл күшті әлсіретеді екен. *Зарядтардың арасындағы өзара әрекеттесу күшінің қоршаған ортаға тәуелділігін сипаттайтын ε шамасы осы ортаның салыстырмалы диэлектрлік өтімділігі деп аталады*. Сонымен (3.1) формула мынандай түр қабылдайды:

  (3.4)

*F*0 / *F*= *ε*. (3.5)

Ортаның салыстырмалы диэлектрлік өтімділігі осы ортадағы электр зарядтарының өзара әрекеттесу күшінің вакуумге қарағанда қанша есе азаятындығын көрсетеді. *ε*  шамасының сан мәні тәжірибеде анықталады және есептеулер кезінде кестеден алынады.

**Электр өрісі**. Бір-бірімен тікелей жанаспайтын зарядтардың өзара әрекеттесуін түсіндіру үшін ағылшын ғалымы Майкл Фарадей *өріс* деген түсінік енгізді. Фарадейдің ойынша, әрбір зарядтан бүкіл кеңістікті түгел қамтитын электр өрісі таралады. Бір зарядқа екінші зарядты жақындатқанда, екінші зарядқа бірінші заряд тарапынан пайда болған өрістің күші әсер ететін болады. Екінші заряд тұрған жердегі электр өрісі осы зарядқа өзінің туғызған өрісімен тікелей әсер етеді.



*3.4-сурет*

*Fa*

*a*

*+q*

*c*

*Fc*

*Fв*

*в*

**Электр өрісі кернеулігі**. Бір немесе бірнеше зарядтар тудырған өрісті кішкентай шамадағы оң мәнді сыншыл зарядтың көмегімен зерттеуге болады, ол үшін осы зарядқа әсер ететін күшті өлшейміз. Сыншыл заряд деп біз өзінің тудыратын өрісі жеткілікті аз болатын, соның арқасында басқа зарядтардың жасайтын және зерттемек болып отырған өрісімізге әсерін ескермеуге болатын кішкентай зарядты атаймыз. Дербес алынған *q* оң зарядтың төңірегінде *q*0 сыншыл зарядқа әсер ететін күштер 3.4-суретте өрнектелген. Барлық жағдайларда да күш зарядтан радиалды бағытталған. Бірақ көріп отырғанымыздай, өрістің түрліше нүктелерінде сыншыл зарядқа әсер ететін күштердің шамалары да, бағыттары да түрліше болады. Сондықтан электр заряды тудыратын өрістің кез келген нүктесін сипаттау үшін арнаулы күш сипаттамасын енгізу керек болады. Кулон заңынан көріп отырғанымыздай, *F* күш мұндай сипаттама рөлін атқара алмайды, өйткені бұл күш өрістің бір ғана нүктесі үшін *q*0 сыншыл зарядтың шамасына тура пропорционал болады:

*F=Eq*0. (3.6)

Осы формуладағы пропорционалдық коэффициент *E* өрістің әрбір берілген нүктесі үшін тұрақты болып қалады және де осы өрістің күштік сипаттамасы бола алады. Электр өрісінің күштік сипаттамасы *E* өрістің *кернеулігі* деп аталады. Ол өрістің қарастырылатын нүктеcіндегі бірлік оң зарядқа әсер ететін күшпен өлшенеді.

Өрістің кернеулігі – бағыты өрістің берілген нүктесіндегі *q*0 оң зарядқа әсер ететін *F* күштің бағытымен бірдей түсетін, ал модулі

*E= F / q* (3.7)

қатынасымен анықталатын вектор болып табылады.

(3.7)-ден *E* кернеуліктің өлшем бірлігін шығарып алуға болады. ХБ жүйесінде:

*E*=1 *H* / 1 *Kл*=1 *H/Кл*=1 *кг⋅м*2/*(с*3*⋅А)*.

ХБ жүйесінде электр өрісінің кернеулігінің бірлігіне электр өрісінің 1 *Кл* зарядқа 1 *Н* күшпен әсер ететін нүктесіндегі кернеулік алынады. Бұл бірлікті *вольт бөлінген* *метрге* *(В/м)* деп атайды. Электр өрісінің кернеулігі осы өрісті тудыратын зарядтардың шамасымен және олардың орналасуымен анықталады және әрбір нүкте үшін оны есептеп шығаруға болады.

**Электр өрісінің Е кернеулігін есептеу**. Көптеген қарапайым жағдайлар үшін электр өрісінің берілген нүктедегі кернеулігін (3.7) формуланың көмегімен есептеп шығаруға болады. Мысалы, оқшауланған нүктелік зарядтың осы зарядтан *r* қашықтықта тудыратын өрісінің кернеулігі

 (3.8)

болады. (3.1) формуламен қатар осы өрнекті көбіне **Кулон заңы** деп атайды. Тағы да айта кететін нәрсе: *E* кернеулік *q*0 зарядқа тәуелсіз болады: электр өрісінің кернеулігі тек осы өрісті тудыратын *q* зарядқа ғана тәуелді, ал сыншыл зарядтың шамасына тәуелсіз.

**3.1.3. Электр өрісіндегі өткізгіштер**.

*Өткізгіштер* деп еркін электр зарядтары (электрондары немесе иондары) бар денелерді атаймыз. Металдар осы өткізгіштерге жатады. Металдағы зарядтарды тасымалдаушылар өз атомдарымен байланысын үзген *валенттік электрондар* деп аталатын электрондар болып табылады. Оларды *еркін электрондар* деп те атайды. Металдың бір куб сантиметрінде 1022–1023 санды еркін электрондар болады. Металдың ішінде еркін электрондар хаостық қозғалыста болады.

Егер металл өткізгішті электр өрісіне орналастырса, онда өрістің тарапынан күш әсерінің арқасында ондағы еркін электрондар сыртқы өрістің кернеулік векторына қарсы бағытта орын ауыстыра бастайды (3.7-сурет). Өткізгіштегі еркін электрондардың өрістің әсерінен қозғалысы әрқашанда оның ішіндегі өрісті әлсірететін бағытта өтеді. Еркін электрондардың орын ауыстыруларының нәтижесінде өткізгіштің *АС* бетінде артық теріс заряд, ал екінші В бетінде артық оң заряд пайда болады. Өткізгіштің бетінде пайда болған зарядтар кернеулігі сыртқы өрістің кернеулігіне қарсы бағытталған қосымша электр өрісін тудырады. 3.5-суретте осындай қосыша өрістің кернеулік сызықтары үзік сызықтармен көрсетілген. Өткізгіштің ішіндегі қорытқы өріс әлсірейді, яғни еркін электрондарға әсер ететін, сөйтіп, өткізгіштегі зарядтардың таралуын тудыратын күш әлсірейді. Өткізгіштегі еркін зарядтардың саны өте көп болатындықтан, өрістің күштері әсерінен олардың орын ауыстыруы өткізгіш ішіндегі өріс жоғалып кеткенге дейін созылады, осы кезде қорытқы өрістің кернеулігі нөлге тең болады. Осыдан кейін өткізгіш ішінде қалған еркін электрондар тек хаостық қозғалатын болады.

**

**

**

*-Ei*

*-Ei*

*-Ei*

*3.5-сурет*

Сонымен, өткізгіш электр өрісіне тап болған кезде ол электрленеді екен. Мұндай электрлену *электростатикалық индукция* немесе *әсер арқылы электрлену* деп аталады. Бұл жерде өткізгіштің меншікті электрондарының ғана таралатындығын айта кету керек. Осылайша электрленген денені сыртқы өрістен алып кетсек, онда оның оң және теріс зарядтары қайтадан түгел көлем бойынша біркелкі таралып, өткізгіш электр нейтраль күйге қайтып оралады. Өткізгіштегі зарядтардың қайтара таралу уақыты шексіз аз болады. Осы кезде оның ішіндегі кернеулік нөлге тең болып, оның ішіндегі кез келген екі нүктесінің потенциалдарының айырымы нөлге тең болады, өткізгіштің ішінде өріс болмайды. Зерттеулер көрсеткендей, оқшауланған өткізгіштегі артық зарядтар тек оның сыртқы бетінде ғана орналасады екен, бұл жағдай оның формасына тәуелсіз болады. Артық зарядтардың электрленген дененің сыртқы бетінде орналасуын денені, нәзік, сезгіш аспаптарды сыртқы электр өрісінен қорғау үшін пайдаланады. Мұны алғаш байқаған Фарадей еді.

**Потенциалдар айырымы.** Механика бөлімінде көрсеткеніміздей, әсер етуші күш қашықтықтың квадратына кері пропорционал болатын болса, онда мұндай күш *консервативтік* болып табылады. Дәл осы тәрізді бір нүктелік зарядтың екінші нүктелік зарядқа әсер ететін күші Кулон заңымен анықталады да, бұл күш те қашықтықтың квадратына кері пропорционал болады:  Қарастырылып отырған зарядқа әсер ететін зарядтардың кез-келген таралуы тарапынан болатын күш те кулондық күштердің қосындысы түрінде жазуға болады, демек, зарядтардың кез-келген таралуынан пайда болатын күш те консервативтік болады. Ал бұл бізге электростатикалық өрістің потенциалдық энергиясын енгізуге мүмкіндік береді.

Нүктелік *q* зарядтың электр өрісінің түрліше екі нүктесіндегі потенциалдық энергияларының айырымын сыртқы күштердің, зарядты бір нүктеден екінші нүктеге алып өткен кезде жасаған жұмысы (электр күштеріне қарсы) түрінде анықтауға болады. Ал бұл дегеніміз зарядтың өрістегі потенциалдық энергиясының өзгерісін өрістің өзінің, зарядты бір нүктеден екінші нүктеге алып өткенде атқаратын теріс таңбамен алынған жұмысы деп анықтаумен бірдей.

Мысал үшін зарядтары шама жағынан тең, ал таңбалары қарама-қарсы болатын екі пластинаның арасындағы электр өрісін қарастырайық. Пластиналардың мөлшерлері олардың ара қашықтығымен салыстырғанда көп үлкен болсын, сонда олардың арасындағы өрісті біртекті деп қарастыруға болады (3.6-сурет). Оң зарядталған пластинаның маңындағы *а* нүктесіне оң нүктелік *q* зарядты орналастырайық. Осы зарядқа әсер ететін электр күші оны теріс зарядталған пластинаға қарай итермелейді (*b* нүктесіне қарай), осы кезде ол зарядты орын ауыстыру бойынша жұмыс атқарады. Күш әсерінен заряд үдеу алып, оның кинетикалық энергиясы артады, осы кезде потенциалдық энергия электр күшінің зарядты *а* нүктесінен *b* нүктесіне алып өтуі кезінде атқарылған жұмысы шамасына кемиді. Энергияның сақталу заңы бойынша, зарядтың электр өрісіндегі потенциалдық энергиясы оның кинетикалық энергиясына өтеді, бірақ толық энергия өзгеріссіз қалады. *q* зарядтың потенциалдық энергиясының ең үлкен *U* мәнінің оң пластинаға жуық жерде болатындығын айта кетелік (бұл жерде оның басқа денеге немесе системаға қатысты жұмыс атқару мүмкіншілігі максимал болады). Теріс заряд үшін бәрі керісінше болады: оның максимал потенциалдық энергиясы теріс пластинаның маңында болады.



*a*

*в*

*3.6-сурет*

Электр өрісінің кернеулігін бірлік оң зарядқа әсер ететін күш түрінде анықтаған едік; дәл осы тәрізді **электр потенциалын** (немесе **потенциалды**) *бірлік зарядтың потенциалдық энергиясы* ретінде анықтаған ыңғайлы. Электр потенциалын *ϕ* деп белгілейді; сонымен, егер *a* нүктесінде нүктелік *q* зарядтың *Ua* потенциалдық энергиясы болса, онда осы нүктеде электр потенциалы

 (3.9)

болады. Бірақ, біз екі нүкте арасындағы потенциалдар айырымын ғана өлшей аламыз (мысалы, 3.6-суреттегі *а* және *b* нүктелері). Егер электр күштерінің зарядты *а* нүктесінен *b* нүктесіне алып өту кезінде атқаратын жұмысы *А* болса (ал потенциалдық энергиялардың айырымы кері таңбамен алынған осы шамаға тең), онда потенциалдар айырымы үшін жазуға болады:

 (3.10)

Электр потенциалының бірлігі джоуль бөлінген кулон болып табылады, оны *вольт* деп атайды: 1 *В*=1 *Дж/Кл*. Осы анықтама бойынша оң зарядталған пластинаның потенциалы теріс пластинаға қарағанда жоғарырақ болады. Сонымен оң зарядталған дене потенциалы жоғарырақ нүктеден потенциалы төменірек нүктеге өтуге, ал теріс зарядталған дене керісінше өтуге тырысады. Потенциалдар айырымы *электрлік кернеу* деп аталады.

Берілген нүктедегі *ϕ* потенциал потенциалдың “нөлін” таңдап алуға тәуелді болады: потенциалдық энергия нөлдік деңгейді қалауымызша таңдап алуға болады, өйткені тек потенциалдық энергияның өзгерісін ғана өлшеуге болады. Көбіне нөлдік потенциал ретінде жердің потенциалы немесе жермен жалғасқан өткізгіштің потенциалы алынады да, потенциалдың қалған мәндері “жерге” қатысты есептелінеді. (Мысалы, қайсы-бір нүктеде потенциал 50 *В* дейтін болсақ, онда осы нүкте мен жердің арасындағы потенциалдар айырымының 50 *В* болғаны). Кейбір кездерде нөлдік потенциал ретінде шексіздіктегі потенциал алынады.

Электр потенциалы бірлік зарядтың потенциалдық энергиясы ретінде анықталатын болғандықтан, зарядты *а* нүктесінен *b* нүктесіне алып өткен кездегі оның потенциалдық энергиясының өзгерісі

*ΔU=q(ϕ*b–*ϕ*а*)=q⋅ϕ*ba (3.11)

болады. Басқаша айтқанда, *q* заряд потенциалдар айырымы *ϕ*ba болатын екі нүктенің арасында орын ауыстырған кезде оның потенциалдық энергиясының өзгерісі *qϕ*ba болады. Сонымен электр потенциалы дегеніміз берілген жағдайда электр зарядының потенциялдық энергиясының өзгерісінің мөлшері болып табылады екен. Ал потенциалдық энергия дегеніміз жұмыс атқару қабілеті болғандықтан, электр потенциалы берілген зарядтың атқара алатын жұмысының мөлшері болып табылады. Жұмыстың мөлшері потенциалдар айырымына да, зарядтың мөлшеріне де тәуелді болады.

**Электр потенциалы және электр өрісінің кернеулігі**. Өрістің кернеулігі мен потенциалдың арасында тығыз байланыс бар. Әуелі осы байланысты біртекті электр өрісі үшін, мысалы, 3.8-суреттегідей потенциалдар айырымы *ϕ*ba болатын пластиналар арасындағы өрісті қарастырамыз. Электр өрісінің *q* оң зарядты *а* нүктесінен *в* нүктесіне алып өту кезінде жасаған жұмысы (3.8)-ге сәйкес

*A=–q⋅ϕ*ba.

*ϕ*ba=*ϕ*b–*ϕ*a шамасының теріс болатындығына назар аударайық (*ϕ*ba <0), себебі *а* нүктесіндегі потенциал *b* нүктесіндегі потенциалға қарағанда жоғары болады (ол *b* нүктесіндегі потенциалға қатысты оң болады). Сондықтан өрістің атқаратын жұмысы оң болады. Екінші жағынан, жұмыс дегеніміз күштің орын ауыстыруға көбейтіндісіне тең, ал *q* зарядқа түсірілген күш *F=qE*, мұндағы *Е*– пластиналар арасындағы біртекті электр өрісінің кернеулігі. Сонымен

*A=Fd=qEd*,

мұндағы *d* – *a* және *b* нүктелерінің ара қашықтығы (күш сызықтары бойымен алғанда). Жұмыстың осы өрнектерін өзара теңестіріп, мынаны аламыз:

*–qϕ*ba=*qEd*,

немесе

*ϕ*b–*ϕ*a=*ϕ*ba=–*Ed* (*E* өріс бірте) (3.12)

Оң жақтағы минус таңбасы *ϕ*a>*ϕ*b екендігінен шығады. Оң зарядтар потенциалы жоғары облыстан потенциалы төмен облысқа қарай қозғалуға тырысады. Осыдан мынаны табамыз:

*E=–ϕ*ba / *d*.

Соңғы теңдіктен электр өрісінің кернеулігін вольт бөлінген метрмен де, ньютон бөлінген кулондармен де (*Н/Кл*) өлшеуге болатындығы шығады. Бұл бірліктер өзара эквивалентті: 1 *Н/Кл* =*Н.м/Кл.м*=1 *Дж/Кл.м*=1 *В/м*.

**Эквипотенциалдық беттер**. Электр потенциалын *эквипотенциалдық сызықтар* немесе үш өлшемдік *эквипотенциалдық беттер* түрінде графикалық суреттеуге болады. Эквипотенциалдық беттің барлық нүктелерінің потенциалы бірдей болады. Басқаша айтқанда, осы беттің кез-келген екі нүктесінің потенциалдарының айырымы нөлге тең болады және де зарядты бір нүктеден екінші нүктеге алып өткен кезде жұмыс атқарылмайды. *Эквипотенциалдық бет кез-келген нүктеде электр өрісінің Е кернеулігіне перпендикуляр болуға тиіс.* Бұл болмаған жағдайда (яғни *Е*вектордың бетке параллель компоненті болған кезде), онда зарядты беттің бойымен *Е*вектордың осы компонентіне қарсы орын ауыстырған кезде жұмыс атқаруға тура келер еді, ал бұл беттің эквипотенциалдығы жөніндегі болжамға қайшы келеді. 3.7- және 3.8-суреттерде параллель пластиналар арасындағы өріс пен шамалары өзара тең, ал таңбалары қарама-қарсы болатын екі зарядтың өрісі үшін эквипотенциалдық сызықтары өрнектелген. Жоғарыда көргеніміздей, статикалық жағдайда өткізгіштің ішінде электр өрісі болмайды, олай болмаған кезде еркін электрондарға күш әсер етіп, олар қозғалысқа келген болар еді. Басқаша айтқанда, *статикалық жағдайда өткізгіш түгелінен тек бір ғана потенциалда болады да, оның беті эквипотенциалдық болып табылады*.



*3.7-сурет*

*3.8-сурет*

**Оқшауланған нүктелік зарядтың электр потенциалы**. Оқшау нүктелік *q* зарядтан *r* қашықтықтағы электр потенциалды формуланың көмегімен алуға болады. Нүктелік зарядтың электр өрісінің кернеулігі

*E=q* / 4π*ε*0*r*2

және ол радиус бойымен зарядтан тыс бағытталған (егер *q*<0 болса, онда зарядқа қарай бағытталған). Осыған дейін айтып кеткеніміздей, тек потенциалдар айырымының ғана физикалық мағынасы бар. Сондықтан біз қайсы-бір нүктедегі потенциалға қалаған мәнді бере аламыз. Потенциалды шексіздікте нөл деп есептеу қабылданған (мысалы *r*B= кезде *ϕ*В=0), сонда оқшауланған нүктелік зарядтан *r* қашықтықта электр потенциалының оқшауланған нүктелік заряды:

*ϕ=q* / 4*πε*0*r* (3.13)

Зарядтар жүйесінің электр өрісінің кернеулігін анықтау үшін әрбір зарядтың жеке-жеке тудыратын өрісінің кернеуліктерін қосындылау оңай шаруа емес. Бірнеше нүктелік зарядтардың электр потенциалдарын есептеу бұдан қайда жеңіл: потенциал-скалярлық шама және потенциалдарды қосқан кезде бағытты ескерудің қажеті жоқ. Электр потенциалының бір артықшылығы міне осында.

**3.1.4. Электр сыйымдылық**

**Конденсатор**. *Конденсатор* деп электр зарядын жинақтайтын қондырғыны атайды; ол бір-біріне жақын орналасқан, бірақ өзара жанаспайтын екі өткізгіштерден (астарлардан) тұрады. Конденсатордың таралған түрінің бірі ара қашықтығы *d*, ауданы *S* болатын екі параллель пластиналар, олар бір-бірінен қағазбен немесе басқа бір диэлектрикпен бөлінген. Конденсатор тоқ көзіне қосылған болсын (3.9-сурет), мәселен, батереяға (батарея дегеніміз қысқыштарында шамамен тұрақты потенциалдар айырымы ұсталып тұратын қондырғы). Батареяға қосылған конденсатор тез зарядтала бастайды: оның бір астарында оң заряд жинақталады да, екінші астарында шама жағынан оған тең болатын теріс заряд жинақталады. Әрбір пластинаның қабылдайтын заряды потенциалдар айырымына пропорционал болады:



*S*

*d*

*3.9-сурет*

*Q=Cϕ*ВА (3.14)

Пропорционалдық коэффициенті *С* конденсатордың *сыйымдылығы* деп аталады. Сыйымдылықтың өлшем бірлігі кулон бөлінген вольт, фарад (*Ф*) деп аталады. Практикада сыйымдылықтары 1 *пф*-тан (пикофарад 10-12 *Ф*) 1 *мкф*-қа (микрофарад, 10-6 *Ф*) дейінгі конденсаторлар қолданылады.

**Конденсатордың сыйымдылығын анықтау**. *С* сыйымдылық берілген конденсатордың негізгі сипаттамасы болып табылады. *С* сыйымдылық астарлардың мөлшерлеріне, формасына, олардың орналасуына, арасындағы қуысты толтырып тұрған затқа тәуелді болады екен. Біз әзірге астарлардың арасында тек ауа немесе вакуум бар деп есептейміз.

Конденсатордың сыйымдылығын (3.14) бойынша, белгілі потенциалдар айырымы кезінде пластинканың *q* зарядын тікелей өлшеу арқылы тәжірибе жүзінде анықтауға болады.

Егер конденсатордың геометриялық конфигурациясы жеткілікті қарапайым болса, онда *С* сыйымдылықты аналитикалық жолмен-ақ есептеп шығаруға болады. Мысал үшін ауданы *S* болатын және бір-бірінен *d* аралықта орналасқан параллель пластиналары бар (жазық конденсатор) конденсатордың сыйымдылығын есептеп шығарайық. *d* шамасын пластиналардың мөлшерлерімен салыстырғанда көп кіші деп есептейміз, сонда пластиналардың арасындағы электр өрісі *Е* біртекті болады да, пластиналардың шетіндегі күш сызықтарының майысуын ескермейміз. Өзара жуық орналасқан параллель пластиналардың арасындағы электр өрісінің кернеулігі *Е=σ /ε*0, ал күш сызықтары пластиналарға перпендикуляр болады. Зарядтың тығыздығы *σ=q/S* болатындықтан, *Е=q / ε*0*S*. *ϕ*ВА=*Ed* екендігін ескерсек, онда

*ϕ*ВА=*qd/ε*0*S*.

*q* және *ϕ*ВА арасындағы байланыстан конденсатордың *С* сыйымдылығын (жазық конденсатор) геометриялық параметрлер арқылы өрнектейміз:

*C=q / ϕ*ВА=*ε*0*S* / *d* (3.15)

Алынған қорытындының дұрыстығы сөзсіз: неғұрлым *S* аудан үлкен болған сайын, солғұрлым онда заряд “еркінірек” орналасады, олардың арасындағы тебілу күштері азырақ болып, әрбір пластина көбірек заряд ұстап тұра алады. Пластиналардың арасы *d* неғұрлым үлкен болса, солғұрлым пластиналардың біріндегі зарядтар екінші пластинадағы зарядтарды тартады. Пластиналарға батареядан заряд аз түседі және сыйымдылық төмен болады. (3.15) бойынша, *С* сыйымдылықтың *q* немесе *ϕ* шамаларына тәуелсіз болатындығына назар аударайық, тәжірибеден білетініміздей, *q* шамасы потенциалға пропорционал болады.

Оқшау тұрған өткізгіштің де *С* сыйымдылығы болады. Бұл жерде де *С* зарядтың өткізгіштің абсолют потенциалына қатынасы ретінде анықталады (*r*=∞ кезіндегі *ϕ*=0 үшін) және де

*q=Cϕ*

теңдік күшін сақтайды. Мысалы, заряды *q* болатын радиусы *r*0 өткізгіш сфераның потенциалы

*ϕ=q* / 4π*ε*0*r*0,

ал оның сыйымдылығы

*C=q / ϕ*=4 π *ε*0*r*0

болады. Бірақ та, оқшау тұрған өткізгіш конденсатор бола алмайды, практикада оның төңірегінде басқа өткізгіштердің немесе жердің болуы мүмкін, міне осы денелер конденсатордың екінші астары рөлін атқарады да, сыйымдылық осы денелердің өзара орналасуына тәуелді болады.

**Конденсаторды тізбектей және параллель қосу**. Конденсаторларды түрліше қосуға болады. Әуелі конденсаторлардың параллель қосылуын қарастырайық (3.10 а-сурет). Егер кернеуі *U* батарея *а* және *в* нүктелеріне қосылған болса, онда бұл кернеу конденсаторлардың әрбіреуіне түсірілген болады: барлық конденсаторлардың сол жақ астарлары өзара өткізгішпен жалғанғандықтан, олардың потенциалдары бірдей болады; оң жақ астарлар жайлы да дәл осыны айтуға болады. Сонда әрбір конденсатордың астарларындағы заряд сәйкес түрде *q*1=*C*1*U*, *q*2=*C*2*U*, *q*3=*C*3*U* болады. Батареядан алынған толық заряд мынаған тең:

*q=q*1+*q*2+*q*3=*C*1*U*+*C*2*U*+*C*3*U*.

Дәл осындай кернеу *U* кезінде *q* зарядты алатын эквиваленттік конденсатордың сыйымдылығы мынандай қатынаспен беріледі:



*а*

*а)*

*в*

*с*1

*с*2

*с*3

*q*1

*q*2

*q*3

*ε*

*c*1

*c*2

*c*3

*ε*

*б)*

*3.10-сурет*

*q=CU=C*1*U*+*C*2*U*+*C*3*U*,

яғни, конденсаторлардың параллель қосылуы

*C*=*C*1+*C*2+*C*3  (3.16)

Сонымен, конденсаторлардың параллель қосқан кезде қорытқы сыйымдылық артады екен (жеке конденсаторлардың сыйымдылықтарының қосындысына тең болады). Мұны күтуге болатын еді: зарядтар жинақталатын пластиналардың ауданы артты ғой.

Егер конденсаторлар тізбектей қосылған болса, онда заряд батареядан *С*1 пластинасына (сол жақ) ал, *q* – заряд *С*3 пластинасына (оң жақ) өтеді (3.10 б-сурет). Конденсаторлардың арасындағы *А* және *В* учаскесі басында электр нейтраль болатын: сондықтан қорытқы заряд бұрынғыша нөлге тең болу керек. Сол жақ *С*1 пластинадағы +*q* заряд қарсы пластинада -*q* зарядтың пайда болуына жеткізеді, ал *А* учаскедегі заряд нөлге тең болатындықтан, *С*2 сол жақ пластинада +*q* заряд пайда болуы тиіс. Дәл осындай ойласымдарды қалған конденсаторларға да қолдануға болады; нәтижесінде әрбір конденсаторда бір ғана *q* заряд болып шығады. Барлық тізбектей жалғанған конденсаторларды алмастыруға жарайтын конденсатордың *С* сыйымдылығы *q=CU*  теңдігі орындалатындай түрде болуы тиіс. Тізбектей жалғанған конденсаторлар тізбегінің ұштарындағы толық кернеу *U* әрбір конденсатордағы кернеулердің қосындысына тең болады:

*U=U*1+*U*2+*U*3.

Өзіміз білетіндей, сонымен қатар, *q*1=*C*1*U*1, *q*2=*C*2*U*2, және *q*3=*C*3*U*3; *U*1,*U*2 және *U*3 шамаларын соңғы теңдікке қойып, мынаған келеміз:



немесе конденсаторлардың тізбектей қосылуы

1 / *C*=1 / *C*1+1 / *С*2+1 / *С*3.(3.17)

Қалған қосылуларды параллель және тізбектей қосылулардың комбинанациялары деп қарастыруға болады.

**Электр энергиясының жинақталуы**. Зарядталған конденсаторда электр энергиясы жинақталған. Конденсатордың бұл энергиясы конденсаторды зарядтауға қажет жұмысқа тең болады. Конденсаторды зарядтау дегеніміз зарядтың бір пластинадан екінші пластинаға алынып өтілуі. Мұны конденсаторды кернеу көзіне қосқан кезде, кернеу көзі атқарады. Конденсатор зарядталмаған кезде зарядтың алғашқы үлесін алып өту үшін жұмыс атқарудың қажеті жоқ. Бірақ конденсатордың әрбір астарында заряд пайда болған кезде, оны одан әрі толықтырып отыру үшін электрлік тебілу күштеріне қарсы жұмыс атқаруға тура келеді. Пластиналарда жиналған заряд неғұрлым көп болған сайын, одан әрі арттыру үшін солғұрлым көбірек жұмыс атқару қажет болады. Егер пластиналарда *U* потенциалдар айырымы болатын болса, онда элементар *q* зарядты алып өтуге қажетті жұмыс *A=Uq* болады. *U=q/C* болғандықтан, мұндағы *С*–сыйымдылық, конденсаторды зарядтауға қажетті жұмыс

*A*=(0+*q*)⋅*U* / 2=*q*2 / 2*C*.

Сөйтіп, біз конденсаторда жинақталған энергия, егер сыйымдылығы *С* конденсатордың астарларының заряды сәйкес түрде +*q* және –*q* болса,



болады дей аламыз, *q=CU* болатындықтан, мұндағы *U* – астарлар арасындағы потенциалдар айырымы, біз былай деп жаза аламыз:

*W=q*2 / 2*C*=*CU*2 / 2=*qU* / 2. (3.18)

Энергияның “заттық” субстанцияға жатпайтындығын ескерте кетейік, сондықтан ол қандай да бір жерде жинақты түрде бола алмайды. Осыған қарамай қарастыруды ыңғайлы ету үшін біз энергияны параллель пластиналардың арaсында электр өрісінде жинақталған дейміз. Мысал үшін жазық конденсатордың энергиясын электр өрісінің кернеулігі арқылы өрнектеп көрейік.

Бұрынырақ көрсеткеніміздей, параллель пластиналардың арасында шамамен біртекті өріс болады және оның кернеулігі потенциалдар айырымымен *U=Ed* қатынаспен байланысқан, мұндағы *d* – пластиналардың арақашықтығы. Екінші жағынан, (3.15) бойынша жазық конденсатордың сыйымдылығы *C=ε*0*S / d*. Сонда

*W*=1 / 2*CU*2=1 / 2(*ε*0*S / d*) (*E*2*d*2)=1 / 2*ε*0*E*2*S* / *d*.

*Sd* шамасы *Е* электр өрісінің алатын көлемін сипаттайды. Формуланың екі жағында көлемге бөліп, бірлік көлемде жинақталған энергияны немесе энергияның *w* тығыздығын аламыз:

*w*=1 / 2*ε*0*E*2 (3.19)

Кеңістіктің кез келген бөлігінде жинақталған электростатикалық энергияның тығыздығы осы облыстағы электр өрісінің кернеулігінің квадратына пропорционал болады. (3.19) өрнек жазық конденсатор үшін алынса да, оның кеңістіктің кез келген облысы үшін де орындалатындығын көрсетуге болады.

**Диэлектиктер**. Конденсаторлардың көпшілігінде астарлардың арасына оқшаулағыш материал (диэлектрик) салынады, мәселен, қағаз немесе басқа бір тоқ өткізбейтін пленка (қабыршақ). Осы арқылы бірнеше “қоянды” ұрып жығады. Біріншіден, диэлектриктер ауаға қарағанда электрлік тесуге жақсырақ қарсы тұра алады, осының арқасында конденсаторға жоғарырақ кернеу беруімізге болады. Екіншіден, диэлектриктің болуының арқасында пластиналарды бір-біріне көш жақын орналастыруға мүмкіншілік туады. Ақыры тәжірибе көрсеткендей, пластиналардың арасын диэлектрикпен толтырған кезде конденсатордың сыйымдылығы *ε* есе артады екен, яғни

*C=ε*0*C*0,(3.20)

мұндағы *С*0 – астарлар арасында вакуум болатын кезге сәйкес келетін сыйымдылық, ал *С* – пластиналардың арасындағы кеңістік диэлектрикпен толтырылған кездегі сыйымдылық. *ε шамасы* *салыстырмалық диэлектрлік өтімділік* деп аталады.

Жазық конденсатор үшін

*С=εε*0*S / d*  (3.21)

бұл пластиналардың арасы толығынан диэлектрлік өтімділігі *ε* болатын диэлектрикпен толтырылған кезге сәйкес келеді. Енді электр өрісінде жинақталған энергияның тығыздығы

*w*=1 / 2*εε*0*E*2

өрнегімен анықталады.

Конденсатордың пластиналарының арасын диэлектрикпен толтырған кезде пластиналарда дәл сол кернеу кезінде көбірек заряд жинақталады екен. Басқаша айтқанда, конденсатордың әрбір пластинасының ауалық саңлауы бар кездегі заряды *q*0 болса, онда диэлектрикті енгізіп, конденсаторды кернеуі *U*0 бастапқы қалыптағы батареяға қосқан кезде әрбір пластинаның заряды *q=εq*0 (тұрақты кернеу кезінде) шамасына дейін артады. Бұл (3.20) формулаға сәйкес келеді, себебі диэлектрикті ендіргеннен кейін сыйымдылық

*C=q / U*0=*εq*0 / *U*0=*εC*0

болады, мұндағы *C*0=*q*0/*U*0 – диэлектрик жоқ кездегі сыйымдылық.

Енді сәл басқа жағдайды қарастырайық (осыған дейін диэлектрикті енгізген кезде кернеуді тұрақты етіп ұстап отырдық). Кернеуі *U*0 болатын батареяға қосылған конденсатордың пластиналары

*q*0=*CU*0

заряд алсын. Диэлектрикті енгізбестен бұрын конденсаторды батареядан ағытып тастайық. Диэлектрикті енгізгеннен кейін (ол пластиналар арасын түгел толтырады) әрбір пластинадағы заряд өзгеріссіз қалады. Осы кезде біз пластиналар арасындағы потенциалдар айырымының ε есе азайғанын байқаймыз: *U=U*0 /*ε*. Ал сыйымдылық болса, ол тағы да

*C=q*0 / *U*=*q*0 / *U*0 /*ε*=*εq*0 / *U*0=*εC*0.

Бұл екі нәтиже де (3.20) өрнекпен үйлеседі.

Диэлектриктің ішіндегі электр өрісі де өзгереді. Пластиналардың арасында диэлектрик жоқ кезде жазық конденсатордың астарлары арасындағы электр өрісінің кернеулігі (3.12) формуламен анықталады:

*E*0=*U*0 / *d*,

мұндағы *U*0 – пластиналар арасындағы потенциалдар айырымы, ал *d* олардың арақашықтығы. Егер конденсатор оқшауланған болса, онда диэлектрикті енгізгеннен кейін пластиналардағы заряд өзгермейді де, ал потенциалдар айырымы *U=U*0 /*ε* мәніне дейін түседі. Диэлектриктегі электр өрісінің кернеулігі енді

*Е=U*1 / *d*=*U*0 /*εd*

немесе диэлектрикте

*E=E*0 / *d* (3.22)

Сонымен, диэлектриктің ішіндегі электр өрісінің кернеулігі де *ε* есе әлсірейді екен.

**Диэлектриктер бар кездегі электр өрісі**. Диэлектриктер бар кездегі электр өрісіндегі өзгерістерге толығырақ тоқтала кетейік. Конденсаторды қандай да бір потенциалдар айырымына дейін зарядтап, сосын оны тоқ көзінен ағытып қояйық. Егерде біз потенциалдардың арасындағы кеңістікті диэлектрикпен толтыратын болсақ, онда потенциалдар айырымы *ϕ*<*ϕ*0 мәніне дейін азаяды екен, бірақ бұл кезде пластиналардағы заряд өзгерген жоқ қой. Осыдан келіп, диэлектрдегі өрістің кернеулігі *E=ϕ/d* дәл осы зарядтардың вакуумде тудыратын *E*0=*ϕ*0/*d* өрісінің кернеулігінен кем болатындығы шығады. Вакуумдегі *E*0 өріс кернеулігінің диэлектриктегі өрістің *E* кернеулігіне қатынасы *заттың диэлектрлік өтімділігі* деп аталады:

*ε=E*0 /*E*. (3.23)

Осы анықтамадан көріп отырғанымыздай, диэлектрлік тұрақты өлшем, бірліксіз шама. Диэлектриктегі өрістің вакууммен салыстырғанда кемитіндігінің себебін қарастырайық. Вакуумдегі өрістің кернеулігі толығынан пластиналардағы зарядтармен анықталады:

*E*0=*σ / ε*0, (3.24)

мұндағы *σ* – еркін электр зарядтарының беттік тығыздығы. Диэлектрикте электр өрісінің әсерінен беттік тығыздығы *σ*пол болатын поляризациялық заряд пайда болады деп алсақ, диэлектриктегі өрістің кемуін түсіндіруге болар еді (3.11-сурет). Сонда



*3.11-сурет*

*E =(σ−σ*пол*)/ε*0. (3.25)

Сыртқы электр өрісінің әсерінен диэлектрикте поляризациялық зарядтың пайда болуы диэлектриктің *поляризациялануы* деп аталады.

**Поляризация векторы.** Диэлектрикті түзетін бөлшектер (атомдар немесе молекулалар) сыртқы өрістің күш сызықтары бағытында бағытталған диполдік моменттерге ие болады, поляризация құбылысының мәнісі міне осында болып табылады.

Поляризация векторы ***Р*** деп поляризацияланған диэлектриктің бірлік көлемінің дипольдік моменті аталады. Оны есептеп шығу үшін заттың бірлік көлеміндегі барлық молекулалардың немесе атомдардың дипольдік моменттерінің векторлық қосындысын табу керек. Ықшамдық үшін диэлектрикті біртекті деп алайық, демек, оның барлық молекулаларының (немесе атомдарының) дипольдік моменттері бірдей және ***Р***е болады. Сонда поляризация векторы

*P=NP*e / *V=nP*e, (3.26)

мұндағы *n* – молекулалардың (немесе атомдардың) концентрациясы.

Поляризация векторының модулінің өлшем бірлігі зарядтың беттік тығыздығының өлшем бірлігімен бірдей түседі:



*3.12-сурет*

*Еинд*

*Е*0

[*P*]=[*NP*e / *V*]=[*σ*].

Енді поляризация векторының модулінің поляризациялық зарядтың беттік тығыздығына тең болатындығын көрсетейік. Дәлелдеу үшін 3.12-суретке назар аударайық. Поляризацияланған диэлектрикті поляризациялық зарядына тең заряды бар диполь деп қарастыруға болады:

*Q*пол=*σ*пол*S*.

Бұл диполдің моменті *q*пол*d*=*σ*пол*Sd*=*σ*пол*V*. Барлық диэлектриктің диполдік моментін оның көлеміне бөліп, біз анықтама бойынша поляризация векторының модулін табамыз:

*P*=*q*пол*d* / *V*=*σ*пол*Sd* / *V*=*σ*пол. (3.27)

(3.25) өрнекке *σ*пол=*P* мәнін қойып, мынаған келеміз:

*ε*0*E*=*σ–P*. (3.28)

Тағы бір *ығысу векторы* ***D*** деп аталатын векторды енгізейік, оның модулі еркін зарядтардың беттік тығыздығына тең болады: *D=σ*. Сонда:

*ε*0*E*=*D*–*P*. (3.29)

Біртекті және изотропты диэлектрикте кернеулік векторы мен поляризация векторларының бағыттарының бірдей түсетіндігін ескеріп, біз ығысу векторының да сол бағытта болатындығына келеміз. Осыдан (3.29) теңдікті мынандай векторлық түрде жазуға болатындығы шығады:

***D***=*ε*0***E***+***P*.** (3.30)

**Электр қабылдағыштық.** Бірнеше кристалдардан басқа (оларды сегнетоэлектриктер деп атайды) қалған барлық диэлектриктерде поляризация векторы өрістің кернеулігіне пропорционал болады:

***P***=*χ*е *ε*0*E***.** (3.31)

χе шамасы диэлектриктің *электр қабылдағыштығы* деп аталады. Электр қабылдағыштық өлшем бірліксіз шама болып табылады. (3.28) теңдікке поляризация векторы және еркін электр зарядтарының беттік тығыздығының *σ=ε*0*E*0=*εε*0*E* өрнектерін қоямыз: сонда

*ε*0*E*0=*εε*0*E*–*χ*е *εε*0*E*.

Осыдан, диэлектрлік өтімділіктің және заттың электр қабылдағыштығының арасында мынандай байланыстың бар екендігіне келеміз:

*ε*=1+*χ*е. (3.32)

Сонда ығысу векторы мен кернеулік векторы өзара мынандай байланыста болады:

*D*=*ε*0*εE****.*** (3.33)

**Диэлектриктегі өрістің энергиясы.** Жазық конденсатордың электр өрісінің кернеулігі және потенциалдар айырымы диэлектриктер бар кезде былайша өрнектеледі

*E=E*0 / *ε*=*σ* / *εε*0=*q* / *εε*0*S*, (3.34)

*ϕ*1–*ϕ*2=*Ed*=*qd / εε*0*S*. (3.35)

Осыдан диэлектрик бар кезде жазық конденсатордың пластиналарының арасында электр сыйымдылығының

*C=q / ϕ*1–*ϕ*2=*εε*0*S / d* (3.36)

болатындығы шығады. Зарядталған конденсатордың энергиясының өрнегі өз күшін сақтайды. Тек энергияның тығыздығы үшін өрнек өзгереді:

*w*=*W / V*=*qϕ* / 2*V*=*Cϕ*2 / 2*V*=*εε*0*Sϕ*2 / 2*dSd*=*εε*0 / 2*d*2.

Бірақ *ϕ / d=E*, демек

*w*=*εε*0*E*2 / 2. (3.37)

Сонымен, диэлектрик бар кезде электр өрісінің энергиясының тығыздығы өрістің вакуумдегі энергиясына қарағанда *ε* есе артады екен, тек бұл кезде өрістің кернеулік векторы өз шамасын өзгеріссіз қалдыруы тиіс. Егер де ығысу векторы өзгеріссіз қалатын болса, онда энергияның тығыздығы *ε* есе азаяды. Шындығында да осы кезде (3.37)-ге (3.33) бойынша *E=D/εε*0 мәнін қою керек; сонда

*w*=*D*2 / 2*εε*0. (3.38)

***Пысықтауға арналған сұрақтар:***

1. Электр зарядының сақталу заңы?
2. Кулон заңы?
3. Ортаның салыстырмалы диэлектрик өтімділігі неге тең?
4. Электр өрісірің кернеулігінің формуласы?
5. Конденсаторды параллель қосқанда батареядан алынған толық заряд неге тең?
6. Конденсаторды тізбектей қосқанда конденсатор тізбегінің ұштарындағы толық кернеулік неге тең?
7. Диэлектриктің анықтамасы?

## 3.2. Тұрақты электр тоғы



*3.13-сурет*

*ε*

Батареяның қышқыштарына сымды жалғайтын болсақ, онда біз электр тізбегін аламыз (3.13-сурет). Осындай тізбекте заряд батареяның бір қышқышынан екінші қышқышына қарай орын ауыстыра алады; электр зарядының осы ағыны *электр тоғы* деп аталады. Өткізгіштегі электр тоғының күші дегеніміз берілген өткізгіштің көлденең қимасы арқылы бірлік уақытта өткен зарядтың қорытқы мөлшері болып табылады. Сонымен, электр тоғының күшінің орташа мәні

*І=Δq / Δt,*  (3.39)

мұндағы *Δq* – өткізгіштің көлденең қимасы арқылы *Δt* уақытта өткен зарядтың мөлшері. Электр тоғының күші кулондар бөлінген секундпен өлшенеді, бұл бірлік *ампер* деп аталады (*А*): 1*А*=1 *Кл/с*. Егер тоқ күші уақыт бойынша тұрақты болмаса, онда оның лездік мәнін (3.39)-дің *Δt*→0 кезіндегі шегі ретінде анықтауға болады:

*І=dq / dt.*  (3.40)

Біз әзірге тұрақты тоқты қарастыратын боламыз.

**3.2.1. Ом заңы.**

Тізбектегі тоқ потенциалдар айырымының арқасында пайда болады. Потенциалдар айырымын, мысалға, батареяның көмегімен алуға болады. Тәжірибе көрсеткендей, металл өткізгіште электр тоғының күші оның ұштарындағы потенциалдар айырымынa (кернеуге) пропорционал болады:

*І~U*.

Өткізгіштегі тоқтың күші кернеуге (потенциалдар айырымына) ғана емес, сонымен қатар өткізгіштің электрондардың ағынына көрсететін кедергісіне де тәуелді болады. Электрондар өздерінің қозғалысы кезінде өткізгіштің атомдарымен өзара әрекеттесіп, осының нәтижесінде тежеледі. Берілген *U* кернеу кезінде кедергі неғұрлым жоғары болса, солғұрлым тоқ төмен болады. Сонымен кедергі тоқ күшінің оған кері пропорционалдығымен анықталады. Осыны ескере отырып

*І=U / R* (3.41)

деп жаза аламыз, мұндағы *R* – учаскенің электр кедергісі (немесе жай ғана кедергі), ал *І* – тізбектегі тоқ күші. Бұл өрнекті көбіне *U=І/R* түрінде жазады және *Ом заңы* деп атайды. Нақтырақ айтатын болсақ, бұл заң емес, *кедергінің анықтамасы*. Кезінде Омның ашқан заңдылығы металл өткізгіштегі тоқ күші түсірілген кернеуге пропорционал болады деген тоқтам болып табылады: *U~І*. Бұл тоқтам жалпы жағдайда орындалмайды, мысалы оны шала өткізгіштер тәрізді зарттарға, электрондық лампаларға, транзисторларға және т.б. қолдануға болмайды. Қысқарта келгенде, Ом заңы Ньютон заңдары, термодинамиканың бірінші бастамасы, немесе Кулон заңы тәрізді табиғаттың іргелі заңдарының қатарына жатпайды. Ол тек металл өткізгіштер тәрізді белгілі матеpиалдар үшін ғана орындалады.

Кедергінің өлшем бірлігі ом (*Ом*), (3.41) бойынша 1 *Ом* дегеніміз 1 *В/А* болады.

**Меншікті кедергі**. Тәжірибеде тағайындалғандай, металл өткізгіштің *R* кедергісі оның *l* ұзындығына тура пропорционал және оның көлденең қимасының *S* ауданына кері пропорционал болады:

*R=ρl / S*, (3.42)

мұндағы *ρ* коэффициент *меншікті кедергі* деп аталады және өткізгіш жасалған заттың сипаттамасы болып табылады. Меншікті кедергіге кері шама

*σ*=1 / *ρ*  (3.43)

*меншікті өткізгіштік* деп аталады. Меншікті өткізгіштіктің өлшем бірлігі (*Ом.м*)-1.

**Электр тоғының қуаты.** Электр энергиясын энергияның басқа түрлеріне жеңіл айналдыруға болады. Электр двигателдер электр энергиясын механикалық энергияға айналдырады. Басқа аспаптарда – электр қыздырғыштарда, электр плиталарда, тостерлерде, шаш кептіргіш фендерде электр энергиясы жылу энергиясына айналады, оларда қыздырғыш элемент деп аталатын сым өткізгіштер пайдаланылады. Күнделікті өмірде аяқ аттасақ кездесетін электр лампаларында қыздырғыш сым (жіп) аса қатты қызып, ол жарық шығара бастайды, осы кезде энергияның тек бірнеше проценті ғана жарыққа айналып, ал қалған басым бөлігі (90%-тен артығы) жылуға айналады.

Мұндай аспаптар мен қондырғыларда электр энергиясының жылу мен жарыққа айналуы мына себептерден: тоқ күші жеткілікті жоғары болатындықтан электрондар ағыны мол болып, олар атомдармен көптеп соқтығысады. Осындай соқтығысулар кезінде электронның кинетикалық энергиясының бір бөлігі соқтығысқан атомға беріледі. Осының нәтижесінде атомдардың кинетикалық энергиясы артады және сым элементтің температурасы артады. Үстеме жылу (ішкі) энергиясы қыздырғыштағы ауаға немесе плитада тұрған кастрөлге беріле алады, жылулық сәулелердің арқасында тостердегі нанды қуыра алады немесе жарық түрінде шығарыла алады. Электр приборында түрленетін қуатты анықтау үшін мынандай белгілі деректі пайдаланамыз: шексіз аз *Δq* заряд *U* потенциалдар айырымын өткен кездегі энергияның өзгерісі мынандай болады:

*ΔW=Δq⋅U*.

Егер осы өзгеріс *Δt* уақытта өтетін болса, онда *Р* қуат (энергияның өзгеру жылдамдығы)

*P=ΔqU / Δt* (3.44)

болады. Бірлік уақытта өтіп жатқан *Δq / Δt* заряд дегеніміз *І* тоқ күші болып табылады. Демек

*P=ІU*. (3.45)

Бұл жалпылама қатынас кез келген қондырғының түрлендіретін лездік қуатын сипаттайды; мұндағы *І* – қондырғы арқылы өтіп жатқан тоқ күші, ал *U* – ондағы потенциалдар айырымы. Осы өрнек көзден, мысалы батареядан пайдаланатын қуатты да сипаттайды. ХБ жүйесінде электр қуаты да кез келген қуат тәрізді ваттармен өлшенеді (*Вт*): 1 *Вт=Дж/с*. *R* резисторда бөлініп шығатын қуатты Ом заңы мен (3.45) *(P=ІU)* формуланы біріктіру арқылы екі түрлі тәсілмен жазуға болады:

*P=І(ІR)=І*2*R*, (3.46,а)

*P=(U / R)⋅U=U*2 / *R*. (3.46,б)

(3.46,а) және (3.46,б) резисторларда ғана қолданылатын болса, (3.45) формула кез келген жағдайда орындалады.

Күнделікті өмірде пайдаланған электр энергиясын өтеген кезде біз қуат үшін емес, энергия үшін төлейміз. Қуат дегеніміз энергияның түрлену жылдамдығы болатындықтан, қайсы-бір қондырғының пайдаланған энергиясы пайдаланылған қуатты осы қондырғының жұмыс атқарған уақытына көбейтіндісіне тең болады. Егер қуатты ваттармен, уақытты секундтармен өрнектейтін болсақ, онда энергияның мәні джоулдармен шығады. Практикада энергия көбіне килловатт–сағаттармен (*кВт.сағ*) өлшенеді: 1 *кВт.сағ*=1000 *Вт* ⋅3600 *с*=3,60⋅106 *Дж*.

**3.2.2. Резисторлардың тізбектей және параллель қосылуы**

Осы кезге дейін біз электр тоғы құбылыстарымен таныстық. Енді осы құбылыстың принциптерін тұрақты тоқ тізбегін талдауға пайдаланамыз.Электр схемаларында батарея, конденсатор, резистор болып белгіленеді. Қосылғыш сымдардың кедергілері басқа элементтердің кедергілерімен салыстырғанда ескерімсіз аз болса, онда біз оларды жай белгілейтін боламыз. Егер екі, не одан да көп резисторлар бірінен кейін бірі болып қосылатын болса (3.14-сурет), олардағы тоқ күші бірдей болып шығады да, олар *тізбектей* қосылады дейді. Егерде резисторлар тоқ таралып кететіндей болып қосылатын болса (3.15-сурет), онда мұндай қосылу *параллель* деп аталады; мұндай кезде барлық резисторларға бірдей потенциалдар айырымы түсіріледі. Резисторларды тізбектей және параллель қосқан кезде жалпы кедергі неге тең болады екен, соны қарастырайық. Басқаша айтқанда, қалған тізбекке әсер етпейтіндей қылып осы комбинацияны қандай резистормен алмастыруға болады екен, соны табамыз.



*3.15-сурет*

*ε*

*R*1

*R*2

*R*3

*I*1

*I*2

*I*3

*I*

*3.14-сурет*

*ε*

*R*1

*R*2

*R*3

Әуелі резисторларды тізбектей қосуды қарастырайық (3.14-сурет). Осы кезде резисторлар арқылы бірдей *І* тоқ өтеді (басқаша болса, онда тізбектің бір жерінде зарядтар жиналып қалар еді, біз қарастырып отырған стационар жағдайда, яғни қалыптасқан тоқ кезінде, мұндай жағдай кездеспейді). *U* дегеніміз барлық үш резисторлардағы кернеу болсын; тізбектің қалған бөлігінің кедергісін ескермейміз, сонда *U* дегеніміз батареяның э.қ.к.-іне тең болады. *U*1, *U*2 және *U*3 арқылы *R*1, *R*2, *R*3 резисторлардың әрбіреуіндегі потенциалдар айырымын (немесе, басқа сөзбен, кернеудің түсуін) белгілейік. Ом заңы бойынша

*U*1=*ІR*1, *U*2=*ІR*2, *U*3=*ІR*3.

Энергияның сақталу заңына сай толық кернeу *U* әрбір резистордағы кернеудің түсулерінің қосындысына тең болады, немесе

*U=U*1+*U*2+*U*3=*ІR*1+*ІR*2+*ІR*3.

Дәл осындай тоқ өтіп жатқан эквиваленттік *R* резистор үшін

*U=ІR*.

*U* үшін жазылған осы екі өрнекті өзара теңестіріп, мынаған келеміз (тізбектей қосылу):

*R=R*1+*R*2+*R*3 (3.47)

Резисторларды тізбектей қосқан кезде олардың жалпы кедергісі әрбір резистордың кедергілерінің қосындысына тең болады. Кедергілердің параллель қосылуын қарастырайық (3.15-сурет). Өзара параллель қосылған үш резистордың эквиваленттік *R* кедергісін табайық. Осы кезде батареядан алынатын толық тоқ *І* үш тарамға бөлінеді; *І*1, *І*2, *І*3 – сәйкес түрде *R*1, *R*2, *R*3 арқылы өтіп жатқан тоқтар болсын. Зарядтардың сақталуы бойынша, түйінге кіретін тоқ түйіннен шығатын тоққа тең болу керек, яғни

*І*=*І*1+*І*2+*І*3.

Әрбір резисторға батареяның толық кернеуі түсірілген, яғни

*І*1=*U / R*1; *І*2=*U / R*2; *І*3=*U / R*3.

Өзара параллель қосылған *R*1, *R*2, *R*3 резисторларға эквиваленттік *R* резистор үшін

*І=U / R*.

Алынған нәтижелерді біріктірсек, онда:

*І=І*1+*І*2+*І*3,

*U / R=U / R*1+*U / R*2+*U / R*3

1 / *R*=1 / *R*1+1 / *R*2+1 / *R*3 .(3.48)

Mәселен, егер мәндері 30 Омнан болатын үш резисторды параллель қосатын болсақ, онда тізбектің жалпы кедергісі *R* мынаған тең болар еді:

1 / *R*=1 / 30+1 / 30+1 / 30 *Ом*=1 / 10 *Ом*

және *R*=10 *Ом*. Сөйтіп, жалпы кедергі жекелей алынған резисторлардың кедергісінен *кіші* болады екен. Мұны түсіну оңай: қолда бар резисторларға жаңа резисторды параллель қосқан кезде тоққа жаңа жол ашамыз да, тізбектің жалпы кедергісі түседі.

**Толық тізбек үшін Ом заңы.** Э.қ.к.-і *ε* болатын сыртқы тізбекте *І* тоқ өтіп жатсын, осы кезде көздің полюстерінің арасына қосылған вольтметр сыртқы тізбектегі кернеудің *U* болатындығын көрсететін болсын (3.16 а-сурет).



*3.16-сурет*

*I*

*I*

*r*

*ε*

*r*

*ε*

V

V

*U*

*U*

*R*

*a)*

*б)*

Электр энергиясының көзі де өткізгіш болып табылады, сондықтан оның қайсы-бір *r* кедергісі болады, осы кедергіде жылу бөлініп шығады. Осы кедергіні көздің *ішкі кедергісі* деп атайды. Энергияның сақталу заңының негізінде мынандай қорытынды жасауға болады.

Э.Қ.К. *ε* сан мәні жағынан ішкі тізбекте бірлік электр зарядының алатын энергиясына тең, ал *U* кернеу оның сыртқы тізбекте жоғалтатын энергиясына тең. Сонымен қатар бұл заряд ішкі тізбекте *Іr* энергия жоғалтып, электр тоғының көзіндегі бөлініп шығатын жылуға айналады. Энергияның тізбекте пайда болмайтындығынан және оның жоғалып кете алмайтындығынан, заряд тұйық тізбекті толық өткен кезде қанша энергия алса, ол сонша энергияны жоғалтады. Сондықтан:

*ε*=*U+І⋅r.* (3.49)

Егер сыртқы тізбек металл өткізгіштерден тұратын болса және олардың эквиваленттік кедергісі R болса, онда *U=ІR* болады, себебі бұл жағдайда электр энергиясы толығынан жылуға айналады. (3.49)-дағы *U* кернeуді *ІR* көбейтіндісіне алмастырып, мынаны аламыз:

*ε =І⋅R+І⋅r,* (3.50)

осыдан

*І=ε /(R+r).* (3.51)

Бұл қатынасты толық тізбек үшін Ом заңы деп атайды: *бір э.қ.к. көзі бар электр тізбегіндегі тоқтың күші электр қозғаушы күшке турa пропорционал және сыртқы және ішкі тізбектің кедергілерінің қосындысына кері пропорционал болады*. Егер электр энергиясының белгілі көзін пайдаланатын болсақ, онда (3.49)-дағы *ε* және *r* шамаларын тұрақты деп санауға болады. Осы көздің сыртқы тізбегіне түрліше *R* кедергілері бар резисторларды қосуға болады. Осыған байланысты *І* тоқтың және *U* кернeудің түрліше мәндері пайда болады. Осы кезде *U+Іr* қосындысы тұрақты болып қалатындықтан, *І* мәні артқан кезде *U* төмендеу керек және керісінше. Сонымен, сыртқы тізбектің кедергісі неғұрлым үлкен болған сайын, бірлік заряд сыртқы тізбекте солғұрлым көп энергия жұмсайды да, ішкі тізбекте солғұрлым аз энергия жұмсайды (*І⋅r* азаяды). *r* мәнімен салыстырғанда *R* өте үлкен болған кезде, ішкі тізбекте кернеудің түсуі *U* мәнімен салыстырғанда соншалықты аз болып, оны ескермеуге болады. Сөйтіп, үлкен *R* кедергі кезде сыртқы тізбектегі *U* кернеу шамамен э.қ.к.-ке тең:

*U≈ε* . (3.52)

Осының негізінде э.қ.к.-ті өлшеуге болады. Шындығында да, сыртқы тізбек жоқ кезде, электр энергиясының көзі вольтметрге тұйықталады (3.23,б-сурет), ол өзіндегі кернеудің *ІR* түсуін көрсетеді, ал бұл шама *U* мәніне тең. Вольтметрдің кедергісі өте үлкен борғандықтан, (3.52) қатынас орындалады.

**Э.қ.к.-і бар учаскесі және бірнеше э.қ.к.-і бар учаске үшін Ом заңы.** Тосын күштер бір мезгілде тұйық тізбектің көптеген учаскелерінде, оның ішінде тұтынушыларда да әсер етуі мүмкін. Сондықтан э.қ.к. тек қана батареяда (генераторда) ғана емес, сонымен қатар тізбектің тосын күштер әсер ететін учаскелерінде де болуы мүмкін. *Тізбектің учаскесіндегі зарядтар оларға әсер ететін тосын күштер бағытында қозғалатын болса, онда учаскенің э.қ.к.-і оң болып саналады*. Осы учаскеде міндетті түрде энергияның басқа түрлерінің электр энергиясына айналуы өтіп жатады. Егер зарядтар оларға әсер ететін тосын күштер бағытына қарсы қозғалатын болса, онда э.қ.к. теріс болып саналады. Бұл кезде электр зарядтары тосын күштер кедергісіне қарсы жұмыс атқарып, өздерінің энергиясын жоғалтады. Осындай учаскелердегі электр қозғаушы күшті *қарсы – Э.Қ.К.* деп атау келісілген. Зарядтардың кедергіге қарсы жұмыс атқарып, энергиясын жоғалтатынын білеміз, бұл шығын өткізгіштің ішкі энергиясына айналады, яғни оны қыздыруға кетеді. Дәл осылай тізбектің теріс э.қ.к.-і бар учаскесінде тосын күштерге қарсы жұмыс атқарып, зарядтар өзінің энергиясын жоғалтады, бұл энергия ішкі энергиядан басқа энергия түрлеріне айналады. Сонымен, учаскесінде э.қ.к.-тің болуы энергияның басқа түрлерінің электр энергиясына (генераторда), немесе теріс э.қ.к. кезінде электр энергиясының энергияның басқа түрлеріне (ішкі энергиядан басқа) ауысуын қамтамасыз етеді. Мысалы, электродвигателдің жұмысы кезінде э.қ.к.-тің болуы электр энергиясының механикалық энергияға айналуын қамтамасыз етеді. Айтылғандарды қорытындылайтын болсақ, мынаған келер едік. Тізбектің учаскесінде тосын күштер әсер ететін кезде мынандай түрліше үш жағдайдың болуы мүмкін. 1) электр және тосын күштер зарядтарға қарама-қарсы жақтарда әсер етеді, э.қ.к кернеуден артық; 2) электр және тосын күштер зарядтарға қарама-қарсы жақтарда әсер етеді де, кернеу э.қ.к.-тен артық болады; 3) электр және тосын күштер зарядтарға бір бағытта әсер етеді. Бірінші жағдай генераторға қатысты, яғни тізбектің басқа учаскелерін электр энергиясымен қамтамасыз ететін учаскесіне қатысты. Оның э.қ.к.-і сан мәні жағынан бірлік зарядтың қабылдайтын электр энергиясына тең болады. Егер *R* осы учаскенің кедергісі болса (бұған генератордың ішкі *r* кедергісі де кіреді), ал ондағы *U* кернеу, онда бұл учаскемен *І* тоқ өткен кезде



*3.17-сурет*

*I*

*U*

*R*

*ϕ1*

*ϕ2*

*ε*

V

A

*U=ε-ІR.* (3.53)

Шындығына да энергияның сақталу заңы бойынша, егер бірлік заряд бұл учаскеде энергия алып, осы жерде жылулық әсерге *ІR* энергия жоғалтса, онда оның *ε-ІR* энергиясы ғана қалады. Осы энергияны заряд генераторға қосылған тізбекке береді. *І* шамасын (3.53)-ден анықтап, *тізбектің генератор болып табылатын учаскесі үшін Ом заңын аламыз*:

*І=(ε–U)/R.* (3.53,а)

Бұл формуланың генераторға кез келген тізбекті қосқан кезде де орындалатындығын айта кетелік. Екінші жағдай аккумуляторды зарядтағанда және электродвигательдің жұмысы кезінде бақыланады. Бірлік зарядтың осындай учаскеде жоғалтқан электр энергиясы *U=ϕ*1*–ϕ*2 кернеумен анықталады (3.17-сурет). Егер осы учаскенің кедергісі *R*, ал ондағы тоқ *І* болса, онда бірлік зарядтың жылуға айналдырған энергиясы *ІR*, ал энергияның басқа түрлеріне айналдырған энергиясы *ε* болады. Сөйтіп, энергияның сақталу заңының негізінде

*U=ІR+ε* (3.54)

болады, осыдан *қарсы – э.қ.к.-і бар тізбек учаскесі үшін Ом занын аламыз:*

*І=(U–ε )/R*. (3.54,а)

Үшінші жағдайда, электр және тосын күштер бір бағытта бағытталған. Сондықтан зарядтар сол жаққа қарай қозғалатын болады. Бұл дегеніміз мұндай учаскеге міндетті түрде тізбектің басқа учаскелерінен алынған энергияны тұтынушы болады деген сөз. Сонымен қатар тосын күштердің әсерінен ол қосымша энергия алады. Сөйтіп, бірлік заряд тізбектің қалған бөлігінен *U* энергия алып, тізбектің осы учаскесінен тағыда *ε* энергия алып және барлық осы *U*+*ε* энергияны жылулық әсерге айналдырады, ал ол кернеудің *ІR* түсуі түрінде бағаланады. Сонымен,

*ІR=ε+U.* (3.55)

*І* мәнін анықтап, тізбектің осындай учаскесі үшін Ом заңын аламыз:

*І=(ε+U)/R.* (3.55,a)

Осы үш жағдайларды біріктіріп, э.қ.к.-і бар тізбек учаскесі үшін Ом заңын былайша тұжырымдауға болады: *тізбектің э.қ.к.-і бар учаскесінде тоқ күші кернеу мен осы учаскедегі э.қ.к.-тің алгебралық қосындысына тура пропорционал және оның кедергісіне кері пропорционал болады*.

*U* және *ε* таңбалары белгісіз жағдайда есептеулер жүргізген кезде (3.55) формуланы пайдалану керек. Егерде есептің шешуіне табылған *U* немесе *ε* шамасы теріс болып шықса, онда бұл дегеніміз оның зарядқа әсері есептегі қабылдаған бағытқа кері болады дегенді білдіреді.

Бірнеше э.қ.к.-тері бар тармақталған тізбек үшін Ом заңының түрі мынандай болады

*І=(ε*1*+ε*2*+…+εm)/(R*1*+R*2*+…+Rn).* (3.56)

Мұндағы *m* – э.қ.к.-тердің саны, ал *n* – түгел тізбектегі кедергілер саны. Мұнда – алымында барлық э.қ.к.-тердің алгебралық қосындысы, әрі осы учаскеде тоқ бағытында потенциал артатын болса, онда бұл учаскедегі э.қ.к. оң, ал егер осы учаскеде тоқ бағытында потенциал түсетін болса, онда э.қ.к. мәні теріс таңбамен алынады. Бөлімінде тізбектің барлық кедергілерінің қосындысы. 3.18-суреттегі схема үшін (3.56) формула мына түрде жазылады:



*3.18-сурет*

I

*R*

*r1*

*­r2*

*­r3*

*­ε2*

*­ε1*

*­ε3*

*І*=(*ε*1+*ε*2-*ε*3)/(*r*1+*r*2 +*r*3+*R*).

**3.2.3**. **Электрлік диссоциация**

Енді электр тоғының қышқылдардың, тұздардың және сілтілердің ертінділері арқылы өтуін қарастырайық. Таза су (дистилляцияланған су) диэлектрик болып табылады. Бұған мынандай тәжірбе арқылы көз жеткізуге болады; егер қыздырғыш лампаны, ішіне екі металл пластиналар салынған таза су құйылған ваннаға тізбектей қосып, сосын лампа мен ваннаны тоқ көзіне қоссақ, онда лампа жанбайды. Суға қант қоссақ та осы жағдайдан аспаймыз, ал егер су құйылған ыдысқа қышқылдың бірнеше тамшысын тамызсақ, онда лампа жарқырап тұрып жанады.

Демек, қышқылдың судағы ертіндісі толық өткізгіш болып табылады. Енді осы құбылыстың себептерін қарастырайық. Су молекулалары табиғи диполдар болып табылады. Енді суда тұз қышқылының молекуласы бар екен дейік. Бұл молекула *H*+ ионнан және *Cl*- ионнан тұрады, ал оларды біріктіріп ұстап тұрған кулондық тартылыс күші. Судың диэлектрик екендігін және оның зарядтардың электрлік әрекеттесyін әлсірететінін білеміз (шамамен 80 еседей). Судың бей-берекет қозғалыстағы молекулалары тұз қышқылы молекуласын жан-жақтан келіп соққылайды; осының нәтижесінде *HCl* молекуласы иондарға ыдырайды. Судың диполдары қышқылдың молекуласын қоршап алып, оны иттей талап, иондарға бөліп алып кететін секілді болады (3.19-сурет). Cудағы қарама-қарсы зарядталған иондар бір-біріне тартылып, олар қайтадан молекулаларға біріге алады. Сондықтан, қышқылды суда еріткенде, онда молекулалардың ыдырауы ғана емес, сонымен қатар иондардан нейтраль молекулалардың пайда болуы да қатар жүріп жатады:



*3.20-сурет*

*а)*

*б)*



*3.19-сурет*

*ион H+*

*ион SO4*

*--*

*HClH++Cl,*

(стрелкалар процестің екі бағытта да өтетіндігін көрсетеді). *Молекулалардың еріткіштің әсерінен иондарға ыдырауы электролиттік диссоциация деп аталады*. Ерітілген заттың молекулаларының қандай бөлігінің иондарға ыдыраған молекулалар болып табылатындығын көрсететін сан *диссоциация* *дәрежесі* деп аталады. Сөйтіп, ертінділердегі зарядтарды тасымалдаушылар иондар болып табылады екен. Диссоциацияланған кезде сутегі және металлдардың иондары оң зарядталған болады. Молекулаларды иондарға тек еріткіш қана ыдыратып қоймайды. Мысалы, қатты қыздырған кезде заттың иондардан тұратын молекулалары жеке-дара иондарға ыдырай алады. Сондықтан тұздардың балқымалары да электр тоғының жақсы өткізгіштері болып табылады.

**Электролит.** Енді иондары бар ерітінді арқылы тоқтың қалай өтетіндігіне тоқталайық. *Зарядтарды тасмалдаушылары тек қана иондар болып табылатын сұйық өткізгіш электролит деп аталады*. Ваннада күкірт қышқылының судағы ертіндісі болсын делік. Күкірт қышқылы молекулаларының диссоциациясы мынандай теңдеумен сипатталады:

*H*2*SO*4**2*H++.*

Ваннаға платина пластиналарды салып, оларды амперметр арқылы батареяға қосайық (3.20-сурет). Бұл пластиналар *электродтар* деп аталады. Батареяның оң полюсімен жaлғанған электрод *анод*, ал теріс полюспен жалғанған электрод *катод* деп аталады. Егер тізбекті кілтті жауып тұйықтасақ, онда электролиттегі электродтар арасында электр өрісі пайда болады. Осы өрістің әсерінен *Н*+ сутегі иондары катодқа қарай, ал қышқыл қалдығының  иондары анодқа қарай ұмтылады. Катодқа жетіп, *Н*+ иондар пластинаның еркін электрондарының біреуін өзіне қосып алып, сутегінің нейтраль атомына айналады. Бұлар өзара жұптасып, сутегі газының молекулаларын түзіп, катодтан бөлініп шығады. Қарастырылып отырған жағдайда электролитте  иондарымен қатар басқа да теріс иондар болады екен, себебі судың молекулалары да азғантай болса да диссоциацияланады:

*H*2*OH++ OH*--*.*

*OH*-- иондар (гидроксилдер) өздерінің бас артық электронынан жеңіл айырылады, ал  иондар өздерінің электрондарынан жеп-жеңіл айырыла қоймайды. Теріс иондар анодқа жеткен кезде иондар разрядталады да, ал  иондар ертіндіде қалып қояды. *OH*-- иондар разрядталған кезде су және оттегінің нейтраль молекулалары пайда болып, оттегі газы анодта бөлініп шығады. Осы айтылғаннан көріп отырғанымыздай тоқ электролит арқылы өткен кезде заттың түрленуі қатар өтіп жатады екен, яғни электролиттегі тоқтың химиялық әсері болады. *Электролит арқылы тоқ өткен кезде электродтарда заттың бөлініп шығу процесі электролиз деп аталады*. Электролит құйылған электродтары бар ыдыс *электролиттік ванна* деп аталады.

Ертіндідегі оң иондарды *катиондар*, ал теріс иондарды *аниондар* деп атайды. Сутегінің және металдың иондарының катиондар болатындығын ескерте кетейік. Осы келтірілген мысалда зат екі электродтарда да бөлініп шығады. Алда көретініміздей, барлық кездерде де бұл жағдай бола бермейді екен. Заттың екі электродта да бөлініп шығуы электролитте ерімейтін *активті емес анод* кезінде болады. Бұл келтірілген мысалда пластиналар электролитпен реакцияға түспейді. Техникада мұндай электролиз үшін көбіне графит электродтарды пайдаланады.

Электролиттегі тоқ та Ом заңына бағынады, яғни кернеуге тура пропорционал өзгереді. Электролитті қыздырған кезде оның тұтқырлығы төмендеп, осының арқасында иондардың қозғалғыштығы артады. Сонымен бірге, қыздырған кезде ерітілген заттың электролиттегі диссоциация дәрежесі артады, яғни электролиттегі тоқты тасымалдаушылар саны артады. Бұл дегеніміз қыздырған кезде электролиттің кедергісі азаяды деген сөз.

Жоғарыда айтылғандай, электролиз кезінде барлық кездерде екі электродтарда да зат бөлініп шыға бермейді. Егер электролиттік ваннаға анодтан жасалған заттың тұзының ерітіндісі құйылған болса, онда зат тек катодта ғана бөлініп шығады, ал анод болса, ол осы кезде ериді. Осындай электролиздің мысалы ретінде *рафинирлеу* деп аталатын күмістің қоспалардан тазартылуын қарастырайық.

Азот қышқыл күмістің ертіндісі құйылған ваннаға күмістен жасалған электродтарды салып, оларды батареяға қосады (3.21-сурет). Катод дегеніміз жұқа күміс пластина да, ал анод дегеніміз қоспасы бар күмістен жасалған қалың пластина. Электролиз кезінде күміс анодтан катодқа өтеді де, қоспалар ваннаның түбіне шөгіп қалады. Осының қалай өтетіндігін көрейік.

Азот қышқыл күмістің молекулалары диссоциаланады:

*AgNO*3*Ag++ NO*3-*.*

Электролиз кезінде күмістің иондары катодқа барып, онда олар оның бір электронын алады да, нейтралданған күміс атомдары катодта қалып қояды, катодтың массасы артады. *NO*3- иондары анодқа бағытталып, онда олар анодтан ертіндіге өткен күміс иондарының біреуімен қосылады. Сөйтіп, электролиз кезінде анодтың массасы бірте-бірте азаяды да, ал ваннадағы ертіндінің концентрациясы, анод әбден біткенше өзгеріссіз қалады.

**Электролиз кезінде бөлініп шығатын заттың мөлшері. Фарадейдің бірінші заңы.** Ертінді арқылы өткен заряд пен атодтың массасын электролизге дейін және одан кейін өлшей отырып, Фарадей мынаны тағайындады: *электролиз кезінде бөлініп шығатын заттың массасы ертінді арқылы өткен электр мөлшеріне тура пропорционал болды:*



*3.21-сурет*

*Ag*

*Ag*

*Ag+*

*NO3*

*-*

*AgNO3*

A

*m=kq.* (3.57)

Бұл – *Фарадейдің бірінші заңының* математикалық өрнегі болып табылады. Фарадейдің тәжірибелері электролиз кезінде бөлініп шығатын заттың массасы тек *q* зарядтың шамасына ғана емес, сонымен қатар заттың тегіне де тәуелді болатындығын көрсетеді. *Электролиз кезінде бөлініп шыққан массаның заттың тегіне тәуелділігін білдіретін пропорционалдық коэффициенті k заттың электрохимиялық эквиваленті деп аталады. Электрохимиялық эквивалент электродтарда электролит арқылы бірлік заряд өткен кезде бөлініп шығатын заттың массасымен өлшенеді:*

*k=m/q.* (3.57,а)

ХБ жүйесінде *k* электрохимиялық эквиваленттің өлшем бірлігі 1 *кг/Кл* болып табылады. *q=Іt*  болатындықтан, Фарадейдің бірінші заңын

*m=kІt* (3.58)

деп жазуға болады. Тәжірибеде электрохимиялық эквивалентті үлкен дәлдікпен анықтауға болады. Кезінде осы (3.57) заң күмістің электрохимиялық эквиваленті арқылы кулонды анықтауға мүмкіндік берді, ол 1,118 ⋅10-6 *кг/Кл*=1,118 *мг/Кл* болып шықты.

**Фарадейдің екінші заңы. Ионның зарядын анықтау.**  Иондардың бір молінің m массасының граммдармен алынған кезде бір ионның салыстырмалы молекулалық массасына тең болатындығын еске алайық:

*М=m*сал[*г/моль*]=*m*сал⋅10-3 [*кг/моль*].

Иондардың мольдік массасының олардың валенттігіне бөліндісі (М/n) осы иондардардың *химиялық эквиваленті* деп аталады. Мысалға мыстың салыстырмалық атомдық массасы 63,54, ал мыстың иондарының валенттігі 2 болады. Сонда мыстың мольдік массасы 63,54 *г/моль*, ал оның химиялық эквиваленті (63,54/2) *г/моль*=31,77 *г/моль*=31,77⋅10-3 *кг/моль* болады.

Өзінің тәжірибелерінің нәтижелерінде Фарадей электродта кез келген түрдегі иондардың бір химиялық эквиваленті бөлініп шығу үшін электролит арқылы электрдің бірдей *F* мөлшерін жіберу керек екендігін тапты. Электрдің бұл мөлшерін *Фарадейдің тұрақтысы* деп атайды: *F*=9,65⋅104 *Кл/моль*. Демек, бір химиялық эквивалентті құрайтын барлық иондардың жалпы заряды *F* мәніне тең болады. Егер электролиз кезінде электродта *m*[*кг*] зат массасы бөлініп шықса және де химиялық эквивалент *м/m* [*кг/моль*] болса, онда *m(M/n)* қатынасы бөлініп шыққан химиялық эквиваленттердің санын береді. Одан әрі, осы кезде егер электролит арқылы *q*[*Кл*] электр мөлшері өткен болса, және де бір химиялық эквиваленттің бөлініп шығуына *F*[*Кл*] электр мөлшері қажет болса, онда *q* шамасының *F* мәніне қатынасы да электролиз кезінде бөлініп шыққан химиялық эквиваленттің санына тең болады: демек *m:(M/n)=q:F*, осыдан:

*M=(M/nF)q.* (3.59)

(3.59) бен (3.57)-лерді салыстыра отырып, мынаған келеміз:

 (3.60)

(3.60) формула Фарадейдің екінші заңының математикалық өрнегі болып табылады: *түрліше заттардың электрохимиялық эквиваленттері олардың химиялық эквиваленттеріне тура* *пропорционал болады*. (3.59) формуланың Фарадейдің электролиз үшін біріккен заңын өрнектейтіндігін айта кетелік. Енді Фарадейдің заңының көмегімен бір валенттік ионның, яғни электронның *е* зарядын қалай анықтауға болатындығына тоқталайық. Егер иондардың валенттігі *(n=*1*)* болса, онда *M/n* химиялық эквивалент иондардың мольдік *М* массасына, ал әрбір ионның заряды сан жағынан *е* мәніне тең болады. Бір мольдегі иондардың санының Авогадро тұрақтысына тең болатындығын ескерейік. Сондықтан егер мольдің барлық иондарының жалпы заряды *F* болса, онда:

*e=F/N*A*.* (3.61)

(3.61)-ге *F* және *N*Aшамаларының сан мәндерін қойып, бір валенттік ионның немесе электронның зарядын табамыз:

*е=*(9,65.104 *Кл/моль*)/(6,02.1023 *иондар/моль*)=1,60.10-19 *Кл/ион.*

Электронның зарядының бұл мәні Милликеннің тәжірибелерінің нәтижелерімен жақсы үйлесімді, ал бұл заттың электрондық құрылысының теориясын және электролиттік диссоциацияның теориясын дәлелдейді.

**Электролиздің техникада қолданылуы.** Электролиз техникада көптеген қолданыстар табады. Солардың бірнеше мысалын келтірейік. Жоғарыда айтылғандай, электролизді кенді балқытқан кезде алынатын металды бөгде қоспалардан арылту үшін пайдаланады. Электролиздің көмегімен балқытылған кенненсумен реакцияға түсетін және судағы ертіндіден өз бетінше бөлінбейтін жеңіл металдарды алуға пайдаланады. Осындай тәсілмен алюминийді, натрийді, литийді және т.б. алады. Мырыш пен никелді *электроэкстракциямен*, яғни металды ертіндіден электролиздің көмегімен шығарып алады. Электролиз кезінде бөлініп шыққан атомдық оттегі өте күшті тотықтырғыш болып табылады. Оны түрліше дәрі-дәрмектерді жасаған кезде пайдаланады. Электролиздің көмегімен металдан жасалған заттарды ауада тотықпайтын басқа металдың жұқа қабатымен қаптауға болады. Мұндай қапталу тәсілі *гальваностегия* деп аталады. Оның мысалдары реттінде никелдеу мен хромдауды келтіруге болады. Гальваностегияны әсемдік заттарына күміс және алтын жалататын кездерде де пайдаланады.



*Zn*

*H2SO4*

*3.22-сурет*

**Гальвани элементтері.** Егер иондары бар ертіндіге металл пластинаны салсақ, онда металл мен ертіндінің арасында потенциалдар айырымы пайда болып, металл электрленеді. Енді, күкірт қышқылының судағы әлсіз ертіндісіне мырыш пластинаны салсақ, онда қандай процестер өтеді екен, соны қарастырайық. Мырыштың бетінде, оның кристалдық торын құрайтын оң иондар болатындықтан, ертіндіде пластинаның маңында теріс зарядталған *SO*4*—* иондар болады да, ал сутегі иондары әрі итеріліп тасталады. Мырыштың иондарының қышқыл қалдығының иондарына тартылуы *Zn++* иондарының пластинаның бетінен ертіндіге өтуіне әкеледі. Oсы кезде пластина теріс зарядталып, ал ертінді оң зарядталады, яғни ертінді мен металл арасында потенциалдар айырымы пайда болады. Ертіндіге өткен мырыштың иондары бір мезгілде ертіндідегі *SO*4*—*  иондарына да және теріс зарядталған пластинаға да тартылатын болғандықтан, олар пластинаның бетіне жуық жерде орналасады (3.22-сурет). Сөйтіп, мырыштың иондары және қышқылдың қалдығының иондары пластинаның бетіне жуық жерде зарядтардың қос қабатын түзеді. Егер пластина таза мырыштан жасалған болса, онда оның еруі тез арада тоқталады, пластинаның теріс заряды мен ертіндінің оң заряды бұған себеп болады. Тәжірибе көрсеткендей, ертінді мен металдың арасындағы потенциалдар айырымы металдың тегіне және ертіндінің тегіне тәуелді болады. Бұл дегеніміз егер осы ертіндіге түрліше металдардан жасалған пластиналарды салатын болсақ, онда олардың арасында потенциалдар айырымы пайда болып, олар тоқ туғыза алады деген сөз. Бұл жағдайда тоқтың энергиясы химиялық энергияның есесінен пайда болады. *Энергиясын химиялық энергияның есебінен толықтырып отыратын электр энергиясының көздерін гальвани элементтері деп атайды.* Тұңғыш гальвани элементін XVІІІ ғасырдың ақырында италия ғалымы А. Вольта ойлап тапты.

*Вольта элементі* (3.23-сурет) күкірт қышқылының судағы әлсіз ертіндісінен және оған салынған мыс және мырыш пластиналардан тұрады. Осы пластиналардың арасында потенциалдар айырымы, яғни шамамен 1 *В* болатын ЭҚК пайда болады, әрі мыс пластина оң, ал мырыш пластина теріс полюс болып табылады. Вольта элементінің ЭҚК -і, кез келген басқа гальвани элементі тәрізді пластиналардың ауданына да, ертіндінің мөлшеріне де тәуелсіз болады, тек оның жұмысы кезінде ішінде өтіп жатқан химиялық процестерге ғана тәуелді болады.



*3.23-сурет*

*Cu*

*Zn*

*H2SO4*

Егер элементтің полюстеріне сыртқы тізбекті қосатын болсақ, онда теріс полюс болып табылатын мырыш пластинадан сыртқы тізбек бойымен электрондар мыс пластинаға қарай, яғни оң полюске қарай ұмтылады. Электрондардың мырыштан кетуі пластина мен ертінді арасындағы тепе-теңдікті бұзады. Қос қабаттағы мырыштың иондары пластинадан қашықтап, олардың орынына пластинадан ертіндіге жаңа иондар өтеді. Өз кезегінде, мыс пластинаның оң зарядының кемуі оған сутегінің жаңа иондарының жақындауына мүмкіндік береді. Пластинамен жанасқан кезде бұл иондар электрондарды қабылдап, газ түріндегі сутегіге айналады. Сонымен, Вольта элементі жұмыс атқарған кезде оның оң полюсінде сутегі бөлініп шығады, ал теріс полюсінде мырыштың еруі өтіп жатады. Газ түріндегі сутегі мыс пластинаны жауып алып, сутегі ионына разрядталуға мүмкіндік бермейді. Сондықтан, мыс пластинаның жанында оң иондар жиналып қалып, олар сутегінің басқа иондарын оған жолатпайды, сөйтіп, осылай элементтегі тоқты әлсіретеді. *Ертінді арқылы тоқ өткен кезде электродтың бетінің сапасының өзгеруі немесе оның маңындағы иондардың концентрациясының өзгеруі электродтың поляризациясы деп аталады.* Электродтардың поляризациясы элементте қарсы ЭҚК -ті тудырады, ал ол ондағы тоқты әлсіретеді. Бұл жағдайда қарсы ЭҚК -ті *поляризацияның* ЭҚК *-і* деп атайды.

Вольта элементінде мыс электродтың поляризациялануының себебі сутегі газының бөлініп шығуы болып табылады. Басқа гальвани элементтерде де поляризацияның себебі газдың, негізінен сутегінің бөліні шығуында.

**Аккумуляторлар.** Элементтің электродтарының поляризациясы кейбір кездерде электролиттегі тоқ біткеннен кейін де ұзақ уақыт сақталып қалуы мүмкін. Мұны аккумулятордың құрылысында пайдаланады.

Егер қорғасын электродтарды күкірт қышқылының ертіндісіне батырса, онда олар *PbSO*4 күкірт қышқыл қорғасынмен жабылып қалады. Екі пластиналарда да бірдей химиялық процестер өтетін болғандықтан, олардың арасындағы потенциалдар айырымы нөлге тең болады.

Ваннаны тізбекке қосайық (3.24,а-сурет). Тоқтың өту процесі кезінде анодта қорғасынның *PbO*2 қос тотығы пайда болады, ал катодта таза қорғасын пайда болады. Пластиналар енді әр тектес болып шыққандықтан, олардың арасында потенциалдар айырымы пайда болады, оның мәні ағытылған тізбек кезіндегі поляризация ЭҚК -не тең болады. Енді батареяны алып тастап, оның орнына қыздыру лампысын қосатын болсақ, онда тізбекті тұйықтаған кезде лампы жанады. Демек, прибордың өзі электр энергиясының көзіне айналады және де онда поляризацияның электр қозғаушы күші сақталып қалады (3.24,б-сурет). Екі пластинаның екеуі де қайтадан күкірт қышқыл қорғасынмен қапталғаннан кейін тоқ тоқталады.

Енді тағы да электр энергиясының көзін қосып, аталған процестерді қайталауға болады; бұл дегеніміз – процестер қайтымды деген сөз. Мұндай приборлар *аккумуляторлар* деп аталады. Аккумуляторлар арқылы тоқ жіберуді *зарядтау* деп, ал олардың өздерін тоқ көзі есебінде пайдалануды *разрядтау* деп атайды. Зарядталған кезде алған энергиясының қандай бөлігінің разрядталған кезде қайтарылатындығын көрсететін санды аккумулятордың *пайдалы әсер коэффициенті* деп атайды:



*3.24-сурет*

*Iз*

*Iр*

*К*

*А*

*К*

*А*

H2SO4

H2SO4

*Pb SO4*

*Pb PbO2*

*a)*

*б)*

. (3.62)

Аккумуляторлар ПӘК-мен қатар сыйымдылығымен де сипатталады. Аккумулятордың *сыйымдылығы* деп разрядталған кезде тізбек арқылы өтетін максимал электр мөлшерін атайды. Аккумулятордың сыйымдылығының бірлігі ретінде *ампер-сағат* қабылданған: 1 *А-сағ*=3600 *Кл*. Қышқыл аккумуляторлардың ЭҚК-і 2 *В* шамасында болады, ал ПӘК-і 80% шамалас. ЭҚК -ті арттыру үшін элементтерден батарея құрайды.



*Е*

*3.25-сурет*

V

## 3.2.4. Газдардағы және вакуумдегі электр тоғы

**Газдың ионизациясы. Газдың иондық және электрондық өткізгіштігі.** Байырғы жағдайларда барлық газдар жақсы изоляторлар болып табылады, бірақ та шектелген көлемде газдарды, оның ішінде ауаны өткізгіштерге айналдыруға болады. Бұл үшін оларда жасанды түрде зарядты тасымалдаушыларды тудыру қажет болады, яғни газ молекулаларын иондау қажет. Мұны мынадай тәжірибенің көмегімен көрсетуге болады. Үлкен жазық конденсаторды алып (3.25-сурет), оның пластиналарын ажыратып, кернеуі бірнеше мың вольт болатын тоқ көзіне қосамыз. Сезгіш гальванометр, пластиналардың арасында электр өрісі болса да, тізбекте тоқтың жоқ екендігін көрсетеді. Бұл дегеніміз, пластиналардың арасындағы ауада еркін зарядтар жоқ, немесе, олардың саны соншалықты аз болып, гальванометр оны сезбейді деген сөз. Одан әрі көретініміздей, екінші тоқтам дұрыс болып шығады. Пластиналардың арасына жанып тұрған шырақты қоялық немесе оған рентген сәулелерін бағыттайық. Осы кезде гальванометрдің стрелкасы ауытқиды, яғни тізбек бойымен тоқ өтеді. Демек, ауада молекулалар ионданды (зарядты тасымалдаушылар пайда болды). Егер ионизаторды алып кетсе, онда тоқ тез арада жоғалып кетеді, өйткені пластиналардың арасындағы ауа қайтадан изоляторға айналады. Осындай тәжірибелердің негізінде, газдың ионизаторы болып: *жоғары температура, рентген, ультракүлгін сәулелер, α-сәулелер және т.б.* болып табылатындығы тағайындалды. Газда ионизациямен қатар кері процесс – иондардың рекомбинациясы да жүріп жатады, яғни газ иондарынан нейтрал молекулалар түзіліп жатады. Ионизация кезінде газ молекуласынан валенттік электрондардың біреуі жұлынып алынады. Осы электрондардың бір бөлігі еркін күйде қалады. Сөйтіп, иондалған газдағы зарядтарды тасымалдаушылар еркін электрондар мен иондар (оң да, теріс те) болып табылады екен. Сондықтан иондалған газдың өткізгіштігі жартылай иондық, жартылай электрондық болады екен.

**Газдағы тоқ күшінің кернеуге тәуелділігі.** Конденсатордың пластиналарындағы *U* кернеуді жоғарылата отырып және гальванометрмен тоқ күшін өлшей отырып (3.26-сурет), тоқ күшінің кернеуге тәуелділігін (газ аралығының вольт-амперлік сипаттамасын алуға болады). Ионизатор өне бойы жұмыс атқарып тұрады. Осы графиктен көріп отырғанымыздай, кернеудің азғантай мәндері кезінде газдағы тоқ Ом заңына бағынады екен. Осыны талдайық.

Пластиналардың арасындағы кернеу азғантай кезде тоқтың тасымалдаушылары өрістің әсерінен баяу қозғалып, көп жағдайларда пластиналарға жетпей-ақ рекомбинацияланып үлгереді. Кернеу артқан кезде өрістің әсерінен иондардың қозғалыс жылдамдығы артады да, олардың рекомбинациялану ықтималдығы азаяды. Сондықтан бірлік уақытта иондардың көпшілігі пластиналарға жетіп, онда нейтралданып үлгереді, яғни тоқ артады (графиктің *АВ* учаскесі, 3.26-сурет). Сонымен, осы учаскеде тоқтың артуы газдағы зарядты тасымалдаушылардың рекомбинацияларының азаюының есебінен жүреді. Егер пластиналардағы кернеу одан әрі де арта беретін болса, онда тоқты тасымалдаушылардың рекомбинациясының жоққа айналып, тоқтың, енді кернеуге тәуелсіз болатын ең үлкен *І*к мәніне жететін кезеңі туады (3.26-сурет, *ВС* учаскесі). Шындығында да, рекомбинация жоқ кезде пластиналарға дейін ионизатор тудыратын барлық дерлік иондар жетіп үлгереді. Сондықтан кернеудің артуы тоқты арттыра алмайды. Бұл жағдайда тоқты арттыру үшін ионизатордың интенсивтігін көтеру керек болады. *Газдағы мәні кернеуге тәуелсіз болатын мұндай тоқ қанығу тоғы деп аталады.* Демек, *ВС* учаскеде Ом заңы орындалмайды. Тағы да айта кететін нәрсе, астарларда разрядталатын иондар қайтадан өздері шыққан газдың нейтрал молекулаларына айналады. Бұл дегеніміз *газдағы тоқтың химиялық әсері болмайды және де оған Фарадей заңын қолдануға болмайды* деген сөз.

*3.26-сурет*

*А*

*В*

*С*

*D*

*I*

*U*

*Iº*

Пластиналар арасындағы өрістің кернеулігі сантиметрге ондаған мың вольт болатындай жеткілікті жоғары кернеулерге жеткен кезде өріс күштерінің әсерінен қозғалысқа келген еркін электрондар соншалықты үлкен кинетикалық энергияға ие болып, газ молекулаларымен соқтығысқан кезде, олардың электрондарын жұлып алады, яғни оларды иондайды. Мұндай құбылысты *соққы ионизация* деп атайды. Соққы ионизацияның арқасында электродтардың арасындағы тоқ тасымалдаушылардың саны артады да, тоқ тез өседі (3.26-суреттегі *С* учаскесі).

**Атмосфералық қысым кезіндегі газдағы электр разряды.** Тек тосын ионизатордың әсерінен ғана болатын газдағы разряд *өздік емес* разряд деп аталады. Бұл разрядты *тыныш* разряд деп те атайды (оны тек өлшеуіш приборлардың көмегімен ғана анықтауға болады). Тосын ионизатордың көмегінсіз-ақ пайда болатын разрядты *өздік* разряд деп атайды.

Жоғарыда көрсеткеніміздей, газдағы тоқты тасымалдаушылар еркін электрондар және иондар болып табылады. Осы кезде тоқ газ арқылы өткенде, иондар электродтарда разрядталады да, нейтрал молекулаларға айналады, ал электрондар оң электродта жұтылады. Сонымен қатар, тоқтың тасымалдаушыларының бір бөлігі рекомбинация кезінде жоғалып кетеді. Демек, газдағы тоқты белгілі бір деңгейде ұстап тұру үшін тоқты тасымалдаушылардың өне бойы болып отыратын кемуін қайсы-бір тәсілмен толықтырып отыру керек болады. Өздік емес разряд кезінде өзіміз білетіндей, мұны тосын ионизатор атқарады. Ал, өздік разрядтың кезінде мұның ролін тоқтың өзі атқарады. Газдағы тоқтың жаңа тасымалдаушыларын жасаудың бірнеше механизмдері бар. Олардың біреуі – соққы ионизация. Оның қалай пайда болатындығына тоқталайық.

Заряды *е* болатын электронды потенциалы *ϕ* болатын өріс нүктесінен өрістен тыс жерге алып кету үшін осы өрістің күштеріне қарсы *Α=еϕ* жұмыс атқару қажет. Демек, газ молекуласын иондау үшін қайсы-бір *А*и жұмысты атқару қажет, оны мынандай қатынаспен өрнектеуге болады:

*А*и*=еϕ*и. (3.63)

*ϕ*и потенциалды атомның немесе молекуланың *ионизация потенциалы* деп атайды. Еркін электрон газдың молекуласымен соқтығысқан кезде оны иондай алу үшін электронның соқтығысар алдындағы *W*к кинетикалық энергиясы *А*и ионизация жұмысына тең не одан үлкен болу керек, яғни

*W*к ≥ *А*и*.* (3.64)

Осы энергияны электрон газда сыртқы электр күштерінің әсерінен λ еркін өту жолында алу керек, себебі электрон өзінің әрбір соқтығысуынан кейін өріс бойымен бағытталған қозғалысының жылдамдығын жоғалтады да, жаңадан үдей бастайды. Электронға әсер *ететін* күш *еΕ* (мұндағы *Ε –* өрістің кернеулігі), ал электронның жүріп өтетін жолы λ, сондықтан

*Wk=Eeλ,* немесе *mv*2*/*2*=Ee,* (3.65)

мұндағы *m* – электронның массасы, ал *v* – оның молекулаға соқтығасар алдындағы жылдамдығы. Атмосфералық қысым кезіндегі электронның еркін өту жолы азғантай болғандықтан, соққылық ионизация пайда болу үшін газдағы өрістің кернеулігі *Е* жеткілікті үлкен шамада болуы тиіс. Сондықтан да соққылық ионизация атмосфралық қысым кезінде тек жоғары кернеу жағдайында ғана пайда болады. Егер электродтардағы кернеуді бірте-бірте арттырса, онда оның қайсы-бір мәні кезінде өрістің кернеулігі соққылық ионизацияның пайда болуына жеткілікті болады. Соққылық ионизацияға әкелетін соқтығысулар саны әуелі онша көп емес, бірақ кернеумен бірге артып отырады.

Соққылық ионизация кезінде пайда болатын екінші реттік электрондар өріспен үдетіледі және ионизацияға қатысады. Ақыры, электродтардағы белгілі кернеу кезінде әрбір электрон жоғалар алдында ең болмағанда газдың бір молекуласын иондап үлгереді және ең болмағанда бір еркін электронды тудырып үлгереді. Сонда газдағы разряд өзін-өзі ұстап отырумен қатар, соққылық ионизация тасқындық сипат қабылдай алады. Осы кезде тоқты тасымалдаушылардың нөсерлік артуы тоқтың тез өсуіне және *газдың электрлік тесілуіне* әкеп тірейді. Осындай өз бетінше өтетін разряд үшін бірнеше еркін электронның болуы жеткілікті, ал олар газда әрқашанда бар. Газ молекулаларымен соқтығысқан кезде иондар да соққылық ионизацияны тудыра алады.

Енді өздік разряд кезіндегі тоқты тасымалдаушылардың пайда болуының басқа да механизмдерін қарастыра кетейік.

Теріс электродтың жоғары температурасы кезінде одан *термоэлектрондық эмиссия* туады*,* ол газда біршама еркін электрондар санын тудырады. Одан әрі газдың оң зарядталған иондары теріс электродқа тартылады және де олардың кинетикалық энергиясы жеткілікті жоғары болса, онда олар электродқа келіп соққан кезде, одан электрондарды жұлып ала алады. Бұл құбылыс *екінші реттік электрондық эмиссия* деп аталады. Қалыпты қысым және салқын катод кезінде екінші реттік электрондық эмиссия тек жоғары кернеу кезінде ғана пайда болады. Егерде катод қыздырылған болса, онда өздік разряд электродтардағы онша үлкен емес кернеу кезінде-ақ пайда болады. Мұндай разрядтың бір мысалы 1802 жылы орыс физигі В.В. Петров ашқан *электрлік доға* болып табылады.

## 3.2.5. Жартылай өткізгіштердегі электр тоғы

**Өткізгіштердің, диэлектриктердің және жартылай өткізгіштердің қасиеттерін салыстыру.** Барлық заттарды электрөткізгіштіктері бойынша үш класқа бөлуге болады екен (3.27-сурет). Суреттен көріп отырғанымыздай, өткізгіштерде меншікті кедергілерінің мәндері 10-5-нен 10-8 *Ом⋅м*.-ге, ал диэлектриктерде бұл шама 108-нен 1017 *Ом⋅м*-ге дейінгі интервалда жатады екен. Осы аталған заттардың арасында меншікті кедергілері аралық қалыпта болатын, *жартылай өткізгіштер* деп аталып кеткен заттар орналасқан. Олардың меншікті кедергісінің мәні 104 -нен 10-5 *Ом⋅м*.-ге дейінгі аралықта жатыр.

Түрліше заттардың, оның ішінде жартылай өткізгіштердің кедергісі олардың тазалығына тәуелді болады. Металл өткізгіштерде басқа қоспалардың болуы тоқтың қозғалғыш тасымалдаушыларының концентрациясына әсер етпегенмен, олар осы тасымалдаушылардың қозғалғыштығына күшті әсер етеді. Мұның себебі қоспалар кристалл торында кемтіктер тудырып, ал бұлар металдың электр тоғына кедергісін арттыра түседі.

Диэлектриктердегі қоспа атомдарының атомдармен әлсіз байланысқан электрондары болады. Олар өз атомдарынан жеңіл босанып кетіп, еркін күйге өтеді. Сондықтан диэлектриктердің электр өткізгіштігі ондағы қоспаның мөлшерімен анықталады. Демек, диэлектриктегі қоспалар оның электр кедергісін азайтады.



*Ag; Cu*

*Al*

*Fe*

*Hg*

*графит*

*Gе*

*Se*

*ZnO; Cu2O*

*Si*

*Шыны*

*Фарфор*

*Кварц*

*Эбонит*

*Al2O3*

*Янтарь*

*10-8 10-6 10-4 10-2 1 102 104 106 108 1010 1012 1014 1016 1018 ρ, Ом⋅м*

*3.27-сурет*

Жартылай өткізгіштерде де диэлектриктердегі тәрізді қоспалар олардың кедергісін бірталай азайтады. Қоспаларды таңдап ала отырып, жартылай өткізгіштердің кедергілерін керекті бағытта өзгертуге болады. Міне, сондықтан да, қоспалық жартылай өткізгіштер қазіргі заман техникасында кең қолданылып жатыр.

Түрліше заттардың кедергілерінің температураға тәуелділігін де салыстырғанда мынаған келер едік. Металдарда кедергі оны қыздырған кезде артады да, ал суытқан кезде азаяды, нөлдік температура кезінде асқын өткізгіштікке келеміз. Диэлектриктердің кедергісі температура артқан кезде кемігенмен, ол әлі де үлкен мәнін сақтайды. Диэлектриктерде электронды атомнан жұлып алу үшін өте зор энергия қажет болады, сондықтан, қатты диэлектриктерде жеткілікті өткізгіштікке жетем дегенше, ол балқып кетеді.

Жартылай өткізгіштерде электрондарды атомнан жұлып алуға қажет энергия диэлектриктерге қарағанда көп аз болады. Сондықтан жартылай өткізгіштерді қыздырған кезде қозғалғыш тоқ тасымалдаушылар саны тез артып, олардың кедергілері күшті төмендейді. Ал температура төмендегенде жартылай өткізгіштердің кедергісі артады.

Жартылай өткізгіштердің кедергісіне тек температура ғана емес, сонымен қатар жарықталыну да әсер етеді екен. Жарықталыну жартылай өткізгіштің кедергісін едәуір азайтады, өйткені сәулелену жартылай өткізгіштердегі қозғалғыш тоқ тасымалдаушылардың санын біршама арттыруға қажетті энергия береді. Сөйтіп, жартылай өткізгіштердің өткізгіштігі температураға және жарықталынуға күшті тәуелді болады екен. Жартылай өткізгіштердің осы қасиеттерінің практикалық маңызы үлкен.

**Таза (қоспасыз) жартылай өткізгіштер. Термисторлар.** Германий мен кремнийдің негізінде, таза жартылай өткізгіштерде қозғалғыш заряд тасымалдаушылардың қалай пайда болатындығын қарастырайық. Бұл элементтердің сыртқы валенттік электрондық қабатында төрт-төрттен электрондар болады. Қатты күйде бұл заттардың кристалдық құрылымы болады, онда әрбір атомның төрт-төрттен көршілес атомдары болады. Мұндай тордағы көршілес атомдар өзара коваленттік байланыста болады, яғни көршілес екі атом өздерінің екі электрондарымен байланысқа енеді (әр атомнан бір-бір электроннан), олар электрондық жұптар түзеді. Германийдің немесе кремнийдің атомдарының коваленттік байланысы 3.28-суретте шартты түрде жазық етіп көрсетілген.



*3.28-сурет*

Төменгі температуралар кезінде жартылай өткізгіштің барлық электрондары атомдармен байланыста болады. Мұндай кристалда еркін заряд тасымалдаушылар жоқ, ол изолятор болып табылады. Егер осындай кристалдың температурасын арттырса, онда жеке-дара электрондар артық энергия алып (бей-берекет қозғалыстың арқасында), бұл энергияның атомды тастап кетуге жеткілікті болып шығуы мүмкін. Міне осындай электрондар жартылай өткізгіш кристалының өткізгіштігін тудырады. Бөлме температурасында германий мен кремний кристалдарында еркін электрондар болады. Германийде электрондардың атомнан жұлынып алынуына қажетті энергия кремнийге қарағанда төменірек болады. Сөйтіп, бірдей температура кезінде германийдің меншікті кедергісі кремнийдің меншікті кедергісінен төмен болады (200С кезінде *ρ*Ge=0,6 *Ом⁎м*, *ρ*Sі=2⋅103 *Ом⁎м*).

Электрон еркін күйге өткен кезде жартылай өткізгіш атомының қабықшасында бос орын пайда болады, оны *қуыс* деп атап кеткен. Электронынан айырылғанға дейін атом нейтрал болғандықтан, онан айырылғаннан кейін оның заряды оң болады да, бұл заряд қуыстікі болып саналады. Жартылай өткізгіштің іргелес атомдары үздіксіз электрондар алмасып отыратындықтан, атомның қуысын басқа атомның электроны толтырып, өз кезегінде жаңа қуыстың пайда болуы мүмкін. Сонымен, оң зарядты қуыстар жартылай өткізгіштің ішінде еркін электрондар тәрізді хаостық қозғалыста бола алады екен. Міне сондықтан, шартты түрде жартылай өткізгіштердегі қуыстарды да қозғалғыш заряд тасымалдаушылар деп қарастырады. Шындығында да, электр өрісі жоқ кезде жартылай өткізгіште қуыстар хаосты түрде қозғалып жүретін болса, сыртқы өрісті берген кезде олар осы өріс бағытында қозғала бастайды, яғни электр тоғын тудырады.

Сонымен, жартылай өткізгішті қыздыру қозғалғыш заряд тасымалдаушылардың қосағын – “электрон-қуыс” қосағын тудырады. Электрондар мен қуыстар жартылай өткізгіште хаостық қозғалыс кезінде кездесіп қалуы мүмкін, сонда еркін электрон атомның қабықшасындағы бос орынды толтырады да, жартылай өткізгіште бірден екі заряд тасымалдаушылар жоғалып кетеді – “электрон-қуыс” қосағы рекомбинацияланады. Еркін электронның немесе қуыстың пайда болғаннан жоғалып кеткенге дейінгі еркін өту жолы өте аз болады (0,1 *мм* шамалас).

Жартылай өткізгіштің температурасы тұрақты болатын болса, онда “электрон-қуыс” қосағының генерациясы (пайда болуы) мен рекомбинациясының (жоғалуының) арасында динамикалық тепе-теңдік орнайды. Осы кезде жартылай өткізгіште зарядты тасымалдаушылардың белгілі саны болады.

Таза жартылай өткізгіште әрқашанда еркін электрондар мен қуыстардың теңбе-тең саны болады. Сондықтан, таза жартылай өткізгіштердің өткізгіштігі жартылай электрондық және жартылай қуыстық болады. Мұндай өткізгіштікті жартылай өткізгіштердің *меншікті өткізгіштігі* деп атайды. Сөйтіп, таза жартылай өткізгішті тізбекке қосса, онда тоқ жүреді. Осы кезде еркін электрондар теріс полюстен оң полюске, ал қуыстар – кері қарай қозғалатын болады.

Жартылай өткізгіштердің температуралық кедергі коэффициенті металдарға қарағанда көп артық және теріс болатындықтан, жартылай өткізгіштің меншікті өткізгіштігін автоматты қондырғыларда температура шектен жоғары көтеріліп кеткен кезде тоқ тізбегін қосатын тетіктерде пайдалануға болады. Қалыпты жағдайларда кедергісі өте үлкен болатын жартылай өткізгіш қоңыраулы сигнал тізбекке немесе тоқ беруді басқару тізбегіне қосылады. Температура шектен шығып бара жатқан кезде жартылай өткізгіштің кедергісі түседі де, сигнал тізбегінде тоқ пайда болып, ол қоңырауды іске қосады немесе қызуды тудырған тоқты ағытып тастайды. Мұндай жартылай өткізгіш аспаптар *термисторлар* деп аталады. Термисторлардың мөлшерлері кішкентай болатындықтан, олардың көмегімен кішкентай қуыстардағы температураның өзгерісін байқауға немесе өлшеуге болады.



*3.29-сурет*

Ge

Ge

Ge

Ge

Ge

Ge

Ge

Ge

Ge

Ge

Ge

As



Ge

Ge

Ge

Ge

Ge

Ge

Ge

Ge

Ge

Ge

In

Ge

**+**

**-**

*3.30-сурет*

Қ**оспалық жартылай өткізгіштер.** Таза жартылай өткізгіштерге әдейі таңдап алынған қоспаларды қосу арқылы жасанды түрде, негізінен электрондық немесе қуыстық өткізгіштіктері болатын жартылай өткізгіштерді жасауға болады.

Балқытылған таза германийге 10-5% шамалас Менделеев кестесінің *V* тобының қайсы-бір элементінің атомдарынан тұратын қоспаны (мысалға, мышьяк болсын) қосайық. Сонда, қатқаннан кейін германийдің байырғы торы пайда болады, тек онда кейбір түйіндерде германий атомдарының орнында мышьяк атомдары орналасады (3.29-сурет). Осы кезде мышьяктың төрт валенттік электрондары көршілес германий атомдарының электрондарымен коваленттік байланыс жасайды да, ал бесінші электрон мұндай жағдайларда атоммен өте әлсіз байланысқан болып шығады, енді оны жұлып алу үшін онша көп энергия қажет болмайды, бұл энергияның мәні жартылай өткізгіштің атомдарын ионизациялауға қажет энергиядан көп кіші болады.

Сонда, байырғы температурада мышьяктың барлық атомдары жартылай өткізгіште ионизацияланған болып шығады. Мышьяктың оң зарядталған атомдары тормен байланысқан (*локалданған*, бір орынға байланған) және де сыртқы электр өрісі күштерінің әсерінен орын ауыстыра алмайды, ал еркін электрондар (қоспаның әрбір атомынан бір-бірден) қозғалғыш заряд тасымалдаушылар болады.

Мұндай кристалдың өтізгіштігі негізінен электрондық болады және оны *n-типтік өткізгіштік* ("негатив"–теріс), ал кристалдың өзін *n-типтік жартылай өткізгіш* деп атайды. Жартылай өткізгіште еркін электрондарды беретін қоспалар *донорлық* (беруші) немесе *n-типтік қоспа* деп аталады. Егер таза германийге Менделеев кестесінің ІІІ тобының элементтерінің, мысалға, индийдің атомдарын қосатын болсақ, онда олардың үш валенттік электрондары германийдің көршілес үш атомымен коваленттік байланыс ұйымдастыру үшін индийдің атомы көрші атомдардың бірінен бір электронды қосып алып, өзі теріс ионға айналады, ал германийдің атомдарының біреуінде қуыс пайда болып, ол кристалдың бойында бей-берекет қозғалыста болады (3.30-сурет). ІІІ топтың элементерінің атодарынан тұратын қоспасы бар германий кристалының өткізгіштігі негізінен қуыстық болып табылады. Оны *р-типтік* ("позитив"–оң деген сөзден) деп атайды. Осындай өткізгіштікті тудыратын қоспаны *акцепторлық* (қабылдаушы) немесе *р-типтік* деп атайды. Қоспалық жартылай өткізгіштерде байырғы температуралардың өзінде-ақ электрон-қуыс қосағының генерациясы болып жатады. Сондықтан онда негізгі тоқ тасымалдаушылармен қатар азды-көпті қарама-қарсы таңбалы тоқтың тасымалдаушылары да (тоқтың негізгі емес тасымалдаушылары) болады. Жоғары емес температуралар кезінде тоқтың негізгі емес тасымалдаушылары электр өткізгіштікте оншалықты рөл атқара қоймайды. Бірақта, жоғары температуралар кезінде электрон-қуыс қосақтары өршелей пайда бола бастайды да, жартылай өткізгіштің өткізгіштігі аралас сипатта болады. Сөйтіп, қоспалық жартылай өткізгіштерде негізінен қуыстық немесе электрондық өткізгіштік тек жартылай өткізгіштің меншікті өткізгіштігі басым бола бастайтын температурадан төмен температуралар кезінде ғана сақталады.

**Электрондық-қуыстық өткел.** Германий кристалының бір жартысының қоспасы донорлық, ал екінші жартысынікі акцепторлық болсын делік. Жартылай өткізгіш кристалдың *n*-типтік және *р*-типтік облыстарының арасындағы шекараны *электрондық-қуыстық өткел* немесе *р-n-өткел* деп атайды. Осы өткелдің қасиеттерін қарастырайық.

Жартылай өткізгіштің осы екі жарты бөліктері енді ғана жанастырылған болсын (шындығына келсек, бұл бір кристалдың екі бөлігі ғана). Сонда электрондар өздері көпшілікте болатын *n*-облыстан азырақ болатын *р-*облысқа өтуі, ал қуыстардың кері бағытта өтуі басталады. Электрондардың және қуыстардың мұндай диффузиясы (екі сұйықтың немесе екі газдың өзара диффузиясы тәрізді) кристалдың екі бөлігіндегі олардың концентрациялары теңескенге дейін созылған болар еді, тек олардың зарядтары бар. Осындай орын ауыстырулардың нәтижесінде заряд тасымалдаушылар *n*-облысты оң зарядтайды да, ал *р*-облысты теріс зарядтайды, яғни *р*- және *n*-облыстардың арасында жанасу потенциалдар айырымы пайда болады.

*р*- және *n*-облыстардың шекарасындағы өткелдік *АВ* облыста (3.31 а-сурет) электр өрісі пайда болып, ол тоқтың негізгі тасымалдаушыларының шекара арқылы одан арғы диффузиясына кедергі жасайды, ол негізгі тасымалдаушыларды кері қарай өз облысына лақтырып тастап отырады (3.31,б-суреттегі 1). Тек кинетикалық энергиялары жеткілікті жоғары болатын қуыстар мен электрондар ғана өрістің қарсылығын жеңіп, өткел арқылы өте алады (3.31,б-суреттегі 2). Екінші жағынан бұл өріс негізгі емес тасымалдаушылардың кері қарай өтуін тудыра алады: қуыстар *n*-обылыстан *р*-облысқа және электрондар *р*-облыстан *n*-облысқа. Шындығында да, *р*-облыста хаосты қозғалыстағы еркін электрон *А* өткел қабат шекарасын өтсе болды, ол бірден өрістің күшімен *n*-облыстан бір-ақ шығады; *n*-облыстағы қуыстың жағдайы да дәл осындай болады.



*A*

*O*

*B*

*p*

*n*

*O*

*A*

*B*

*A*

*O*

*B*

*E*

*E*

*n*

*n*

*p*

*p*

*1*

*1*

*1*

*1*

*2*

*2*

*a)*

*б)*

*в)*

*Электрон*

*3.31-сурет*

Осының нәтижесінде *АВ* өткел қабатта, оның өрісі тудыратын, қуыстардың *р*-облыстан *n*-облысқа диффузиялық ағыны қуыстардың *n*-облыстан *р*-облысқа қарай қарсы ағынымен теңесетіндей потенциалдар айырымы (бір вольтқа жуық) пайда болады. Осымен бір мезгілде электрондардың да қарама-қарсы ағындары теңеседі. Қуыстар мен электрондардың қорытқы ағыны нөлге тең болады.

*АВ* өткел қабатта зарядтардың қозғалғыш тасымалдаушылары жоқ дерлік, олар онда тоқтап тұра алмайды, олар өткел арқылы жып етіп өте шығады. Өткел қабатта тек акцепторлық қоспаның локалданған иондары (*АО* облыста) және донорлық қоспаның локалданған иондары ғана (*ВО* облыста) қалады. Осы облыстарда *р*- және *n*-облыстардың зарядтары жинақталған, кристалдың қалған бөлігі электр нейтрал болады.

Қалыңдығы бар болғаны 1 *мкм* (10-6 *м*) болатын қозғалғыш заряд тасымалдаушылары азайтылған өткел қабаттың кристалдың басқа бөліктерімен салыстырғанда кедергісі өте жоғары болады; сондықтан, *р* - *n* - өткелі бар кристалды тізбекке қосқан кезде кристалға келтірілген кернеу түгелдей дерлік *р* - *n* - өткелде жинақталады.

**Жартылай өткізгіш диод** .Енді *р*-*n*-өткелі бар кристалл арқылы тоқтың қалай өтетіндігін анықтайық. 3.32-суретте схемалық түрде осындай кристалл көрсетілген. Сыртқы кернеу жоқ кезде (3.32,а-сурет) зарядтардың барлық қозғалғыш тасымалдаушыларының өткел арқылы барлық ағыны теңгерілген және тоқ нөлге тең болады.

Енді сыртқы өрісті өткелдің өрісіне қарсы бағытта болатындай етіп, кристалды тізбектей қосайық (3.32,б -сурет). *р*-*n*- өткелдегі өріс әлсірейді және негізгі тасымалдаушылардың диффузиялық ағыны өткел арқылы өтуге ұмтылады (қуыстар *р*-облыстан және электрондар *n*-облыстан). Негізгі емес тасымалдаушылардың қарсы ағындары өзгермейді дерлік. Осының нәтижесінде өткел арқылы үлкен тоқ жүреді. Түсірілген кернеу және тоқ бұл жағдайда *тура*  деп аталады. Кернеу артқан кезде тоқ күші тез артады (3.33-сурет) және де Ом заңын бұл жерде қолдануға болмайды.



*A*

*O*

*B*

*O*

*A*

*A*

*O*

*B*

*B*

*n*

*n*

*p*

*p*

*n*

*p*

*1*

*2*

*3*

*4*

*1*

*2*

*3*

*4*

*1*

*2*

*3*

*4*

*a)*

*б)*

*в)*

*3.32-сурет*

Енді кристалға кері полярлықтағы кернеу берейік (3.40,в-сурет). Бұл жағдайда сыртқы кернеу таңбасы бойынша потенциалдардың жанасым айырымымен бірдей болады. Сыртқы өріс *р*-*n*-өткелдің өрісін күшейтеді және өткел арқылы негізгі тасымалдаушылардың диффузиялық ағыны бірталай кемиді. Сыртқы өріс жоқ кездегімен шамалас болатын негізгі емес тасымалдаушылардың ағындары өткел арқылы әлсіз тоқ тудырады. Бұл жағдайда түсірілген кернеу және тоқ *кері* деп аталады.

Тура кернеу кезінде *р*- *n*-өткел арқылы тоқ кері кернеу кезіндегіге қарағанда миллиондаған есе артық болып шығады (3.33-сурет). Бұл дегеніміз *р*- *n*-өткел *вентиль* тәрізді жұмыс атқарады деген сөз, яғни тоқты бір бағытта өткізеді (өткел ашық) және кері бағытта өткізбейді (өткел жабық). Демек, *р*- *n*-өткелі бар кристалды айнымалы тоқ тізбегіне жүктеме *R* кедергіге тізбектей қосатын болсақ, онда осы кедергідегі тоқ бағыты жағынан тұрақты болады дерлік (3.34-сурет). Сондықтан *р*- *n*-өткелі бар кристалды *жартылай өткізгіштік түзеткіш* немесе *жартылай өткізгіштік диод* деп атайды (3.33-суретте орташа қуатты кремнийлік диодтың вольт-амперлік сипаттамасы көрсетілген; тура және кері бағыттағы тоқ пен кернеу масштабтары түрліше).

*Iтура, А*

*0,6*

*0,4*

*0,2*

*0,2*

*Iкер, мА*

*0,5 Uтура, В*

*Uкер, В 200 100*

*3.33-сурет*

3.34-суреттегі тізбектегі кернеудің диод пен *R* жүктем-енің арасында қалай таралатындығын қарастырайық (шартты белгілеуде диодтағы үшкір жақ тура тоқтың бағытын көрсетеді).

Тізбектегі айнымалы кернеу графигі 3.35, а-суретте өрнектелген. Диод тоқты тек тура бағытта ғана дерлік өткізеді деуге болады (3.35,б-сурет). Тізбектей қосылған кезде кернеудің кедергілерге пропорционал таралатындығын білеміз. Тоқтың диод арқылы тура бағытта өтіп жататын кезіне сәйкес келетін периодтың бірінші жартысында диодтың кедергісі өте аз болады да, кернеу түгелдей дерлік *R* жүктемеге келеді. Периодтың екінші жартысында диодтың кедергісі өте үлкен және барлық кернеу енді диодқа түседі. Диодтағы кернеудің өзгерісі 3.35,в-суретте, ал *R* жүтемедегі кернеудің өзгерісі 3.35,г-суретте көрсетілген.

*3.34-сурет*



*U*

*R*

*U*

*а)*

*г)*

*в)*

*б)*

*иД*

*ин*

*i*

*t*

*t*

*t*

*t*

*3.35-сурет*

Жартылай өткізгіштік диодтардың ПӘК-і жоғары (98%-ке дейін жетеді), мөлшерлері кішкентай және ұзақ уақыт пайдалануға болады. Жартылай өткізгіш диодтардың кемшіліктеріне температура артқан кезде олардың жұмыс қабылетінің төмендеуі жатады. Жоғарыда айтқандай, *р*-*n*-өткел арқылы кері тоқтың негізгі емес тасымалдаушылардың көмегімен пайда болатындығын білеміз, олардың концентрациясы байырғы температура кезінде аз да, ал температура артқан кезде электрон-қуыс қосақтарының генерациясының арқасында тез артады. Сондықтан жартылай өткізгіш диодтардағы кері тоқ температура артқан кезде тез артады: кремнийлік диодтар тоқты түзетуді 2000 шамасында тоқтатады, ал германийлік диод үшін шектік температура бұдан да төмен.

Жартылай өткізгіштік диодты тізбекке жүктеме кедергісіз қосуға болмайды. 3.33-суреттегі жүктемені алып тастаса, онда барлық кернеу диодқа түседі. Диод тура бағытта қосылған кезде сыртқы кернеу потенциалдың жанаспа айырымынан артық болады да, *р*-*n*-өткел жоғалып кетеді деуге болады, диод арқылы үлкен тоқ өтіп, ол істен шығады.

**Жартылай өткізгіш триод (транзистор).** Жоғарыда қарастырылған *р*-*n*-өткелдің қасиеттері электр сигналдарының жартылай өткізгіштік күшейткіштерінде пайдаланылады.

Кернеулер мен тоқтың өзгерістерін күшейтуге арналған жартылай өткізгіш приборлар *жартылай өткізгіш триодтар* немесе *транзисторлар* деп аталады. Жартылай өткізгіш триодтың құрылымының схемасы 3.36-суретте көрсетілген. Жіңішке *n*-обылыс (1 *мк* шамасында) кристалдың екі *р*-облысын бөліп тұр. Кристалдың бұл облыстарының тізбекке қосылуға арналған меншікті *э, б* және *к* шығымдары бар. Схемадан көріп тұрғанымыздай, транзисторда екі *р*-*n*-өткелдер бар. *Э* және *б* шығымдарды сыртқы тізбекпен қосып, кернеуді сол жақтағы *р*-*n*- өткелге, ал *б* және *к* шығымдар арқылы оң жақтағы өткелге беруге болады. Транзистордың сол жақ *р*-облысында *р* типтік қоспалар, *n-*обылыстағы *n*-қоспаларға қарағандажүздеген есе артық болады. Осыған сәйкес түрде, *р* –обылыста қуыстар саны *n*- облыстағы электрондар санынан жүздеген есе артық болады. Сондықтан, сол жақ өткел тура бағытта қосылған кезде, өткел арқылы тура тоқ негізінен (99%-ке дейін) *р*-облыстан болатын қуыстардың диффузиялық ағынынан тұрады.



*р*

*р*

*n*

*э*

*к*

*б*

*Б*

*3.36-сурет*

*R*

Енді осындай транзисторда кернеудің өзгерісінің қалай күшейтілетіндігін анықтайық. Оң жақ өткелге жүктеме *R* кедергіні қосайық (3.36-сурет) және үлкен кері кернеуді берейік (ондаған вольттық). Өткел жабық болатындықтан, ол арқылы өте кішкентай тоқ жүруге тиісті, ол жүктеме *R* кедергіде байқалатындай кернеудің түсуін тудырмайды.

Сол жақ өткелге азғантай тура кернеу түсірейік. Ол арқылы *р*-облыстан *n*-облысқа қарай тек диффузиялық қуыстардан ғана тұратын тура тоқ ағып өтеді. *n*-облыс өте жұқа болатындықтан (оның ені қуыстың рекомбинацияға дейін өтетін орташа еркін өту жолынан көп кіші болады), қуыстардың көпшілігі рекомбинацияланып үлгермей, оң жақ өткелге жетеді. *n*-облыстағы қуыстар негізгі тасымалдаушылар болып табылмайтындықтан, олар оң жақ өткелге тап болған кезде, оның өрісімен оң жақ *р*-облысқа лақтырылып тасталады. Сөйтіп, сол жақ өткел ашық болатын кезде оң жақ өткел арқылы кішігірім кері тоқ өтудің орнына, сол жақ өткелден өткен тоқпен шамалас тоқ өтеді; *R* кедергіде *Б* батареның ЭҚК-імен анықталатын біршама *U=ІR* кернеу пайда болады.

*n*-*p*-өткел арқылы тоқтың кернеуге күшті тәуелділігінен (3.32-сурет), транзистордағы тоқ сол жақ өткелдегі азғантай кернеу кезінде-ақ өте күшті өзгереді. Сөйтіп, егер сол жақ өткелде кернеу вольттың ондық үлестеріне дейін өзгеретін болса, онда *R* кедергідегі кернеу ондаған вольтқа өзгереді. 3.37-суретте өрнектелген *n-p-n* типтік транзистордың жұмысының жоғарыда сипатталған *p-n*-*p* типтік транзистордың жұмысынан ешқандай айырмашылығы жоқ, тек өткелдердегі кернеудің полярлығы бөлек және транзистордағы тоқ негізінен электрондардан тұрады. Транзисторлардың жұмыс істеу уақыты ұзақ болады, өте үнемді және мөлшерлері кішкентай болады. Қазіргі кезде транзисторлардың қолданыс таппайтын жері жоқ деуге болады.

Ғылыми әдебиетте транзистордың ортаңғы облысы *база,* базаны қозғалғыш зарядтарды тасымалдаушылармен қамтамасыз етіп отыратын сол жақ облысы *эмиттер,* ал оң жақтағы зарядтарды жинақтайтын облысы *коллектор* деп аталады және сәйкес түрде *б, э, к* ә*ріптерімен* белгіленеді (3.36, 3.37-суреттер). Тура бағытта қосылатын өткел *эмиттерлік,* кері бағытта қосылатын өткел *коллекторлық* деп аталады. Транзисторлардың схемалардағы шартты белгілері 3.38-суретте көрсетілген: а) *p- n - p;* б) *n- p- n.*



*р*

*n*

*n*

*R*

*э*

*к*

*б*

*Б*

*3.37-сурет*



*э*

*э*

*к*

*к*

*а)*

*б)*

*б*

*б*

*3.38-сурет*

***Пысықтауға арналған сұрақтар:***

1. Электр тоғының күші?
2. Резисторды тізбектей қосқанда резистор арқылы жүрген тоқтың мәні қандай?
3. Толық тізбек үшін Ом заңы?
4. Фарадейдің екінші заңы?
5. Газдағы тоқ күшінің кернеуге тәуелділігі қандай?
6. Жартылай өткізгіштік, диод және триод?
7. Газдың иондық және электрондық өткізгіштігі?

## 3.3. Электромагнетизм

**3.3.1.Тоқтардың өзара әрекеттесуі**

Металл сымдардан жасалған бірдей екі катушканы алайық та, оларды остері бір түзудің бойында орналасатындай және тізбекке қосуға болатындай етіп, іліп қояйық (3.39-сурет). Катушкалар арқылы тоқты бір бағытта жіберіп, біз олардың бір-біріне тартылатындығын байқаймыз (3.39,а-сурет). Егер катушкалар арқылы тоқты қарама-қарсы бағытта жіберсек, онда олар бір-бірінен тебіледі (3.39,б-сурет). Осындай әрекеттесу өзара параллель орналасқан екі түзу өткізгіштердің арасында да болады.



*а)*

*б)*

*3.39-сурет*

Сөйтіп, бірдей бағытталған тоқтар өзара тартылады да, қарама-қарсы бағытталған тоқтар бір-бірін тебеді екен. Демек, тоғы бар өткізігіштер бір-бірінен қайсы-бір қашықтықта орналасқан кезде, олардың арасында өзара әрекеттесу болады да, оны олардың арасындағы электр өрісінің болуымен түсіндіре алмаймыз, себебі өткізгіштер тоқ өтіп жатқан кезде нейтрал күйде қала береді. Бұл дегеніміз тоғы бар кез келген өткізгіштің айналасында электр өрісінен ерекше, тыныштықтағы зарядтарға әсер етпейтін өрістің басқа бір түрі болуы тиіс.

**Магнит өрісі материяның ерекше түрі.** Бір-бірінен алшақ орналасқан тоғы бар өткізгіштердің өзара әрекеттесуін қамтамасыз ететін өрісті *магнит өрісі* деп атау келісілген. Тәжірибе көрсеткендей, магнит өрісін қозғалыстағы электр зарядтары тудырады екен, немесе айнымалы электр өрісі тудырады және де бұл өріс тек қозғалыстағы зарядтарға ғана әсер етеді. Сонымен, кеңістіктің қайсы-бір бөлігінде магнит өрісін табу үшін осы обылысқа тоғы бар өткізгішті немесе қайсы-бір қозғалыстағы зарядтарды ендіру керек. Тоғы бар өткізгіштің төңірегінде магнит өрісінің болатындығын тұңғыш рет тәжірибеде дат физигі Г. Эрстед 1820 жылы ашты. Түрліше тоқтардың магнит өрістері еселенген кезде олардың бір-бірін күшейтуі де, әлсіретуі де мүмкін. Мұны мынандай тәжірибеден көруге болады. Егер бірдей екі катушканы біріктіріп, оларда қарама-қарсы бағыттағы тоқтарды тудырсақ, онда олардың ортақ өрісінің әлсіздігі соншалық, ол тіптен тоғы бар үшінші катушкаға әсер етпейді (3.40,а-сурет, сол жақта). Қарама-қарсы бағыттағы тоқтар өтіп жатқан екі сымнан бұралған шнурдың төңірегінде магнит өрісінің болмауы міне осымен түсіндіріледі. Егер байланысқан катушкаларда бір бағыттағы тоқтарды тудырсақ, онда оның үшінші катушкаға әсері өткен тәжірибемен салыстырғанда біршама күшейеді (3.40,б-сурет). Сөйтіп, магнит өрісінің күшейтілуіне бірдей бағыттағы тоқтардың өрістерін үстемелеу арқылы жетуге болады екен, ал магнит өрісін әлсірету үшін – қарама-қарсы тоқтардың өрістерін үстемелеу керек болады.



*а)*

*б)*

*3.40-сурет*

Егер тәжірибенің алдында катушкалардың остерін бір түзудің бойында болатындай етіп орналастыратын болсақ, онда оларды тоққа қосқаннан кейін катушкалар өздеріндегі тоқтар бір бағытта өтетіндей болып бұрылады да, сосын барып олар бір-біріне тартыла бастайды. Осының нәтижесінде қоршаған ортадағы магнит өрісі күшейеді.

**Магниттер.** Магниттердің қасиеттеріне қарап, олардың айналасында белгілі бағыты бар магнит өрісінің болуы тиіс деген қорытындыға келуге болады. Бұл жерде мынандай сауалдар туады:

а) Магниттің төңірегіндегі және тоғы бар өткізгіштің айналасындағы өрістің тегі бір деп санауға бола ма, яғни екі жағдайда да бұл өрісті магнит өрісі деп санауға бола ма?

б) Егер екі өріс те магниттік болса, онда оны магнит өрісін тек электр тоғы ғана тудырады деген тоқтаммен қалай үйлестіруге болады?

Екінші сауалға жауапты Ампер берді. Ампердің теориясы бойынша магниттердің ішінде, тұйық тізбектердегі тоқ тәрізді, молекулалық (микротоқтар) тоқтар болады. Кейінірек белгілі болғандай, мұндай тоқтарды атомдардағы қозғалыстағы электрондар тудырады екен. Бұл дегеніміз, кез келген молекуланың (атомның) төңірегінде магнит өрісі болуы тиіс дегенді білдіреді. Демек, кез келген заттың қандай да болмасын магниттік қасиеттері болуы тиіс, олар оның молекулаларындағы электрондарының қозғалыс ерекешеліктеріне және молекулалардың өзара бағдарласуына, яғни заттың ішкі құрылысының сипатына тәуелді болады.

Бұл жерде темір айырықша қызық зат болып шықты. Оның атомдарының өрістері жеткілікті күшті болады және де, егер атомдар өздерінің өрістері бір-бірлерін күшейтетіндей түрде орналасса, онда темір дененің төңірегінде магнит өрісі пайда болады. Мұндай денелер *магниттер* деп аталады. Денедегі молекулалар хаосты түрде орналасатын болса, онда олардың өрістері өзара әлсірейді де, дененің төңірегінде магнит өрісі болмайды. Осындай денені магнит өрісіне қоссақ, онда оның молекулалары сыртқы өрістің әсерінен реттелген түрде орналасады.

Болаттың арнаулы сорттарынан жасалған дене сыртқы өрісті өшіргеннен кейін де өзінің магниттелгендігін сақтап қалады, яғни *тұрақты магнитке*  айналады. Тұрақты магнит құрамына темір кіретін денелерді өзіне тартады. *Магниттік полюстер* деп аталатын магниттің ұштарының тарту қабілеті күштірек болады. Өзінің ауырлық центрі арқылы үшкір оске орналастырылған кішкентай жіңішке созылыңқы магнит *магнит стрелкасы* деп аталады. Егер ешнәрсе бөгет жасамаса, магнит стрелкасының өзі бір ұшы солтүстікке, екінші ұшы оңтүстікке қарайтындай болып орналасады. Стрелканың солтүстікті көрсететін ұшын шартты түрде *солтүстік полюс* деп атайды және *С* (немесе *N*) әрпімен, ал оның екінші, қарсы ұшын *оңтүстік полюс* *О* (немесе *S*) әрпімен белгілейді.

Магнит өрісіне кез келген нүктеде белгілі бір бағытты сәйкестеуге болатындықтан (компас осыған мысал бола алады), осы нүктеде орналасқан магнит стрелкасының солтүстік полюсі қайда көрсетсе, әрбір нүктеде өріс солай қарай бағытталған деп есептеледі. Тәжірибенің негізінде *магниттің аттас полюстерінің тебілетіндігі, ал қарсы полюстердің өзара тартылатындығы тағайындалды.*

**Магнит индукциясының сызықтары. Құйындық өріс.** Магнит өрісіне енгізілген магнит стрелкасының бұрылатындығын білеміз, демек, оның ұштарына қос күш құрайтын магниттік күштер әсер етеді (3.41,а-сурет). Стрелка тыныштық күйге келген кезде бұл күштер стрелка орналасқан бағытта бір түзудің бойында орналасуы тиіс (3.41,б-сурет). Бұл дегеніміз, магнит стрелкаларының көмегімен оларға әсер ететін магниттік күштердің әсер бағытымен байланысты сызықты табуға болатындығын көрсетеді.



*а)*

*б)*

*F1*

*F1*

*F2*

*F2*

*3.41-сурет*

Магнит өрісін схемалық түрде магниттік күш сызықтарымен белгілеу қабылданған, бұл сызықтар магнит өрісінің *индукциясының сызықтары* деп аталады. *Магнит өрісі индукциясының сызығы деп әрбір нүктесінде кішкентай магнит стрелкалары жанама бойымен орналасатын сызықты атайды.* Магнит өрісі сызықтарының орналасуын темір (болат) ұлпаларының көмегімен жеңіл және көрнекі түрде алуға болады. Темір ұлпалары магнит өрісінде магниттеліп, кішкентай магнит стрелкаларына айналады да, олар өріс индукциясының сызықтары бойында орналасады. 3.42-суретте ұлпалардың және бірнеше магнит стрелкаларының көмегімен алынған түзу тоқтың өткізгішке перпендикуляр орналасқан жазықтықтағы магнит өрісінің түрі көрсетілген. Индукция сызықтары магнит стрелкаларының солтүстік полюстері бағытында бағытталған деп, яғни, егер жоғарыдан төмен қараса (тоқ бағытында) сағат тілі бағытында бағытталған деп есептеледі.

Кеңістіктің әрбір нүктесі арқылы жалғыз ғана индукция сызығы өтеді, сондықтан индукция сызықтары еш жерде де бір- бірімен қиылыспайды.



*3.42-сурет*

*I*

*о*

*о*

*о*

*о*

*с*

*с*

*с*

*с*

3.42-суреттен көріп отырғанымыздай, *магнит индукциясының сызықтары тұйықталған болады, яғни олардың басы да, аяғы да жоқ және әрқашанда да тоғы бар өткізгішті орап тұрады.* Бұл – магнит өрісі индукциясының сызықтарының өте маңызды қасиеті. Еске ала кететін болсақ, электр өрісінің кернеулік сызықтары зарядтарда басталып, зарядтарда аяқталып жататынды. *Индукция сызықтары әрқашанда тұйықталған болатын өріс құйындық деп аталады.* Сөйтіп, электр зарядтарының өрісі потенцалдық болса, магнит өрісі құйындық болып табылады екен.

Жоғарыда айтылғандардан, *магнит өрісі және электр тоғы әрқашанда қатар өмір сүреді (болады) деуге болады* деген қорытындыға келуге болады. Табиғатта электр тоғысыз магнит өрісі болмайды және электр тоғы магнит өрісісіз болмайды.

**Түзу тоқтың, дөңгелек тоқтың және соленоидтың магнит өрісі.** Тоғы бар өткізгіштің магнит өрісі тоқтың күшімен және бағытымен және сонымен қатар осы өткізгіштің формасымен анықталады.



*с*

*с*

*с*

*с*

*о*

*о*

*о*

*о*

*3.43-сурет*

Тоқтары қарама-қарсы бағытта өтіп жатқан тоғы бар түзу өткізгіштердің магнит өрістері схемалық түрде 3.43-суретте көрсетілген. Бұл өрістер, көріп отырғанымыздай, тек индукция сызықтарының бағытымен ғана ажыратылады. Түзу тоқтардың магнит өрісі өткізгішке перпендикуляр орналасқан жазықтықта орналасқан концентрлік шеңберлер түрінде болады. Магнит өрісінің индукциясының күш сызықтарының бағыты *оң бұранда ережесімен* анықталады: *егер бұранданың ілгерлемелі қозғалысы өткізгіштегі тоқтың бағытында өтетін болса, онда бұранданың сабының бұрылу бағыты магнит өрісінің индукция сызықтарының бағытын көрсетеді.*

*Дөңгелек тоқтың* магнит өріс 3.44-суретте көрсетілген. Магнит өрісінің индукциясының сызықтарының бағыты магнит стрелкасының қалпы бойынша көрінеді. Ол оң бұранда ережесінің көмегімен анықталады. Тоғы бар катушка болып табылатын соленоидтың магнит өрісі 3.45-суретте көрсетілген; осыдан көріп отырғанымыздай, соленоид ішінде магнит индукциясы сызықтары өзара параллель және оны сырт жағынан айналып өтеді. Соленоидтың магнит индукциясы сызықтарының бағытын, дөңгелек тоқтың сызықтарының бағыты тәрізді оң бұранда ережесімен анықтауға болады.



*о*

*с*

*3.44-сурет*

*о*

*с*

*3.45-сурет*

**Соленоидтың және тұрақты магниттің магниттік** **қасиеттерін салыстыру. Тоғы бар контурдың магниттік** **полюстері**. Жолақ тұрақты магниттің (3.46-сурет) магниттік өрісін соленоидтың магнит өрісімен салыстыра отырып (3.45-сурет), бұл өрістердің сырт пішінін бойынша ұқсас болатындығын көреміз. Олардың арасындағы айырмашылық тек соленоидтың және магниттің ішінде ғана (магнит ішіндегі индукция сызықтарын көруге болмайды).

Тоғы бар соленоид пен жолақ магниттің магниттік қасиеттері бірдей болады. Мысалы соленоидты горизонталь жазықтықта айнала алатындай түрде іліп қойсақ, онда оның өзі-ақ солтүстіктен оңтүстікке қараған бағытта орналасады. Бұл Ампердің ойымен жақсы үйлесімді, оның ойынша магниттің өрісі молекулалардың микротоқтарымен жасалатын еді. Жоғарыда айтып өткендеріміз магниттің өрісінің индукция сызықтарының тұйықталғандығы жөніндегі тоқтамды растайды, яғни бұл сызықтар оның ішінде соленоидтың ішіндегідей түрде болады (3.47-сурет).



*с*

*о*

*с*

*3.46-сурет*

*3.47-сурет*

Магниттің полюстері болатындықтан, ондай полюстердің соленоидтарда да болуы тиіс деген қорытындыға келуге болады. Шындығында да, тоғы бар солениодтың бір ұшы магниттің солтүстік полюсіне тартылатын болса, ал оның екінші ұшы одан тебіледі. Оң бұранданың ережесінің көмегімен индукция сызықтарының бағытын тағайындап, солениодтың полюстерін де тағайындауға болады: магниттегі тәрізді индукция сызықтары соленоидтың солтүстік полюсі жағынан шығып, оңтүстік жағынан оның ішіне енеді. Тоғы бар контурдың да “полюстері” дәл осылай анықталады (оның полюсі болып тоқ қамтып өтетін бет болып табылады).



*а)*

*б)*

*о*

*с*

*в)*

*с*

*о*

*3.48-сурет*

**+**

**+**



*о*

*о*

*о*

*с*

*с*

*с*

*3.49сурет*

Жоғарыда айтылғандардың негізінде соленоид пен дөңгелек тоқтың полюстеріне мынандай анықтама беруге болады: тоқ сағат тіліне қарсы қамти ағатын бет солтүстік полюс, ал тоқтың сағат тілі бағытында қамти ағатын беті оңтүстік полюс болып табылады (3.48, а, б-сурет). Катушканың полюстері 3.48, в-суретте көрсетілген. Соленоидтың полюстері 3.44-суретте берілген.

*Магниттік полюстер тек қосақталып қана кездеседі*. Бір магнит полюсті ешқандай тәсілдермен алуға болмайды, егер тұрақты магнитті екіге бөлсе, онда әрбіреуінің солтүстік және оңтүстік полюстері болатын екі магнит аламыз (3.49-сурет).

**3.3.2. Параллель тоқтардың өзара әрекеттесу күші. Ортаның** **магниттік өтімділігі**

Тоқтар мен магниттердің өзара әрекеттесу күштерін *магниттік* деп атайтын боламыз. Енді екі параллель тоқтардың өзара әрекеттесу күшінің қалай анықталатындығына келейік (3.50-сурет).



*I1*

*I2*

*F1*

*F2*

*l*

*a*

*3.50-сурет*

Егер өткізгіштердегі *І*1 және *І*2 тоқтардың бағыты бірдей болса, онда өткізгіштер шамалары жағынан тең *F*1 және *F*2 күштермен әрекеттеседі. Мұндай күштердің болуын екінші өткізгіштің бірінші өткізгіштің магнит өрісінде болып, оның *F*2 күшті тудыратындығымен түсіндіруге болады. *F*1 күштің өз ретінде екінші өткізгіштің магнит өрісімен тудырылатындығы анық.

Өткізгіштердегі тоқ күші және олардың арақашықтығын өзгерте отырып, тәжірибеде ұзын өткізгіштің *l* кесіндісіне әсер ететін *F* күштің тоқтардың көбейтіндісіне, *l* ұзындыққа тура пропорционал және *а* қашықтыққа кері пропорционал болатындығын көрсетуге болады:

*F=KІ*1*І*2 *l / a.* (3.66)

Өткізгіштер тұрған ортаны өзгерте отырып, *F* күштің қоршаған ортаға тәуелді болатындығын тағайындауға болады. Демек, пропорционалдық коэффициенті *К* бірліктерді таңдап алумен қатар, ортаға да тәуелді болады. Бірқатар формулаларды ықшамдау үшін ХБ жүйесінде *К* коэффициенті *К=μ*ор/2*π* деп алады, сонда (3.66)

*F=μ*ор*І*1*І*2 *l /* 2*πa* (3.67)

түрге келеді. Мұндағы *μ*ор бұрынғыша бірліктерді таңдап алуға және ортаның қасиеттеріне тәуелді болады.

*Электр тоқтарының өзара әрекеттесу күшінің ортаға тәуелділігін сипаттайтын μ*ор *шамасын ортаның магниттік өтімділігі деп атайды*. Тоқтардың вакуумдегі өзара әрекеттесу күші үшін (3.67) формуланы

*F*0*=μ*0*І*1*І*2 *l/*2*πa* (3.68)

түрінде жазуға болады. Мұндағы *μ*0 *магниттік тұрақты* деп аталады, оның мәні бірліктерді таңдаумен анықталады.

Егер *F* және *F*0 деп отырғандарымыз берілген тоқтардың қайсы-бір ортада және вакуумдегі өзара әрекеттесу күштері болса, онда (3.67)-ні (68)-ге мүшелеп бөліп, мынаған келеміз:



*о*

*с*

*I*

*3.51-сурет*

*F/F*0*=μ*ор*/μ*0*=μ* , (3.69)

мұндағы *μ* – ортаның салыстырмалық магниттік өтімділігі деп аталады. Салыстырмалық магниттік өтімділік тоқтардың берілген ортадағы өзара әрекеттесу күшінің вакуумдегіге қарағанда қанша есе артық болатындығын көрсетеді. Тәжірибе көрсеткендей, орта тоқтардың өзара әрекеттесуін күшейте де, вакуумдегіге қарағанда әлсірете де алады екен. Сондықтан *μ* шамасы бірден үлкен де, бірден кіші де бола алады. *μ* мәнін тәжірибеде анықтайды және есептеулер кезінде кестеден алынады. (3.69)-дан

*μ*ор*=μμ*0 (3.70)

екендігі шығады.

**Ампердің анықтамасы**. **Магниттік тұрақты**. ХБ жүйесінде (3.68) формула тоқ күшінің бірлігі амперді анықтау үшін пайдаланылады. Өткізгіштердегі тоқтар бірдей болған кезде оның түрі

*F=μ*0*І*2*l /* 2π (3.70 а)

болады. (3.70 а)-дан егер тоқтары бірдей болатын екі параллель өткізгіштерді вакуумде бір-бірінен *а* қашықтықта орналастырып, өткізгіштің әрбіреуінің бірлік ұзындығына әсер ететін күшті берсек, онда бұл өткізгіштердегі тоқ күшінің белгілі анықталған мәні болады. Міне, *FД* осылайша ампер анықталған болатын: *ампер* деп вакуумде бір-бірінен 1 *м* қашықтықта орналасқан және өткізгіштің әрбір метріне 2 10-7 *Н* күшпен әсер ететін екі шексіз ұзын параллель өткізгіштердің әрбіреуінде өтіп жатқан тоқтың күші аталады.

Енді магниттік тұрақтының сан мәнін анықтайық. (3.70 а)-дан:

*μ*0 *=*2*πaF*0 */ І*2*l.*

Осыған ампердің анықтамасына кіретін мәндерді қойсақ, онда:

*μ*0 *=*2*π⋅*1 *м⋅*2*⋅*10-7 *Н* / (1 *A*2*⋅*1 *м*)=4*π⋅*10-7 *Н/А*.

ХБ жүйесінде *μ*0 және *μ*ор шамаларының өлшем бірліктері *генри бөлінген метр* *(Гн/м)*.

**3.3.3. Ампер күші**

*Ι* тоғы бар жылжымалы өткізгішті таға тәрізді магниттің полюстерінің арасына қоямыз (3.51-сурет). *F*А магниттік күштің әсерінен (оны Ампер күші деп атайды) бұл өткізгіш полюстердің арасындағы қуысқа тартылады. *Ι* тоқтың бағытын өзгерткен кезде өткізгіш кері бағытта қозғалады.Магнит өрісіндегі тоғы бар түзу өткізгішке әсер ететін *F*А күштің бағыты *сол қол ережесімен* анықталады (3.52-сурет): *егер сол қолды төрт саусағы өткізгіштегі тоқтың бағытын көрсететіндей және магнит индукциясы сызықтары алақанға кіретіндей етіп өткізгіштің бойында орналастырсақ, онда ашылған үлкен саусақ тоғы бар өткізгішке әсер ететін күштің (Ампер күштерінің) бағытын көрсететін болады.*

Ампер *F*А күштің өткізгіштің *l* ұзындығына және ондағы *І* тоқ күшіне тура пропорционал болатындығын көрсетті. Ол сонымен қатар өткізгіш орналасқан жердегі индукция сызықтары мен тоқтың бағытының арасындағы бұрышқа да тәуелді болады (3.53-сурет). *F*А күш *sіnα* шамасына пропорционал және өткізгіш өрістің индукция сызықтарына перпендикуляр болатын кезде *F*Амакс максимал мән қабылдайтын болып шықты. Сонымен, Ампер күші мына формулалармен анықталады:

*F*А =*BІlsіnα,* (3.71)

*F*А макс=*BІl*. (3.71,а)

(3.71) және (3.71,а) формулалардағы *В* көбейткіш Ампер күшінің тоғы бар өткізгіш орналастырылған магнит өрісіне тәуелді болатындығын көрсетеді. Ампер күштерінің әсерінен тоғы бар өткізгіштің орын ауыстыруы кезінде электр энергиясының механикалық энергияға өтуі болады. Міне осы құбылыс электродвигателдерінің жұмыс принципінің негізінде жатыр. (3.71,а) формуладағы *В* көбейткіштің физикалық мағынасын анықтайық. *І* тоғы бар жалғыз ғана өткізгішті түрліше магнит өрістеріне орналастыра отырып, *F*Амакс күштің модулі бойынша да, бағыты бойынша да өзгеретіндігін тағайындауға болады. Осы кезде *І* және *l* тұрақты болатындықтан, онда *В* көбейткіштің өзгеретін болғандығы ғой. (3.71,а) формуладан, *F*Амакс күштің мәнінің *В* шамасы үлкен болатын өрісте үлкен болатындығын көреміз. Өткізгішті бір ғана өрістің түрліше облыстарына жылжытқан кезде де дәл міне осыны байқаған болар едік. *В* артқан кезде *FАмакс* мәні де артып отыратын болғандықтан, *В* көбейткішті өрістің күш сипаттамасы деп алған ыңғайлы, себебі өткізгіш орналасқан облыстағы өрісті өзгерткен кезде тек ол ғана өзгереді. (3.71,а)-дан мынаған келеміз:

*В=FА макс/Іl.* (3.71,б)

Егер өріс өткізгіштің бойында өзгеріссіз қалатын болса, онда бұл формула орындалады. Бірақта өріс біртекті болмайтын жалпы жағдайда да өне бойында өріс ескерерліктей өзгеріп үлгере алмайтындай болатын ұзындығы Δ*l* өткізгішті алуға болады. Сонда *В* шамасы оның белгілі нүктесіндегі өрісті сипаттайтын болады:

*В= FА макс /ІΔl.* (3.71,в)



*І*

***ñ***

*3.52-сурет*

*В*

*α*

*FA*

*I*

*3.53-сурет*

Берілген нүктедегі магнит өрісінің күштік сипаттамасы болып табылатын *В* шамасын магнит индукциясы деп атайды. Өрістің қайсы-бір нүктесіндегі магнит индукциясы осы нүктеде индукция сызықтарына перпендикуляр орналасқан және бірлік тоқ өтіп жатқан өткізгіштің бірлік ұзындығына әсер ететін күшпен өлшенеді.

*В* магнит индукциясы вектор болып табылады, оның бағыты магнит стрелкасының қалпымен анықталады. *В* вектор магнит өрісінің кез келген нүктесінде осы нүктедегі магнит индукциясы сызығына жүргізілген жанама бағытында болады және ол магнит стрелкасының солтүстік полюсіне қарай бағытталған.

(3.71,б)-дан *В* магнит индукциясының бірлігін шығарайық:

*В=*1 *H* (1 *A⋅*1 *м*)=1 *Н* / (*А⋅м*)=1 *кг* / (*с*2*⋅А*)=1 *Тл*.

ХБ жүйесінде магнит индукциясының бірлігі ретінде *тесла* *(Тл)* алынған – бұл 1 *А* тоғы бар индукция сызықтарына перпендикуляр орналасқан өткізгіштің әрбір метр ұзындығына 1*Н* күш әсер ететін біртекті магнит өрісінің индукциясы. Шартты түрде индукция сызықтарына перпендикуляр орналасқан беттің бірлік ауданы арқылы бет тұрған жердегі *В* мәніне пропорционал болатын индукция сызық саны жүргізіледі. Бұл дегеніміз сызбаларда, магниттік күштердің мәні жоғарырақ жерлерде индукция сызықтарының қоюырақ болатындығын көрсетеді.

**Біртекті магнит өрісі.** Соленоидтың ішіндегі магнит өрісі индукция сызықтарының параллелдігімен ғана емес, сонымен қатар осы өрістің барлық нүктелерінде индукция векторының модулі бойынша да, бағыты бойынша да бірдей болатындығымен сипатталады. Мұндай өрісті *біртекті* деп атайды. Осы кезде индукция сызықтарына перпендикуляр болатын аудан бірлігі арқылы өтетін индукция сызықтарының саны бірдей болады. Демек, біртекті өрістің барлық жерлерінде көршілес индуция сызықтарының аралықтары өзара бірдей болуы тиіс.

Біртекті магнит өрісі тек соленоидта ғана пайда болмайды. Полюстерінің мөлшерлері олардың арақашықтығынан көш үлкен болатын кезде, магниттің түрліше полюстерінің арасындағы магнит өрісі де біртекті болады (3.54-сурет). Тек полюстердің шеттеріне қарай өрісті біртекті деп санауға болмайды.



*F2*

*F2*

*F1*

*F1*

*B*

*B*

*а)*

*б)*

*с*

*о*

*3.54-сурет*

*3.55-сурет*

Бір текті магнит өрісіндегі тоғы бар контурға немесе магнит стрелкасына контурды *а* қалыптан *б* қалыпқа бұратын *F*1 және *F*2 қос күштер ғана әсер етеді (3.55-сурет). Бұл күштердің бағытын сол қол ережесі бойынша табуға болады. Осы кезде магниттік күштер тек айналмалы қозғалысты ғана тудыра алады. Егер біртекті болмаса, онда тоғы бар контур өрістің индукциясы жоғарырақ болатын жаққа қарай өрістің теңгерілмеген күштерінің әсерінен ілгерлемелі де қозғала алады.

**3.3.4. Магнит ағыны**

Магнит өрісінде тоғы бар өткізгішке күш әсер ететін болғандықтан, осы өткізгішті орын ауыстырған кезде жұмыс атқарылатындығы анық. Енді осы жұмыстың немен анықталатындығына тоқталайық.

Екі мыс стерженді электр энергиясы көзіне жалғап (3.56-сурет) және оларды жылжымалы *l* өткізгішпен тұйықтайық. Сонда тізбекпен *І* тоқ өтеді. Қоршаған ортада индукциясы *В* болатын контур жазықтығына перпендикуляр біртекті магнит өрісін жасайық (3.56-суретте индукция сызықтары бізге қарай бағытталған және нүктелермен белгіленген). *l* өткізгішке *F*А ампер күші әсер етіп, ол оңға қарай жылжи бастайды. *l* өткізгішті *b* қашықтыққа орын ауыстырған кездегі жұмысты есептейік.



*В*

*ε*

*FA*

*b*

*l*

*I*

*3.56-сурет*

Қарастырылып отырған жағдайда күш пен орын ауыстырудың бағыттары бірдей болғандықтан және *F*А*= ВІl* болатындықтан:

*А= F*А*= ВІlb.*

Егер тұйық тізбек қамтитын ауданды *l* өткізгіштің бастапқы қалпы кезінде *S*1 деп белгілесек, онда оның ақырғы қалпы кезінде *S*2 деп белгілейміз, сонда *ΔS=S*2*–S*1дегеніміз *l* өткізгіштің орын ауыстыруы кезінде тоқтың қамтитын ауданының өзгерісі болып табылады. 3.64-суреттен көріп отырғанымдай, *ΔS=lb,* сондықтан

*А=ІBΔS.*

*В* *S* көбейтіндіні *Φ* әрпі арқылы белгілеп, мынаған келеміз:

*BΔS=B(S*2*–S*1*)= B S*2*– B S*1*=Φ*2*–Φ*1*=ΔΦ.*

Сөйтіп, тоғы бар өткізгіштің магнит өрісінде орын ауыстыруы кезінде атқарылған жұмыс

*А=ІΔΦ* (3.72)

формуламен беріледі екен.

Енді *Φ* шамасының физикалық мағынасын анықтайық. *B* мәні сан мәні жағынан индукция сызықтарына перпендикуляр орналасқан *S*⊥ ауданның бірлігі арқылы өтетін индукция сызықтарының санына тең болатындықтан, *Φ*=*ВS*⊥ дегеніміз *В* индукция *S*⊥ беттің барлық жерлерінде бірдей болатын кездегі *S*⊥ ауданды кесіп өтетін индукция сызықтарының жалпы саны болып табылады. *Φ* шамасын *магнит ағыны* немесе *B* вектордың *S*⊥ бет арқылы ағыны деп атауға қабылданған. Сонымен, біртекті магнит өрісі кезінде магнит ағыны *B* шамасының *S*⊥ ауданға көбейтіндісімен өлшенеді екен:

*Φ=B S*⊥. (3.73)

*Φ* магнит ағыны скаляр шама болып табылады. Магнит ағынының ХБ жүйесінде өлшем бірлігі:

*Φ =* 1 *Тл⋅*1 *м*2 =1 *Тл⋅м*2 =1 *кг⋅м*2/(*с*2 *А*) = 1 *Вб*.

ХБ жүйесінде *Φ* бірлігі *вебер* (*Вб*). Вебер дегеніміз индукция сызықтарына перпендикуляр орналасқан 1 *м*2 бетті ондағы магнит өрісінің индукциясы 1 *Тл* болатын кезде кесіп өтетін магнит ағыны.

(3.72) формула бойынша тоғы бар контурдың магнит өрісінде бұрылуы кезінде атқарылатын жұмысты есептеп шығаруға болады (Δ*Φ* контурды тесіп өтетін магнит ағынының өзгерісін көрсетеді).

Тоғы бар өткізгіштердің тудыратын магнит өрісінің индукциясы. Француз ғалымдары Ж. Био және Ф. Савар 1820 жылы түзу тоқтың қайсы-бір нүктеде тудыратын магнит өрісінің индукциясының *Ι* тоқ күшіне тура пропорционал және *r* өткізгіштен осы нүктеге дейінгі қашықтыққа кері пропорционал болатындығын көрсетті (3.57-сурет).

Шындығында да, индукциясы *В* болатын магнит өрісінде магнит өрісіне перпендикуляр орналасқан *І* тоғы бар ұзындығы *l* өткізгішке *FАмакс = ВІl* күштің әсер ететіндігін білеміз. Осыдан:

В= FА макс / ВІl .

*FАмакс* деп *І*1 тоқтың өрісінің оған параллель орналасқан *І*2 тоғы бар екінші өткізгіштің ұзындығы *l* кесіндісіне әсер ететін күшті алайық (3.58-сурет). Сонда *В* дегеніміз *І*1 тоқтың екінші *І*2 тоқ орналасқан жердегі *В*1 индукциясын білдіруі тиіс. *FАмакс* үшін (3.67) қатынасты пайдаланып, мынаған келеміз:

В1= FА макс / І2l=μорІ1І2l / 2πaІ2l=μорІ1 / 2πa.

*а* шамасын *r* мәнімен алмастырып және индекстерді ескермей, түзу сызықты тоқтың магнит индукциясын есептеу үшін қажетті формулаға келеміз:

Bm= μор І /2πr (3.74)

Кез келген формадағы тоғы бар өткізгіштің магнит өрісінің индукциясы кеңістіктің әрбір нүктесінде осы өткізгіштің жеке учаскелері тудыратын магнит өрістерінің геометриялық қосындысымен анықталады, оны теориялық жолмен есептеп шығаруға болады. Маңызды екі жағдай үшін алынған формулаларды келтіре кетейік:

Дөңгелек *І* тоқтың центріндегі магнит өрісінің индукциясы



*В2*

*В1*

*I*

*r1*

*r2*

*3.57-сурет*

Bд= μор І /2r, (3.75)

мұндағы *r* –дөңгелек тоқтың радиусы.

Орамдарының саны *w* және ұзындығы *l* өзінің диаметрінен көп үлкен болатын *І* тоғы бар соленоидтың ішіндегі магнит өрісінің индукциясы:

*B*сол*=μ*ор*Іw / l.* (3.76)

Мұндай соленоидтың ішіндегі өріс біртекті болатындықтан, соленоидтағы магнит ағынын (3.73) формуламен беруге болады:

*Φсол=ВсолS*,

мұндағы *S* – соленоидтың көлденең қимасының ауданы. *В*сол шамасын (3.76) қатынаспен алмастырып, соленоидтың магнит ағынын есептеуге қажетті формуланы аламыз:

*Φ*сол*=μ*с*(Іw / l)S.* (3.77)

Іw көбейтіндісін соленоидтың ампер – орамдар саны немесе оның магниттегіш күші деп атайды.

**Магнит өрісінің кернеулігі**. Жоғарыда айтылғандардан *В* магнит индукциясының магнит өрісі пайда болған ортаның қасиеттеріне тәуелді болатындығы шығады. Бұл тәуелділік *μ*ор магниттік өтімділікпен сипатталады. *В* индукция ортаның қайсы-бір нүктесінде электр тізбегінің өткізгіштерінде өтіп жатқан тоқтардың (макротоқтар) және де осы ортаның молекулалық тоқтары (микротоқтар) тудыратын қорытқы өрісті сипаттайды.

Егер тоғы бар түзу өткізгіштен бірдей қашықтықта орналасқан бірнеше нүктелер түрліше орталарда ораналасатын болса, онда осы нүктелердегі *В* индукцияның мәндерінің арасындағы айырмашылық түгелдей ортаның әсерінен пайда болады. Міне осындай жағдайларда *В* индукция есептеулерді жеңілдету үшін дәл осы нүктедегі магнит өрісінің тек макротоқтарға тәуелділігін сипаттайтын жаңа физикалық *Н* шаманы енгізген ыңғайлы. Бұл шама келесі қатынасымен анықталады

*В*=*μ*ор*Н* (3.78)

Қоршаған ортаға тәуелсіз түрде өткізгіштердегі макротоқтар тудыратын кеңістіктің қайсы-бір нүктесіндегі магнит өрісін сипаттайтын *Н* шамасын магнит өрісінің осы нүктедегі кернеулігі деп атайды.

Ортаның әсерінен болатын өрістің өзгерісі барлық жерлерде (тұрақты шама) бірдей болса, онда осы ортадағы *В* индукция *Н* шамасына тура пропорционал болады. Магнит өрісінің кернеулігінің вектор екендігін және оның бағытының *В* векторының бағыты тәрізді анықталатындығын айта кетейік (изотроптық ортада *В* және *Н* векторлардың бағыттары бірдей болады).

(3.74) және (3.78) формуалаларды салыстырудан түзу тоқтың магнит өрісінің кернеулігінің

*Н=І /* 2*πr* (3.79)

формуламен өрнектелетіндігі шығады. Осыдан келіп дөңгелек тоқтың центріндегі кернеулік

Н=І/2r, (3.80)

ал соленоидтың центріндегі магнит өрісінің кернеулігі

*Н=Іw /* 2*l* (3.81)

болып анықталады. *Н* кернеуліктің өлшем бірлігін (3.79) формуладан шығарып алуға болады:

*Н=*1 *А /* [2π*м*]=1 *А/м.*

ХБ жүйесінде магнит өрісінің *Н* кернеулігінің бірлігі ретінде ұзын түзу өткізгіштің бойымен өтіп жатқан 1 *А* тоқтың одан 1/2π) *м* жерде тудыратын магнит өрісінің кернеулігі алынады. (3.78) формуладан магниттік өтімділіктің бірлігін алуға болады:



*а)*

*а)*

*б)*

*б)*

*с*

*с*

*с*

*с*

*с*

*с*

*с*

*с*

*о*

*о*

*о*

*о*

*о*

*о*

*о*

*о*

*3.58-сурет*

*3.59-сурет*

μор=В / Н=1 Тл / (1 А/м)=1 Тл⋅мА.

ХБ жүйесінде магниттік өтімділіктің бірлігі ретінде 1 *А/м* кернеулік кезінде 1 *Тл* магниттік индукция пайда болатын ортаның магниттік өтімділігі алынады.

**3.3.5. Парамагниттік, диамагниттік және ферромагниттік заттар**

Магнит өрісінің әсерінен магниттелетін денелерді *магнетиктер* деп атайды. Бір заттар сыртқы өріс әсерінен магниттелген кезде өрісті күшейтетін болса, екінші денелер осы кезде оны әлсіретеді. Біз әуелі электрондарының ядроны айнала қозғалысының әсерінен пайда болатын меншікті магнит өрісі болатын заттарды қарастырайық. Бұл магнит өрісі дөңгелек тоқтың магнит өрісіне ұқсас. Сондықтан мұндай молекулаларды солтүстік және оңтүстік полюстері бар кішкентай магниттер деп қарастыруға болады.

Егер осындай зат сыртқы магнит өрісіне тап болса, онда оның молекулаларына айналдырғыш моменттер әсер етіп, молекулалар магнит индукциясы сызықтары бойында түзіле бастайды. Осы кезде индукция сызықтары молекулаға оңтүстік полюс жағынан кіріп, солтүстік полюс жағынан шығып жатады. Демек, зат ішіндегі магнит өрісі күшейеді. Осындай заттан жасалған денелер сыртқы өріспен 3.58, а-суретте көрсетілген түрде магниттеледі. Затта пайда болған өрісті сыртқы өріске үстемелеген кезде 3.58,б-суретте көрсетілгендей қорытқы өріс пайда болады, онда көріп отырғанымыздай, индукция сызықтары дененің ішіне қарай тығылған секілді. Осындай заттан жасалған шыбық (стержень) сыртқы өрісте индукция сызықтары бойымен орналасады.

Зат молекулаларының жылулық қозғалысы олардың реттеліп орналасуына кедергі жасайтын болғандықтан, температура артқан кезде магниттелгендік азаяды. Егер осындай денені сыртқы магнит өрісінен алып кетсек, онда молекулалардың хаостық қозғалысы магниттелгендікті жояды.

Жоғарыда айтылғандардан мұндай магнетиттің салыстырмалық магниттік өтімділігінің бірден үлкен болатындығы шығады. (мысалға марганецте *μ*=1,0038, алюминийде *μ*=1,000023, азотта *μ*=1,000000013 болады). Магниттік өтімділігі *μ*0-ден сәл-пәл артық болатын заттарды *парамагнетиктер* деп атайды.

Сөйтіп, заттардың парамагнетиктік қасиеттері молекулалардың меншікті өрісін тудыратын электрондардың атом ядролары төңірегіндегі орбиталдық қозғалысымен түсіндіріледі екен. Парамагнетиктердің әлсіз магниттелетіндігін айта кетейік.

Молекулаларының меншікті магнит өрісі болмайтын заттар өздерін сыртқы магнит өрісінде басқаша ұстайды. Мұндай заттан тұратын дене сыртқы магнит өрісінде өзінің ішіндегі меншікті магнит өрісі сыртқы магнит өрісіне қарсы бағытталатындай түрде магниттеледі (3.59,а-сурет). Демек, зат ішіндегі өріс сыртқы өрістен әлсізірек болады; индукция сызықтары денеден шығарылатын тәрізді (3.59, б-сурет). Мұндай магнетиктердің салыстырмалық магниттік өтімділігі бірден сәл-пәл кіші болады. (Мысалы, висмутта *μ*=0,999824, кремнийде *μ*=0,999837, суда *μ*=0,999991, сутегіде *μ*=0,999999937 болады).

Магниттік өтімділігі *μ*0 мәнінен сәл-пәл кіші болатын заттарды *диамагнетиктер* деп атайды. Заттардың диамагнетиктік қасиеттері парамагнетиктік қасиеттерден де гөрі әлсіз білінеді. Диамагнетиктердің тәуір үлгісі висмут болып табылады. 3.59,б-суреттен көріп отырғынымыздай, парамагнетик өрістен сыртқа қарай итеріліп шығарылуы тиіс, себебі магниттің аттас полюстері тебіледі. Заттардың диамагнетиктік қасиеттерінің

себептері алда қарастырылады. Осы аталған заттармен қатар, салыстырмалық магниттік өтімділігі бірден көш үлкен болатын бірқатар заттар болады. Магниттік өтімділігі *μ*0 мәнінен көп артық болатын заттар *ферромагнетиктер* деп аталады. Мұндай заттардың ең барып тұрған өкілі темір болып табылады. Ол сыртқы магнит өрісін мыңдаған есе арттыра алады. Ферромагнетиктер қатарына болат, шойын, никель, кобальт, сирек металл гадолиний және ферромагниттік металдардың қорытпалары жатады. Сыртқы өрістің индукция сызықтарын “сорып алу” эффекті ферромагнетиктерде өте күшті бақыланады (3.60-сурет).

Ферромагнетиктердің құрылысын электрондық микроскоптың көмегімен зерттеулер ферромагнетиктердің мөлшерлері 0,001 *мм* шамалас болатын өз бетінше (спонтанды) магниттелген көптеген облыстардан тұратындығы анықтады, бұл облыстарды *домендер* деп атап кетті. Әрбір доменде оның барлық молекулаларының магниттік моменттері бір жаққа бағытталған.

Егер ферромагнетик магниттелмеген болса, онда оның домендері қалай болса солай бағытталған (3.61,а-сурет). Ферромагнетикті сыртқы магнит өрісіне орналастырған кезде, оның домендері өздерінің магниттік моменттері сыртқы өрістің индукция сызықтарының бойымен бағытталатын түрде қайтара магниттеледі (өріс бағытында бағдарланады), осының арқасында өрісті қатты күшейтеді (3.61,б-сурет).



*3.61-сурет*

*3.60-сурет*

*с*

*о*

*а)*

*б)*

Ферромагнетиктерге тек домендерден тұратын заттар ғана жатады. Барлық домендердің магнит өрістерінің бағыттары сыртқы өрістің бағытымен бағытталған кезде, ферромагнетик шегіне жете магниттеледі. Ферромагнетиктің мұндай күйі *магниттік қанығу* деп аталады. Әрбір жеке-дара доменнің шегіне жете қаныққандығын айта кетелік.

Ферромагниттік қасиеттер, электрондардың ядроларды айнала орбиталдық қозғалысымен қатар өз осінен де айналатындығы, яғни олардың “спин” деп аталып кеткен (ағылшынша, “шыр-көбелек айналу”) меншікті қозғалыс моменті болатындығы белгілі болған соң ғана түсінікті болды.

Электрон зарядталған болғандықтан, оның меншікті магнит моменті де болуы тиіс. Атомдағы электрондардың магнит моменттерінің тек қарама-қарсы екі бағыты ғана болуы мүмкін: параллель және антипараллель. Көп жағдайларда атомдағы электрондардың магнит моменттері қарама-қарсы қосақталған бағытта болады да, олардың магнит өрістері өтемеленген болады.

Ферромагнетиктердің атомдарында магниттік моменттері өтемеленбеген бірнеше электрондардан болады, олардың бағыттары бір жаққа болады. Осы электрондар атомдар төңірегіндегі магнит өрісін күшейте түседі. Іргелес атомдар өзара әрекеттесетін болғандықтан бұл атомдардың магниттік моменттері параллель орналасады, яғни затта домендер пайда болады.

Сөйтіп, ферромагнетиктердің магниттік қасиеттері олардың атомдарындағы электрондарында өтемеленбеген спиндердің болуымен және валенттік электрондармен алмасқан кезде атомдар арасында пайда болатын электрлік өзара әрекеттесумен түсіндіріледі екен.

Ферромагнетиктердің магниттелуі. Электромагнит. Парамагнетиктер мен диамагнетиктерді магниттеген кезде магнит индукциясы өрістің кернеулігіне тура пропорционал өзгереді. (3.62-сурет).

Ферромагнетиктің магниттелуі басқаша өтеді (3.63-сурет). Әуелі *Н* артқан кезде индукция өте тез артады, содан кейін баяулайды да, жеткілікті *Н* мәні кезінде *В* мәні өзгермейді деуге болады. Егер тәжірибені алдын-ала магниттелмеген ферромагнетикпен жүргізсек, онда магниттелу процесі *ОА* қисығы бойымен өтеді, оны *алғаш магниттелу қисығы* деп атайды. Графиктен көріп отырғанымыздай, азғантай *Н* кезінде *В/Н* қатынасы мардымды болмай барып, кейін тез арта бастайды да, сосын тез азаяды. Демек, ферромагнетиктің магниттік өтімділігі тұрақты емес және *Н* мәніне тәуелді түрде өзгереді.

Графикте көрсетілген *ОА* қисықтың барысы былайша түсінідіріледі. Домендердің сыртқы өріс бағытында магниттелуі болып жатқан кезде индукция тез артады. Ферромагнетик қаныққанға дейін магниттелген кезде *В* индукцияның одан арғы артуы тек *Н* мәнінің артуы есесінен ғана болады. Егер осыдан кейін кернеулікті бірте-бірте төмендетсе, онда магниттелсіздену *АС* қисығы бойынша өтетін болады да, *Н* кезінде ферромагнетик әлі де болса, магниттелген болып қалады, оның ішіндегі индукцияның мәні осы кезде *ОС* кесіндіге тең болады. Сөйтіп, ферромагнетиктегі *В* индукцияның мәні тек *Н*=0 мәніне ғана емес, сонымен қатар ферромагнетик алдын-ала магниттелген бе, магниттелмеген бе, осыған да тәуелді болады екен.



*В*

*В*

*Н*

*Н*

*Н*1

*Н*2

*Н*3

*С*

*А*

*В*1

*В*2

*В*3

0

*μ=*1

*μ<*1

*μ>*1

*3.63-сурет*

*3.62-сурет*

3.63-суреттен көріп отырғанымыздай, ферромагнетикті магниттелсіздендіру кезінде индукция магниттеу кезіне қарағанда баяу түседі. Бұл құбылыс *магниттік гистерезис* (қалыс қалу) деп аталады. Ферромагнетикті айнымалы магнит өрісімен периодты түрде қайталай магниттеген кезде индукция қисығы *гистерезис тұзағы* деп аталатын тұйық қисық құрайды (3.64-сурет). Гистерезис тұзағының ауданы ферромагнетикті қайтара магниттеуге кеткен энергияға пропорционал болады екен. Бұл энергия ферромагнетиктің ішкі энергиясына айналады. Демек, ферромагнетикті периодты түрде қайтара магниттеген кезде ол қызуы тиіс. Гистерезис тұзағының ауданы үлкен болатын ферромагнетик қатқыл, ал ауданы кіші болатын ферромагнетик *жұмсақ* деп аталады. (3.64 а, б-суреттер). Тұрақты магниттерді қатқыл ферромагнетиктерден жасайды. Гистерезис тұзағының ауданы өте кішкентай болатын материалдар *ферриттер* деп аталады. Оларды қолдану қайтара магниттелу кезіндегі энергия шығынын азайтуға мүмкіндік береді.



*В*

*С*

*0*

*А*

*+Н*

*Н*

*К*

*-Н*

*D*

*В*

*С*

*А*

*+Н*

*Н*

*-Н*

*К*

*D*

*а)*

*б)*

*3.64-сурет*

Тәжірибе көрсеткендей, ферромагнетиктердің магниттік қасиеттері температураға тәуелді болады. Қыздырған кезде ферромагнетиктердің магниттік өтімділігі төмендейді, ал жеткілікті жоғары температура кезінде оларда домендердің қирауы басталады. Осы кезде ферромагнетик парамагнетикке айналады. Осындай түрлену өтетін температураны *Кюри нүктесі* деп атайды (темірде Кюри нүктесі 7700С, ал никелде 3600С болады). Осы затты қайтадан салқындатқан кезде ол ферромагнетикке айналады.

Индукция сызықтарын ферромагнетиктің “сорып алу” құбылысы магниттік қорғаныс үшін пайдаланылады. Егер ферромагнетиктен қаптау жасалса, онда сыртқы өрістің индукциясының сызықтары қаптаудың қабырғалары арқылы өтіп, оның ішіндегі өріс жоғалып кетеді (3.65-сурет). Осы тәсілмен аса сезімтал аспаптарды сыртқы магнит өрістерінің әсерінен, мәселен, Жердің магнит өрісінің әсерінен сақтайды.

Магнит өрісінің ферромагнетиктермен күшейтілуі техникада кең пайдаланылады. Мысалы, соленоидтың магнит өрісін ферромагнетиктің көмегімен күшейтілуі электромагниттерді жасау үшін пайдаланылады. Соленоидтың ішіне салынатын стержень *өзекше* деп аталады. Жұмсақ болаттан жасалған өзегі бар соленоидты *электромагнит* деп атайды, ал соленоидтың өзі жасалған сым – электромагниттің орамы деп аталады. Көбіне электромагнитті таға түрінде жасайды. Мұндай электромагниттің сызбасы 3.66-суретте көрсетілген.

Орамдағы тоқты қосу және ағыту арқылы электромагнитті магниттеуге және магнитсіздеуге болады. Электромагниттің осы қасиеті көптеген автоматтық қондырғыларда орын алады, мысалы электромагниттік реледе қолданылады. Электромагниттерді көтергіш крандарда, телефонда, электродвигателдерде, телеграфта, генераторларда, өлшеуіш аспаптарда және т.б. жерлерде кең пайдаланады.

*с*

*о*

*3.65-сурет*

*3.66-сурет*



Ферромагниттердің тағы бір маңызды қасиеті оның қайтара магниттелген кездерде өзінің көлемін өзгертетіндігі. Ферромагниттердің бұл қасиеті *магнитстрикция* деп аталады. Оны ультрадыбыстарды алу үшін пайдаланады.

**Амперметр және вольтметрдің құрылысы және жұмыс принципі.** Тоқтың магниттік әсері электр өлшеуіш аспаптарының екі түрінде: магнитэлектрлік және электромагниттік аспаптарда пайдаланылады.

Магнитэлектрлік аспапта қозғалмайтын тұрақты магнит және жылжымалы рамка болады: жылжымалы рамка одан тоқ өткен кезде Ампер күшінің әсерінен бұрылады (3.67-сурет). Рамканың осіндегі шиыршық рамканың бұрылуына кедергі жасайды. Рамкада өтіп жатқан тоқ неғұрлым жоғары болса, ол солғұрлым үлкен бұрышқа бұрылады. Рамканың бір ұшы шкала бойынша орын ауыстыратын тілшеге жалғанған. Магнитэлектрлік аспаптар үлкен дәлдігімен және жоғары сезгіштігімен белгілі, тек олар тұрақты тоқ үшін ғана пайдаланылады.

Электромагниттік аспапта (3.68-сурет) жылжымайтын *К* катушка мен жылжымалы, жұмсақ болаттан жасалған *А* өзек болады, өзек катушкамен тоқ өткен кезде оған тартылады. Өзек тілшемен қосылған; катушкамен тоқ өткен кезде, өзек оған тартылып, ал өзекпен байланысқан тілшенің екінші ұшы осы кезде шкаланың бойымен жылжиды. Аспапты желіге қосқан кезде оның дірілін тоқтату үшін *демпфер* деп аталатын *Д* ауа тежегіш пайдаланылады. Бұл аспап магнитэлектрлікке қарағанда онша дәл және сезгіш емес, бірақ оны тұрақты тоқ тізбегі үшін де, айнымалы тоқ тізбегі үшін де пайдалануға болады, әрі ол желідегі тоқтың күшею-азаюына тәуелсіз.



*с*

*о*

*0*

*2*

*4*

*6*

*8*

*10*

*К*

*К*

*Д*

*А*

*3.67-сурет*

*3.68-сурет*

Кез келген өлшеуіш аспапты желіге қосу ондағы жұмыс тәртібін өзгертпеуге тиіс. Мысалы, амперметрді ме, вольтметрді ме желіге қосу ондағы тоқтың күшін өзгертпеуге тиіс.

Ішкі құрылысы жағынан амперметр вольтметрге ұқсас, тек жалғыз ерекшелік олардың кедергісінде. Амперметр желіге тізбектей қосылады, сондықтан оның кедергісі неғұрлым аз болу керек. Олай болмаған жағдайда оны қосқан кезде желідегі тоқ күші өзгеріп кетеді. Вольтметр болса, ол кернеуі өлшенбек болып отырған екі нүктенің арасына параллель қосылады, сондықтан, оның кедергісі мүмкіндігінше үлкен болу керек.

*А* және *В* нүктелерінің арасындағы кернеу (3.69-сурет) олардың арасындағы тармақтардың біреуі үшін *ІR* көбейтіндісіне тең болады. Егер мұндай тармақ вольтметр болатын болса, онда *U*AB*=І*B*R*B. Ал *R*Bтұрақты болғандықтан, *U*AB кернеу вольтметрдегі *І*Bтоқ күшіне пропорционал болады. Демек, вольтметр дегеніміз кередгісі үлкен болатын амперметр екен, оның шкаласына аспаптағы *І*B тоқ күшінің аспаптың *R*B кедергісіне көбейтіндісіне сәйкес келетін бөліктер салынған.

Егер амперметр *І*Атоқтан артық тоққа арналмаса, ал *І* тоқтан *n* есе артық болмайтын *І*А тоқты өлшеу керек болатын болса, онда амперметрге параллель *шунт* қосылады (3.70, а-сурет), оның *R*шкедергісі амперметрдің *R*акедергісінен бірнеше есе кем болуы тиіс. 3.78, а-суреттен көріп отырғанымыздай, *І*ш*/І*а*=R*а*/R*ш болады. *І*ш*=І–І*аболатындықтан,

*І / І*а*–*1*=R*а */ R*ш

болады. Шарт бойынша *І / І*а =*n,* осыдан *n*–1= *R*а */ R*ш, демек,

*R*ш = *R*а */* (*n*–1). (3.82)

(3.82) формула амперметрдің өлшеу шегін *n* есе артыратын шунттың кедергісін есептеуге мүмкіндік береді. *U*Вмәнінен артық болмайтын кернеуді өлшеуге арналған вольтметр *U*В  мәнінен *n* есе артық болатын кернеуді өлшеу үшін вольтметрге тізбектей *R*кқосымша кедергіні қосады (3.70,б-сурет). Осының нәтижесінде вольтметрмен өлшеуге болатын ең үлкен *U* кернеу *U*В*+U*ққосындысына тең болады. *U*қ*/U*В*=R*к*/R*Вжәне *U*қ*=U–U*Вболатындықтан, *U/U*В–1*=R*к*/R*Вболады, немесе *n*–1=*R*к*/R*В*,* осыдан

*V*

*RB*

*IB*

*R*

*A*

*B*

*V*

*I*

*A*

*RB*

*Ra*

*Ia*

*RД*

*Iш*

*Rш*

*a)*

*б)*

*3.70-сурет*

*3.69-сурет*

*R*к*=R*В(*n*–1). (3.83)

(3.83) формула вольтметрдің мүмкіндігін *n* есе арттыратын қосымша кедергіні есептеуге мүмкіндік береді.

**3.3.6. Лоренц күші.**

**Зарядтың магнит өрісіндегі қозғалысы.** Голланд ғалымы Г. А. Лоренц Ампер күшінің болуын магнит өрісінің тоғы бар өткізгіштегі қозғалатын зарядтарға әсерімен деп түсіндірді. Бұл зарядтар өткізгіштен шығып кете алмайтын болғандықтан, оларға әсер ететін жалпы күш өткізгішке түсірілген болып шығады.

Сонымен, Ампер күші *F*А дегеніміз тоғы бар өткізгіштегі еркін зарядтарға әсер ететін күштердің қосындысы болып табылады. Осындай болжам магнит өрісінде қозғалатын бір зарядқа әсер ететін *F*Л күшті табуға мүмкіндік береді. Осы *F*Л күшті *Лоренц күші* деп атайды. Сөйтіп,

*F*Л*= F*А */N*,

мұндағы *N* – тоғы бар өткізгіштегі еркін зарядтардың жалпы саны. Металдағы мұндай зарядтар электрондар болып табылады, олардың әрбіреуінің заряды *е*. *FА* және  болатындықтан

*F*Л

екендігін ескеріп, Лоренц күшін есептеп шығару үшін қажетті формулаға келеміз:

*F*Л** (3.84)

мұндағы *α–В*және *v*векторларының арасындағы бұрыш.

Лоренц күшінің бағыты сол қол ережесінің көмегімен анықталады. Оны қолданған кезде мынаны ескеру керек: егер магнит өрісінде оң *е+* заряд қозғалатын болса, онда созылған төрт саусақ ***v*** векторының бағытында болуы тиіс, ал егер теріс е- заряд қозғалып келе жатса, онда созылған төрт саусақ *v* векторына қарсы бағытталуы тиіс.

Лоренц күші әрқашанда *В*және *v* векторлары жатқан жазықтыққа перпендикуляр болады. Бұл дегеніміз ол осы векторлардың әрбіреуіне перпендикуляр болады деген сөз. Демек, *Лоренц күші жұмыс атқармайды*, яғни ол магнит өрісінде қозғалатын еркін зарядтардың кинетикалық энергиясын өзгерте алмайды. Ол тек еркін зарядтардың қозғалыс жылдамдығының бағытын ғана өзгерте алады, яғни центрге тартқыш күш болып табылады.

Заряды *q* , массасы *m*және жылдамдығы *v*болатын заряд индукциясы *В* болатын біртекті магнит өрісіне жылдамдық векторы *В* векторға перпендикуляр болатындай түрде ұшып кіретін болсын делік. Сонда *F*Л*= F*ц:



Бұл жағдайда заряд радиусы

 (3.85)

болатын шеңбер бойымен қозғалатын болады (3.71-сурет). (3.71-суретте индукция сызықтары бізге бағытталған).

Егер жылдамдықтың бағыты индукция сызықтарына қатысты 900-тан ерекше болатын *α* бұрыш жасайтын болса, онда заряд өрістің индукция сызықтарының айналасында бұранда сызық жасай қозғалатын болады (3.72-сурет), себебі *v* векторды *v*б және *v*н құраушыларға жіктеуге болады. Олардың біреуі, *v*б бойлық, индукция сызықтары бойымен бағытталған, ал екіншісі, *v*н нормал,*v*б оған перпендикуляр бағытталған болады. Соңғы құраушысы орамның *r* радиусын анықтайды, ал бойлық *v*б құраушы өзгеріссіз қалады. Егер заряд бір орамды *Т* уақытта өтетін болса, онда ол индукция сызығы бойымен осы уақытта *h=v*б*Т* қашықтыққа жылжиды.*v*б *v*н ал *h* бұранда сызықтың қадамы екендігін жеңіл байқауға болады. Зарядталған бөлшек әртекті магнит өрісінде қозғалған кезде, Лоренц күші бағыт жағынан ғана емес, сонымен қатар, модулі бойынша өзгереді де, бөлшектің қозғалыс траекториясы өте күрделі болып шығады.



*q*

*v*

*r*

*Fл*

*3.71-сурет*



*3.72-сурет*

*В*

α

*vн*

*v*

*q*

*r*

*h*

*Fл*

*vê¼ë*

## 3.3.7. Электромагниттік индукция

**Ағынілінісу және индуктивтік**. *w* орамдары бар соленоидты сыртқы магнит өрісінде бұрған кезде атқарылатын жұмысты қалай есептеуге болатындығына тоқталайық.

Бір орамды бұрған кезде атқарылатын жұмыс *ІΔΦ* болатындықтан, ал қарастырылып отырған кезде магнит ағыны *w* орамдарды кесіп өтетін болғандықтан, соленоидты бұрған кезде атқарылатын жұмыс мына формуламен беріледі:



Егер  көбейтіндісін **(грекше “пси”) арқылы белгілесек, онда жұмыс үшін

немесе (3.86)

формуланы аламыз.

*Магнит ағынының осы ағын кесіп өтіп жатқан тұйықталған тізбекпен байланысын (ілінісуін) сипаттайтын  шамасын ағынілінісу деп атайды*. Егер магнит ағыны *Φ* орамдары бар катушканы кесіп өтетін болса, онда ағынілінісі орамдар санының магнит ағынына көбейтіндісіне тең болады:

* =Φ.* (3.87)

Енді  тоқ өтіп жатқан кез келген тұйықталған тізбекті қарастырайық. Бұл тоқ тізбектің айналасында өзінің меншікті магнит өрісін тудырады. Тұйықталған тізбектің өткізгіштері қамтитын бет арқылы меншікті *Φ* ағын өтіп жатсын. Егер бұл тізбек дегеніміз жалғыз жазық контур болатын болса, онда ** дегеніміз *Φ* болады. Егерде өткізгіштер ** орамдары бар катушка құрайтын болса, онда *=Φ*. Сонымен, тізбектің меншікті ағынілінісуі оның конфигурациясына, яғни өткізгіштердің кеңістікте орналасуына тәуелді болады екен.

Тәжірибе көрсеткендей, тұйықталған тізбекте ферромагнетиктер болмайтын кезде, бұл тізбектің меншікті ағынілінісуі ондағы тоқ күшіне тура пропорционал өзгереді:

*ψ=LІ .* (3.88)

Пропорционалдық коэффициенті тұйықталған тізбектің өткізгіштерінің конфигурациясы өзгеріссіз қалатын және өзгеріссіз қалатын қоршаған орта кезінде тұрақты болады. *Тұйықталған тізбектің меншікті ағынілінісуінің оның формасы мен қоршаған ортаға тәуелділігін сипаттайтын L коэффициент тізбектің индуктивтігі деп аталады*.

*L* индуктивтіктің СИ систамасындағы бірлігін шығарайық:

*L=ψ/І=*1 *Вб* / 1 *А*=1 *Вб/А* =1 *Ом⋅с*= 1 *Гн*.

ХБ жүйесінде индуктивтіктің бірлігі ретінде *генри* алынады (*Гн*). Генри деп 1 *А* тоқ кезінде 1 *Вб* ағынілінісу пайда болатын тізбектің индуктивтігі алынады.

ХБ жүйесінде магниттік өтімділіктің бірлігінің *Н/А*2 немесе *Тл⋅м/А* екендігін білеміз. 1 *Вб* =1 *Тл⋅м*2 болатындықтан, 1*Н/А*2 =1 *Тл⋅м/А* =1 *Гн/м* болады. Көбіне соңғы атауды – генри бөлінген метрді пайдаланады.

Мысал ретінде соленоидтың *L*солиндуктивтігін табайық. (3.88)-тен:

*L*сол=*ψ*сол */ І*сол *=wΦ* сол  */ І*сол*.*

*Φ* сол шамасы (3.77) қатынасымен анықталатын болғандықтан

*L* сол=*wμ*ор *І* сол *wS*/*l І* сол*=μ*ор *w*2*S*/*l.* (3.89)

Сөйтіп, соленоидтың индуктивтігі ортамен, соленоидтың мөлшерлерімен және орамдар санымен анықталады екен.

**Электромагниттік индукция құбылысы**. Бұдан бұрын тағайындағанымыздай, электр тоғы және оның магнит өрісі әрқашанда бірмезгілде болады екен. Фарадей осы тығыз байланысты біле отырып, магнит өрісінің көмегімен тұйықталған электр тоғын тудыруға болатындығына сенімді еді. Ол көптеген тәжірибелер жасап, ақыры 1831 жылы электромагниттік индукция құбылысын ашып, мұны дәлелдеді.

*Магнит өрісінің өзгеруінің арқасында тұйықталған тізбекте электр тоғының пайда болу құбылысы электромагниттік* *индукция деп аталады*. Осындай әдіспен алынған тоқ *индукциялық* деп, ал оны тудыратын ЭҚК *индуцияның ЭҚК-і* деп аталады.

Электрмагниттік индукция құбылысының көмегімен кез келген қуаттағы электр тоғын алуға болады екен. Осы күнгі өндірісте пайдаланылатын электр энергиясы түгелдей дерлік жұмыс принципі электромагниттік индукция құбылысына негізделген *индукциялық генераторлардың* көмегімен алынады деуге болады. Сондықтанда Фарадейді осы заманғы электротехниканың негізін қалаушылардың бірі деуге болады.

Енді электромагниттік индукция құбылысын кеңірек қарастырайық.

**Индукцияның ЭҚК-і. Оң қол ережесі.** Индукциясы *В* болатын біртекті магнит өрісінде ұзындығы *l* түзу металл өткізгіш болсын (3.73-сурет). Егер осы өткізгішті *В* және *v* векторларының арасындағы  бұрышы 900 болатындай етіп *v* жылдамдықпен қозғалысқа келтірсек, онда өткізгішпен бірге оның еркін электрондары да бағытталған қозғалысқа келеді. Олардың қозғалысы магнит өрісінде болғандықтан, оларға Лоренц күші әсер етуге тиіс.



*А*

*В*

*В*

*С*

*О*

α

*v*

*G*

*3.73-сурет*

Сол қол ережесінің көмегімен еркін электрондардың өткізгіштің *А* ұшына қарай жылжитындығын тағайындауға болады. Осы кезде пайда болатын өткізгіштің *А* және *В* ұштарының арасындағы *U* кернеу онда *F*эл электр күшін тудырады, ол *F*Л Лоренц күшін теңгереді. Сөйтіп, *F*эл = *F*Л кезінде электрондардың *А* шетіне қарай ығысуы тоқталады. *F*эл, ал *F*Л болғандықтан,  болады, осыдан: *U*.Ағытылған тізбек кезінде полюстердегі кернеу ЭҚК-іне тең болғандықтан, өткізгіштің магнит өрісінде қозғалысы кезінде пайда болатын индукцияның ЭҚК-і



**С**

**О**

І

*3.74-сурет*

*εинд*. (3.90)

формуламен өрнектеледі. ЭҚК-ті тудыратын тосын күштер деп отырғанымыздың қозғалыстағы өткізгіштегі еркін электрондарға әсер ететін магнит күштері екендігін айта кетелік. Егер осы өткізгішті тізбекке қоссақ, онда индукциялық тоқ пайда болады: оның бар екендігін гальванометр көрсетеді.

Түзу өткізгіштің магнит өрісінде қозғалысы кезінде онда пайда болатын индукциялық тоқтың бағыты *оң қол ережесі* бойынша анықталады (3.74-сурет): *егер оң қолды магнит индукция сызықтары алақанға кіретіндей, ал ашылған үлкен саусақ өткізгіштің қозғалыс бағытын көрсететіндей етіп* *орналастырса, онда созылған төрт саусақ өткізгіштегі индукциялық тоқтың бағытын көрсетеді*.

**Фарадейдің тәжірибелері.** Электромагниттік индукция құбылысын ашуға себепші болған Фарадейдің тәжірибелерін қарастырайық.

1. Гальванометрмен жалғанған соленоидты алып (3.75-сурет), оған тұрақты магнитті кіргізетін болайық. Магнитті жылжытқан кезде гальванометрдің тілі қозғалады екен. Егер магнит тоқтаса, онда гальванометрдің тілі орнына қайтып оралады. Магнитті соленоидтан шығарған кезде де, немесе соленоидты тыныштықтағы магнитке кигізген кезде де, дәл осындай жағдайға кездесеміз. Мұндай тәжірибелер соленоидтағы индукциялық тоқтың тек соленоид пен магниттің салыстырмалық қозғалысы кезінде ғана пайда болатындығын көрсетеді.



*a)*

*б)*

*в)*

*г)*

*3.75-сурет*

с

с

с

с

о

о

о

о

*0*

*0*

*0*

*0*

2. *В* соленоидты тоғы бар *А* катушкаға салайық (3.76-сурет). Осы кезде де, *В* соленоидта индукциялық тоқ тек *В* соленоид пен *А* катушканың салыстырмалы қозғалысы кезінде ғана пайда болады екен.

3. *А* катушканы *В* соленоидқа салып, оларды мықтап бекітеміз (3.77-сурет). Мұндай кезде соленоидта тоқ жоқ. Бірақ *А* катушканың тізбегін қосып-ажыратқан мезеттерде *В* соленоидта индукциялық тоқ пайда болады. *R* кедергіні өзгерту арқылы *А* катушкадағы тоқты күшейткен немесе әлсіреткен мезеттерде де дәл осылай болады.

Бұдан әрі *А* катушканың электр энергиясы көзімен қосылған тізбегін *бірінші*, ал индукциялық тоқ пайда болатын *В* соленоидтың тізбегін *екінші* тізбек деп атайтын боламыз. Катушкалардың өздерін осылай атайтын боламыз.

4. Бірінші катушканы айнымалы тоқ желісіне, ал екінші катушканы қыздыру лампасымен қосайық (3.78-сурет). Бірінші катушкада айнымалы тоқ өтіп жатқан кезде лампа үздіксіз жанып тұрады екен.

Жоғарыда айтылғандардың барлығына да тән ортақ нәрсе ол соленоидтағы магнит өрісінің өзгеруі болып табылады, міне ол келіп онда индукциялық тоқ тудырады.



*А*

*В*

*А*

*0*

*К*

*R*

*3.77-сурет*

*3.78-сурет*



*о*

*с*

*А*

*В*

*с*

*о*

*0*

*3.76-сурет*

Енді тұйық контурдың кез келген өзгерісі кезінде онда индукциялық тоқ пайда болама екен, соны қарастырайық. Рамка түріндегі жазық контурды алып, оны гальванометрге қосайық. Магнит алып, оны рамканың қасына, оның индукция сызықтары рамканың ішіне кірмей, тек оның жазықтығында жататындай етіп орналастырайық (3.79,а-сурет). Рамканы немесе магнитті сурет жазықтығында орын ауыстырсақ, онда гальванометрдің тілі қозғалмайды екен. Егер де 00' осін айналдыра бұратын болсақ (3.79,б-сурет), онда рамкада индукциялық тоқ пайда болады.

Осы айтылған тәжірибелердің негізінде мынандай қорытынды жасауға болады: тұйықталған контурда индукциялық тоқ (индукцияның ЭҚК-і) тек контур қамтитын аудан арқылы өтетін магнит ағыны өзгеретін кезде ғана пайда болады.



*о*

*с*

*G*

*о*

*c*

*0*

*0'*

*G*

*3.79-сурет*

*а)*

*б)*

**3.3.8. Электромагниттік индукция үшін Ленц заңы.**

Диамагниттік құбылыстарға түсініктеме. Индукциялық тоқ өзінің меншікті магнит өрісін тудырады. Контурдағы индукциялық тоқтың бағытымен индукциялаушы магнит өрісінің арасындағы байланысты Ленц тағайындады. 3.74-суретте өрнектелген тәжірибеде соленоидтағы индукциялық тоқ полюстері суретте белгіленгендей магнит өрісін тудырады. Соленоидтың магниттік полюстерінің және магниттің өзара әрекеттесуін суретте көрсетілген төрт жағдайларда да қарастырып және оларды магниттің қозғалыс бағытымен салыстырып, мынаны көруге болар еді*: полюстердің арасындағы өзара әрекеттесулер әрқашанда магниттің* *қозғалысына кедергі жасайды*. Ленц осы заңдылықты электромагниттік индукцияның барлық жағдайларына жалпылай алды. Ол тапқан заңдылықты (байланысты) электромагниттік индукция үшін *Ленц заңы* (ережесі) деп атайды: *индукцияның ЭҚК-і тұйық контурде өзінің* магнит *өрісімен осы ЭҰК-тің пайда болуына себепке қарсы бағытталған индукциялық тоқ тудырады.*

Ленц заңын пайдалана отырып, индукциялық тоқтың бағытын табу үшін былай жасау керек:

а) индукциялық тоқтың пайда болу себебін табу керек;

б) индукциялық тоқ осы себепке қарсы әсер етеді деп алып, оның магнит өрісінің бағытын табу керек;

в) магнит өрісінің бағыты бойынша индукциялық тоқтың бағытын табу керек.

Мысалы, бірінші катушканың тізбегін ажыратқан кезде екінші катушкада индукциялық тоқтың пайда болу себебі бірінші катушканың өрісінің жоғалуы болып табылады (3.85-сурет). Осыған қарсы тұру үшін екінші катушкадағы индукциялық тоққа бағыты бірінші катушкадағы магнит өрісінің бағытындай болатын магнит өрісін тудыру керек болады. Демек, екінші катушкадағы индукциялық тоқтың бағыты ажыратылғанға дейін бірінші катушкадағы өтіп жатқан тоқтың бағытымен бірдей болады.

Ленц заңына сүйене отырып, өткізгіштегі индукциялық тоқтың энергиясының индукциялық тоқтың магнит өрісінің қарсы әсерін жеңуге жұмсалатын энергия есебінен болатындығын тағайындауға болады. Мысалы, 3.83-суретте өрнектелген катушканың тізбегін ажыратып және оған магнитті бірнеше рет кіргізіп және шығару үшін қажетті жұмысты есептейтін болсақ, сосын осы тәжірибені тұйықталған тізбек кезінде қайталайтын болсақ, онда жұмыс екінші жағдайда бірінші жағдайға қарағанда артығырақ жасалады. Бұл, бірінші жағдайда катушканың төңірегінде оның меншікті өрісінің жоқ болатындығымен, өйткені онда индукциялық тоқ жоқ, ал екінші жағдайда онда өрістің болатындығымен түсіндіріледі. Екінші жағдайдағы басы артық жұмыс бұл өрістің қарсы әсерін жеңуге кетеді және катушкадағы индукциялық тоқтың энергиясына тең болады. Электромагиттік индукцияның көмегімен механикалық энергияны электр энергиясына айналдыруға болады және де электр энергиясын бір тізбектен екінші тізбекке беруге болады.

Индукциялық тоқ қайсы-бір мехникалық қозғалыстың әсерінен пайда болатын болса, онда электр энергиясы механикалық энергия есебінен пайда болады. Энергияның мұндай түрленулері электрстанцияларындағы индукциялық генераторларда өтіп жатады. Ал индукциялық тоқ механикалық қозғалыс жоқ кезде пайда болатын болса, онда электр энергиясы бір тізбектен екінші тізбекке беріледі. Энергияның мұндай түрленулері трансформаторларда өтіп жатады.

Электромагниттік индукция құбылысы диамагниттік эффектіде түсіндіреді. Зат магнит өрісіне тап болған кезде орбитада қозғалып жүрген әрбір электронға Лоренц күші әсер ете бастайды, ол әрбір электронға түсірілген центрге тартқыш күшті арттырады, не кемітеді (бұл электронның айналыс бағытына тәуелді болады). Бұл дегеніміз орбитаны және электронның айналыс жиілігін өзгертеді, ал ол электронның орбиталық қозғалысқа сәйкес келетін дөңгелек тоғын кеміту немесе арттыру дегенмен тең, әрі электрондардың дөңгелек тоғы, егер олардың магнит өрісі сыртқы өріске қарсы бағытталса, күшейеді де, ал өріс бойымен бағытталса, онда кемиді.

Сонымен, сыртқы өріс жоқ кезде диамагниттің молекуласындағы электрондардың дөңгелек тоқтары бір-бірін теңгеріп, молекуланың магнит моменті болмайтын болса, сыртқы өрісте бұл тепе-теңдік бұзылады да, молекуланың сыртқы өріске қарсы бағытталған қорытқы моменті пайда болады. Бұл нәтижені Ленц заңынан тікелей шығады деуге болады: *молекуладағы дөңгелек тоқтың өзгерісі индукциялық тоқ болып табылады және оның магнит өрісі оны тудырған сыртқы өріске қарсы бағытталған болуы тиіс*. Диамагниттік эффект барлық заттарда да пайда болады, бірақ, зат

молекулаларының сыртқы магнит өрісі бойымен бағдарланған және күшейтетін меншікті магнит моменттері болса, онда диамагниттік эффект одан күштірек болатын парамагниттік эффектпен қамтылады да, зат парамагнетик болып шығады. Күшті диамагниттік эффект асқын өткізгіштік кезінде бақыланады. Асқын өткізгіш магнит өрісіне түскен кезде онда жай өткізгіштегі тәрізді индукциялық тоқтар пайда болады, бірақ олардың молекулалық индукциялық тоқтан бір айырмашылығы, бұл тоқтарды еркін электрондар тудырады. Асқын өткізгіштерде бұл индукциялық тоқтарға кедергі жоқ және сыртқы магнит өрісі бар кезде де олар бола береді, ол өрістің асқын өткізгіштің ішіне енуіне кедергі жасайды. Асқын өткізгіштер, барлық диамагнетиктер тәрізді магнит өрісінен итеріліп шығарылады.

**Индукциялық ЭҚК-і**. Фарадейдің тәжірибелерін орындаған кезде соленоидқа магнитті немесе тоғы бар катушканы неғұрлым тезірек кіргізсек, гальванометрдің тілінің солғұрлым көбірек ауытқитындығын байқауға болады. Егер бірінші катушканың тоғын арттыру арқылы оның магнит өрісін өзгертсек те дәл осылай болады. Осы құбылысты дәлірек зерттеулер мынаны көрсетті: қайсы-бір тізбекте пайда болатын индукциялық ЭҚК-і магнит өрісінің осы тізбектегі ағынілінісуінің өзгерісінің жылдамдығына тура пропорционал болады

*ε*инд (3.91)

Тізбек бір ғана орамнан тұратын болса, яғни ол қарапайым контур болып табылатын болса, онда (3.91) формула

*ε*инд  (3.91,а)

түрінде жазылады. Бұл формулалардағы –ағынілінісудің  өзгерісі болып өтетін уақыт аралығы. Егер  өте аз болса, онда (3.91) формулалар индукцияның ЭҚК-нің лездік мәнін береді. Егер  үлкен болса, онда бұл формулалармен есептеу кезінде индукцияның ЭҚК-інің орташа мәні шығады.

Формулалардағы минус таңбасы ағынілінісу азаятын кезде ( теріс) ЭҚК ағынілінісуді арттыратын индукциялық тоқты тудырады және керісінше дегенді білдіреді. Сөйтіп, минус таңбасы, Ленц заңына сай, индукция ЭҚК-нің өзін тудыратын себепке қарсы тұруы керек екендігін көрсетеді.

(3.91,а) формуладан көріп отырғанымыздай, ХБ жүйесінде магнит ағынының бірлігін *вольт–секунд* деп алуға болады, өйткені:

|*ΔΦ*|=|*ε*инд*Δt*|, 1 *Вб* = 1 *В⋅с.*

**3.3.9. Өздік индукция құбылысы. Өздік индукция ЭҚК-і.**

Тұрақты тоқ тізбегінде меншікті магнит өрісінің тізбекті тұйықтаған кезде және оны ажыратқан кездерде және ондағы тоқ күші өзгерген кездерде өзгеретіндігін еске алайық. Бұл дегеніміз көрсетілген мезеттерде осы тізбекте индукцияның ЭҚК-і пайда болуы тиіс дегенді білдіреді. *Тізбектің бойымен өтіп жатқан тоқтың магнит өрісінің өзгерісінің арқасында осы тізбекте индукцияның ЭҚК-інің пайда болуы өздік индукция құбылысы деп аталады,* ал пайда болатын электр қозғаушы күші *өздік индукцияның ЭҚК-і* деп аталды.

Тізбекті тұйықтаған кездегі құбылысты қарастырайық. Электр энергиясының *Б* көзінен және тізбектей қосылған *К* кілттен, *М* лампадан және *S* ферромагнетиктен жасалған өзегі бар катушкадан тұратын ажыратылған тізбек болсын (3.80-сурет). Тізбекті қосқан кезде лампа сәл-пәл кешігіп жанады. Бұл катушкада өздік индукцияның біршама ЭҚК-інің пайда болғандығын білдіреді, ал ол, Ленц заңы бойынша, тізбектегі тоқтың тез артуына кедергі жасайды. (3.81-сурет; *І*0 – тізбектегі тұрақты тоқ күші).

Өздік индукцияның ЭҚК-інің қарсылығын жеңуге қажетті болатын көздің энергиясы осы тізбектің магнит өрісінде, негізінен өзегі бар катушканың ішінде жинақталады. Тізбектегі тоқ күші тұрақталған кезде, тізбектің магнит өрісінің де энергиясы өзгеріссіз қалады. Тізбектің магнит өрісінің энергиясы тоқ күшіне ғана емес, сонымен қатар тізбектің түріне де, яғни оның *L* индуктивтігіне де тәуелді болады. Күшті электрмагниттерде магнит энергиясы да айрықша күшті болады.

Тізбекті ажыратқан кездегі өздік индукция құбылысын бақылау үшін 3.82-суретте көрсетілген тізбек құрады. Осы тізбекті *К* кілтпен ажыратқан кезде *S* катушканың және *М* лампаның тізбегі тұйықталған күйде қалады.



*Б*

*К*

*М*

*Б*

*К*

*М*

*3.80-сурет*

*3.81-сурет*

*3.90-сурет*

*3.91-сурет*

*I*

*I*0

*I*

*I*0

*t*

*t*

*S*

*S*

Катушкадағы тоқ тез түсе бастайтындықтан (3.83-сурет), онда өздік индукция ЭҚК-і пайда болып, ол тоқтың түсуін кемітуге тырысады. Осы кезде катушка азғантай уақытқа энергия көзіне айналып, ол *М* лампадағы тоқты тудырады. Тізбекті ажыратқан мезетте лампадағы тоқ нөлге дейін түседі де, бағытын өзгертіп, қайтадан секірмелі түрде, ағытылғанға дейінгі лампадағы тоқ мәнінен үлкенірек мәнге дейін көтеріле алады. Сондықтан лампа ажыратылу мезетінде жарқ ете қалып, тіптен лампаның жанып кетуі мүмкін.

Өздік индукцияның ЭҚК-ін есептеп шығаруға қажетті формуланы шығарайық. Индукцияның кез келген ЭҚК-ін (3.91) формула бойынша табуға болатындықтан, *ε*инд, ал  онда *ε*өз*,* осыдан

*ε*өз (3.92)

Тізбектегі өздік индукция ЭҚК-і осы тізбектегі ток күшінің өзгерісіне тура пропорционал болады.

**Магнит өрісінің энергиясы**. Жоғарыда айтқанымыздай, тізбектің магнит өрісінің энергиясы ондағы тоқ күшіне және оның формасына тәуелді болады. Енді осы тәуелділікті дәлірек анықтайық. Магнит өрісінің маг энергиясының тізбекті тұйықтаған кезде пайда болатын өздік индукцияның ЭҚК-ін жеңуге жұмсалатын жұмысқа тең болатындығын ескерейік. Егер осы кездегі өздік индукцияның ЭҚК-інің орташа мәні *εөз* болса, онда ондағы тоқтың өсуінің  уақыт аралығы ішінде тізбек бойымен  заряд өтеді де, өздік индукцияның ЭҚК-ін жеңуге қажет жұмыс *εөз* болады. Сонда:



Минус таңбасы зарядтардың осы кезде өздік индукцияның ЭҚК-іне қарсы қозғалатындығын көрсетеді. εөз болатындықтан, 

Тізбектегі тоқ 0-ден *І* мәніне дейін артатын болғандықтан,  болады, ал  дегеніміз өсу уақытындағы орташа тоқ күші. Орташа тоқ күшін /2 деп алып және  және  мәндерін жоғарыда келтірілген қатынасқа қойып, бойында  тоқ жүріп жатқан тізбектің магнит өрісінің энергиясын есептеуге қажет формуланы табамыз:

 (3.93)

Тізбектің магнит өрісінің энергиясы ондағы тоқ күшінің квадратына және L индуктивтікке тура пропорционал болады.

***Пысықтауға арналған сұрақтар:***

1. Магнит индукция сызықтары. Құйынды өріс?
2. Түзу тоқтың, дөңгелек және соленоидтың магнит өрісін түсіндір
3. Соленоидтың және тұрақты магниттың магниттік қасиеттері?
4. Ампердің анықтамасы?
5. Парамагниттік, даимагниттік, ферромагниттік заттардың қасиеттерін түсіндір
6. Амперметр және вольтметрдің құрылысы және жұмыс істеу принциппі?
7. Лорен күші
8. Электромагниттік индукция құбылысы?

**Әдебиеттер тізімі**

**Негізгі:**

1. Савельев И.В. Жалпы физика курсы. 1, 2 том. -Алматы, Мектеп, 1982, (аударма).

2. П. Полатбеков. Оптика. -Алматы, Мектеп, 1981.

3. Савельев И.В. Курс общей физики. 1, 2, 3 том. М., Наука. Главная редакция физико-математической литературы. 1988.

4. С.Э. Фриш, А.В. Тиморева. Жалпы физика курсы. 1,2 том. Алматы, Мектеп, 1981.

5. Н.Б. Кадыров. Ядролық физика негіздері. Алматы, Қазақ университеті, 2000, 2002, 2004.

6. Әбілдаев Ә.Х. Физика. Алматы, Қазақ Университеті, 2011.

**Қосымша:**

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики.-М.: Наука, 1977-1986, т. 1-5.

2. Н. Кадыров, Н. Қойшыбаев. Механика, молекулалық физика. Алматы, Қазақ университеті, 2001.

3. К.Б. Жұманов. Атомдық физика негіздері. Алматы, Қазақ университеті, 2000.

4. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М., Высшая школа, 2000.

5. Трофимова Т.И. Курс физики. Учебник для вузов. М., Высшая школа, 1999.

7. Исатаев И., Асқарова А.С., Өмірбеков Ж. т.б. Жалпы физикалық практикум. Алматы.: Қазақ университеті, 2002.

8. Е.А. Ахметов, К.Б. Жұманов, З.К. Өмірбеков. Электр және магнетизм практикумы. Алматы, Қазақ университеті, 1997.

9. Ш.Ш. Сарсембинов, Е.А. Ахметов және т.б. Физикалық практикум. Оптика. Алматы, MEGAPOLIS CORPATION, 1999.

10. Ә.Х. Әбілдаев, Б.Г. Ахметова, Н.Б. Қадыров және т.б. Ядролық физика негіздері пәнінен лабораториялық жұмыстарға әдістемелік нұсқау. Алматы, Қазақ университеті, 2002.

**Мазмұны**

**Кіріспе** 3

1. **Механика 5** 
   1. Кинематика. 5
      1. Механикалық қозғалыс 5
      2. Бірқалыпты және бірқалыпты үдемелі түзу сызықты қозғалыстар 7
      3. Денелердің еркін түсуі. Еркін түсу үдеуі 13
      4. Вектикаль жоғары лақтырылған дененің қозғалысы 13
      5. Материалдық нүктенің шеңбер бойымен бірқалыпты қозғалысы 16

## Динамиканың негіздері 18

### Ньютон заңдары 18

* + 1. Динамиканың негізгі заңының қолдану мысалдары 24
    2. Бүкіл әлемдік тартылыс 28
    3. Импульс. Импульстің сақталу заңы. 42
    4. Энергия және жұмыс. 48
    5. Энергияның сақталу заңы 52

### Гидростатика. Гидродинамика

* + 1. Паскаль заңы. 54
    2. Архимед заңы 57
    3. Бернулли теңдеуі 59
    4. Тұтқырлық. Пуазейль өрнегі. 61
    5. Түтіктердегі турбуленттік ағыс. Рейнольдс саны. 62

1. **МОЛЕКУЛАЛЫҚ ФИЗИКА ЖӘНЕ ТЕРМОДИНАМИКА** 65
   1. Молекулалық –кинетикалық теорияның негіздері 65
      1. Молекулалардың кинетикалық және потенциялық энергиясы 69
   2. Заттың газ күйі 73
      1. Броундық қозғалыс. 74
      2. Идеал газ 80
      3. Газдардың молекулалық-кинетикалық теориясының негізгі теңдеуі. 82
      4. Температураның термодинамикалық шкаласы. 84
      5. Идеал газдың күй теңдеуі 87
      6. Энергияның сақталу және түрлену заңы 95
      7. Нақты газдар 103
   3. Сұйықтар 110
      1. Сұйықтың бет қабаты. 111
      2. Беттік керілу. 112
      3. Лапластық қысым 116
      4. Ішкі үйкеліс үшін Ньютон заңы. Динамикалық тұтқырлық. 119
   4. Термодинамика 121
      1. Термодинамиканың бірінші заңы. 121
      2. Ішкі энергия және энергияның бірдей таралу принципі 123
      3. Термодинамиканың екінші заңы 130
2. **Электродинамика** 140
   1. Электростатика 140
      1. Электр өрісі 140
      2. Кулон заңы. 140
      3. Электр өрісіндегі өткізгіштер. 144
      4. Электр сыйымдылық 150

## Тұрақты электр тоғы 159

* + 1. Ом заңы. 160
    2. Резисторлардың тізбектей және параллель қосылуы 162
    3. Электрлік диссоциация 167
    4. Газдардағы және вакуумдегі электр тоғы 175
    5. Жартылай өткізгіштердегі электр тоғы 178
  1. Электромагнетизм 187
     1. Тоқтардың өзара әрекеттесуі 187
     2. Параллель тоқтардың өзара әрекеттесу күші. Ортаның магниттік өтімділігі 192
     3. Ампер күші 194
     4. Магнит ағыны 196
     5. Парамагниттік, диамагниттік және ферромагниттік заттар 200
     6. Лоренц күші. 206
     7. Электромагниттік индукция 208
     8. Электромагниттік индукция үшін Ленц заңы. 213
     9. Өздік индукция құбылысы. Өздік индукция ЭҚК-і. 215

**Әдебиеттер тізімі**  218