А. С. Нўъмонхўжаев

ФИЗИКА

КУРСИ

I қисм

Механика
Статистик физика
Термодинамика

А. С. НУЪМОНХЎЖАЕВ

ФИЗИКА КУРСИ

I қисм

МЕХАНИКА
СТАТИСТИК ФИЗИКА
ТЕРМОДИНАМИКА

Ўзбекистон жумҳурияти олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги техника олий дорилфунунлари ва олийгоҳлари учун ўқув қўлланма сифатида тасдиқлаган

ТОШКЕНТ «ЎҚИТУВЧИ» 1992

Тақризчилар: Физика-математика фанлари доктори,
профессор **М. А. МАГРУПОВ,**
физика-математика фанлари номзоди,
доцент **Д. Ф. ОРИПОВА**

Махсус муҳаррир. Физика-математика фанлари
номзоди, доцент **Ҳ. А. РИЗАЕВ**

Ўқув қўлланма ССЖИ халқ таълим давлат қўмитасининг олий таълим бўйича ўқув-методик Бош бошқармаси томонидан 1988 йил 29 июнда тасдиқланган олий техника ўқув юртларининг инженер-техник мутахассисликлари учун «Физика» фани дастури асосида ёзилган.

Китоб икки бўлимдан иборат бўлиб, биринчи бўлимда классик механиканинг физик асослари ва релятивистик механиканинг элементлари баён қилинган. Маълум даражада мантиқий кетма-кетликни сақлаш ва талабаларнинг физика фанини ўзлаштиришларида қулайлик яратиш мақсадида китобнинг иккинчи бўлимига статистик физика ҳамда термодинамикага оид материаллар киритилган. Китобни ёзилишида тилнинг равонлигига ва физик қонуниятларнинг моҳиятини чуқур очиб берилишига катта эътибор берилган.

Ўқув қўлланмадаги материалларнинг кетма-кетлиги ва уларнинг баён этилиши муаллифнинг узоқ йиллар давомида Тошкент политехника олийгоҳида ва Ўзбекистон жумҳурияти телевидениеси орқали сиртдан билим олувчи талабалар учун ўқиган ҳамда Тошкент архитектура қурилиш олийгоҳида ўқилиб келинаётган лекцияларида синовдан ўтган.

Ўқув қўлланма техника олий дорилфунунлари ва олийгоҳларининг талабалари учун мўлжалланган.

$\frac{1604010000-28}{353\ (04)-92}$ — 93

ISBN5—645—01907—5

КИРИШ

Азиз талаба! Сиз физика фани ҳақидаги бошланғич маълумотни ўрта мактабда таҳсил кўриб юрган кезларингизда олгансиз. Келинг, физика фанини ривожланишидаги баъзи бир лавҳаларни ёдга олайлик. Умуман «физика» юнонча сўз бўлиб, табиат деган маънони билдиради.

Физика материя ҳаракатининг энг оддий ва умумий (механик, иссиқлик, электромагнит ва ҳоказо) формалари ҳамда уларнинг ўзаро бир-бирларига айланишларини ўрганади. Шунинг учун ҳам мураккаб химик, биологик, астрономик ва бошқа жараёнларни ўрганишда физик қонунлар (Ньютон қонунлари, энергиянинг сақланиш, бутун олам тортишиш қонунлари, нисбийлик назарияси, квант механикаси қонунлари ва ҳоказо) асос (пойдевор) вазифасини бажаради.

Бундан тахминан 2500 йил олдин вужудга келган физика фани дастлаб химия, биология, астрономия ва бошқаларни ўз ичига олган. Лекин кишилик жамиятининг ривожланиши натижасида улар кейинчалик алоҳида фан тарзида бирин-кетин ажралиб чиқа бошлаган. Бугунги кунда физика фани билан бошқа табиат фанлари орасига аниқ чегара қўйиш мумкин эмас. Чунки жуда кўп соҳалар борки, уларни физика фани бошқа фанлар билан биргаликда ўрганади. Шу тариқа физика-химия, биофизика, астрофизика, геофизика ва бошқа фанлар вужудга келган.

Физика фанининг ривожланиши бошқа табиий фанларни ривожланишига ва кўпгина ҳолларда янги фанларнинг вужудга келишига олиб келган. Масалан, физиклар томонидан микроскопнинг ихтиро этилиши химия, биология, зоология, медицина фанларининг кенг кўламда ривожланишига сабабчи бўлди. Телескопнинг яратилиши, спектрал анализ қонунларининг кашф этилиши эса астрономия фанининг ривожланишини жадаллаштирди.

Фарадейнинг электромагнит индукция ҳодисасини кашф этиши электротехника фанини, А. С. Поповнинг радиони ихтиро этиши эса радиотехника фанининг вужудга келишига сабабчи бўлди.

Физика фанида яратилган кашфиётлар техниканинг турли соҳаларини ривожланишига, ўз навбатида саноатни ва халқ хўжалигини жадал ривожланишига олиб келган. Бугунги кунда кундалик ҳаётимизда ишлатилаётган электр ёритгич асбоблари, радиоприёмниклар, телевизорлар, завод ва фабрикалардаги турли хил станоклар, замонавий электрон ҳисоблаш машиналари, самолётлар ва бошқалар физика фанидаги яратилган кашфиётларнинг натижасидир.

Ўз навбатида техника фанларининг эришган ютуқлари физика фанининг янада ривожланишига сабабчи бўлган. Техникани, умуман халқ хўжалигининг ривожланиб боришида узлуксиз равишда вужудга келувчи физик муаммоларни ҳал этиб боришга тўғри келади. Бу эса техника фанларининг ҳамма вақт физика фани билан ҳамкорликда иш олиб боришини тақозо этади.

Юқорида келтирилган мисоллардан физика техника фанларининг асосини ташкил этиши кўриниб турибди. Шунинг учун ҳам физика фанидаги муҳим ва умумий тушунчаларни чуқур, пухта ўзлаштириш техника фанларини ўрганиш ва ниҳоят техника соҳасида юқори даражадаги инженер мутахассис бўлиб етишиш учун муҳим омилдир.

Физика фанининг асослари билан танишишни бошлашдан аввал яна шуни таъкидлаб ўтиш керакки, физиканинг асосий қонунларини мантиқан исбот этиш мумкин эмас. Уларнинг тўғри ёки нотўғрилигини тажрибаларга таяниб аниқлаш мумкин. Умуман, физиканинг изланиш услуби тажрибадир. Тажрибада олинган маълумотларни умумлаштирилиши қандайдир гипотезаларнинг вужудга келишига ва булар ўз навбатида кузатилаётган ҳодисанинг физик қонунларини аниқлашга олиб келади. Қонунларнинг пухта ўзлаштирилиши кузатилаётган ҳодиса учун физик назарияни яратиш имконини беради. Физик назария эса ўз навбатида турли характердаги амалий масалаларни муваффақиятли ечишда ўз татбиғини топади.

Демак, тўла изланиш жараёнини шартли равишда қуйидаги босқичлар ёрдамида ифодалаш мумкин:

кузатиш → тажриба → гипотеза → қонун → назария → амалиёт

МЕХАНИКАНИНГ ФИЗИК АСОСЛАРИ

Механика жисмлар ҳаракати ва уларнинг мувозанат ҳолатлари ҳақидаги таълимотдир. Механик ҳаракат деганда — жисмларнинг ёки жисм қисмларининг фазода вақт ўтиши билан бир-бирларига нисбатан кўчишлари тушунилади.

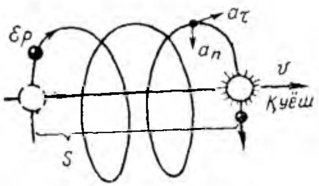
Механика кинематика, статика ва динамика деб аталувчи уч қисмга бўлинади.

Механиканинг кинематика қисми жисм ҳаракатини уни вужудга келтирувчи сабаблардан ҳоли равишда олиб ўрганади.

Статика жисмларнинг мувозанат шартларини ўрганади.

Механиканинг динамика қисми эса жисм ҳаракатини уни келтириб чиқарувчи сабаблар билан боғлиқ равишда ўрганади.

Ҳаракати ўрганилаётган жисм ёки жисмлар системасининг характерларига қараб механика яна моддий нуқта механикаси, қаттиқ жисм механикаси ва узлуксиз муҳит механикаси деб аталувчи учта қисмга бўлинади.



I БОБ

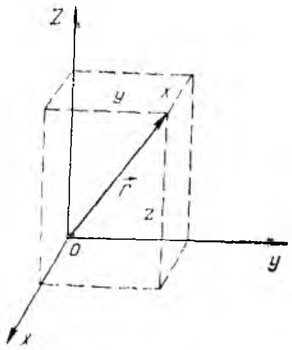
КИНЕМАТИКА

1-§. МОДДИЙ НУҚТА, САНОҚ СИСТЕМАСИ, РАДИУС-ВЕКТОР ВА ТРАЕКТОРИЯ ТУШУНЧАЛАРИ

Моддий нуқта тушунчаси. Ҳаракати ўрганилаётган жисмнинг катталиги ва шакли кузатилаётган шароитда ҳеч қандай аҳамиятга эга бўлмаса, бундай жисм *моддий нуқта* деб қаралади.

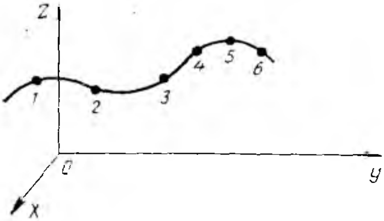
Мисол учун ўртача радиуси 6371 км бўлган биз яшаётган Ер ўзининг Қуёш атрофидаги орбитасида ҳар секундда 29,75 километрдан йўл ўтиб, 1 йил давомида 1 марта айланиб чиқади. Бундай шароитда Ер шарининг катталиги, шакли ва унинг ичида содир бўлаётган мураккаб жараёнлар унинг орбитадаги ҳаракатини ўрганилаётганда ҳеч қандай аҳамиятга эга эмас. Демак, Ернинг Қуёш атрофидаги орбита бўйлаб ҳаракатини ўрганилаётганда унга моддий нуқта деб қарашимиз мумкин. Лекин Ер сиртидаги масалан, бирор транспорт воситасининг ҳаракати ўрганилаётган бўлса, бундай шароитда Ер шарининг катталиги ва шакли албатта эътиборга олиниши шарт, яъни бу шароитда Ерни моддий нуқта деб қараш мумкин эмас.

Саноқ системаси. Исталган бир жисмнинг ҳаракати бошқа бир жисмга ёки бир-бирларига нисбатан тинч турган жисмлар тўдасига нисбатан олиб ўрганилади. Масалан, кўчадаги трамвай, автобус ва бошқаларнинг ҳаракатларини кўча атрофидаги дарахтларга ҳамда иморатларга нисбатан кузатилади. Кўрилаётган мисолдаги дарахтлар ва иморатлар саноқ системаси вазифасини бажаради. Амалда, хусусан, саноқ системаси сифатида бирор қаттиқ жисм билан боғланган, ўзаро бир-бирларига тик бўлган 3 та ўқдан иборат бўлган декарт координаталар системаси қўлланилади. Бундай саноқ системаси моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган жисмнинг исталган вақтда фазодаги ўрнини тўла аниқлаш имконини беради. Нуқтанинг фазодаги ўрни x, y ва z координаталари орқали аниқланади. Бунда x, y, z кузатилаётган нуқтадан мос равишда XOZ, ZOX, XOУ, координаталар текисликларигача бўлган масофалардир (1- расм).



1- расм.

Радиус- вектор тушунчаси. Координаталар бошидан кузатилаётган нуқтага ўтка-



2- расм.

зилган $\vec{r}$ векторнинг координата ўқларидаги проекциялари нуқтанинг координаталарига мос равишда тенгдир, яъни $r_x = x$; $r_y = y$ ва $r_z = z$. Агар нуқтанинг фазодаги ўрни ўзгарадиган бўлса, $\vec{r}$ ҳам ўзгаради. Шунинг билан бир қаторда нуқтанинг x, y, z координаталари ҳам ўзгаради. Бундан кўринадики, нуқтанинг истаган вақтда фазодаги ўрнини x, y, z координаталари ёки $\vec{r}$ вектори орқали ифодалаш мумкин экан.

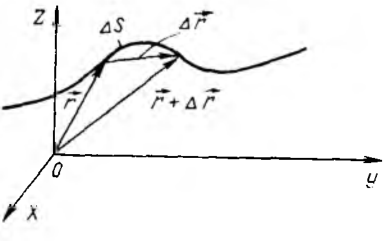
Нуқтанинг фазодаги ўрнини тўла равишда аниқлашга имкон берувчи бундай вектор *радиус-вектор* деб аталади.

Траектория тушунчаси. Фараз қилайлик, моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган, тенг вақтлар ичида ва ихтиёрий йўналишда фазода силжиб бораётган жисм ҳаракатини 25 минут давомида кузатилаётган бўлсин. Кузатиш бошланишида ва сўнгра ҳар 5 минут вақт ўтганда жисмнинг фазодаги ўринларини *1, 2, 3, 4, 5 ва 6* нуқталар ифодаласин (2- расм). Агар жисмнинг фазодаги ўринларини ҳар бир минут вақт ўтганда нуқталар орқали ифодаланса, уларнинг сони 26 та бўлади. Ана шу тарзда ҳаракатланаётган жисмнинг 25 минут давомидаги фазодаги ҳолатларини истаган кўп миқдордаги нуқталар орқали ифодалаш мумкин. Бу нуқталарни ўзаро туташтириш эса ҳаракатнинг траекториясини ҳосил қилади.

Демак, ҳаракат қилаётган жисмнинг берилган вақт оралиғидаги ҳаракат траекторияси деганда, шу оралиқдаги вақтнинг ҳар қандай қийматларида кузатилаётган жисмнинг фазодаги ўринларини ифодаловчи нуқталарнинг ўзаро қўшилишидан иборат бўлган чизиқни тушунилади.

2- §. ТЕЗЛИК

Ҳаракатланаётган моддий нуқтанинг фазодаги ўрнини ифодаловчи x, y, z координаталар ва $\vec{r}$ радиус- вектор вақт ўтиши билан узлуксиз ўзгариб боради. Координаталарнинг ва унга мос равишда радиус-векторнинг бирлик вақт оралиғида ўзгариш миқдорини аниқловчи физик катталик — тезликни киритайлик.



3- расм.

Моддий нуқта бирор траектория бўйича ҳаракатланаётган бўлиб, бирор t вақтда унинг фазодаги ўрни $\vec{r}$ радиус- вектор орқали ва орадан Δt вақт ўтгандан сўнг, яъни $t + \Delta t$ да нуқтанинг фазодаги ўрни $\vec{r} + \Delta\vec{r}$ радиус- вектор орқали ифодалансин (3- расм). Демак, радиус-вектор Δt вақт ичида $\Delta\vec{r}$ га ўзгарган, моддий нуқта эса Δs масофага силжиган бўлсин. Радиус-векторнинг вақт бўйича ўзгаришини кўриб чиқайлик. $\Delta \vec{r}/\Delta t$ нисбатнинг миқдори ва фазодаги йўналиши Δt нинг қийматига боғлиқдир. Агар Δt вақт оралиғини узлуксиз камайтириб борсак, нисбат аниқ катталикка интилади ва бу катталик моддий нуқтанинг t вақтдаги ҳаракат тезлигидан иборат бўлади. Юқорида таъкидлаб ўтилганларни математик усулда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \vec{v}. \tag{2.1}$$

(2.1) ифодадан тезлик векторининг йўналиши $\Delta \vec{r}$ векторнинг йўналиши билан мос келиши кўриниб турибди. Агар Δt ни узлуксиз камайтириб борилса, $\Delta \vec{r}$ нинг йўналиши пировардида шу вектор бошланиш нуқтасидаги траекторияга ўтказилган уринма билан мос тушади, $\Delta \vec{r}$ нинг сон қиймати эса Δs га тенг бўлиб қолади.

Демак, бирор траектория бўйича ҳаракатланаётган жисмнинг исталган нуқтадаги тезлик вектори траекториянинг шу нуқтасига ўтказилган уринма бўйича йўналган бўлар экан.

Математика курсидан маълумки, (2.1) формула асосида тезлик векторини радиус-вектордан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила кўринишида ёзиш мумкин, яъни

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}. \tag{2.2}$$

3-расмдан кўринадики, берилган t учун, Δt узлуксиз камайиб борса, $\Delta \vec{r}$ нинг $|\Delta r|$ модули Δs га интилади ва (2.1) формулага асосан тезлик векторининг модулини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$|\vec{v}| = v = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt}. \tag{2.3}$$

3-§. ТЕЗЛАНИШ

Моддий нуқтанинг ҳаракат тезлиги вақт ўтиб бориши билан ҳам сон қиймати бўйича, ҳам йўналиши бўйича ўзгариб туриши мумкин. Бу ўзгаришни характерловчи катталик тезланишдан иборат. Бирор t вақтда нуқта ҳаракатининг тезлиги $\vec{v}$ ва $t + \Delta t$ да $\vec{v} + \Delta \vec{v}$ га тенг бўлсин. Юқорида кўриб ўтганимиздек, ўртача тезланишни аниқловчи $\frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$ нисбатнинг қиймати Δt узлуксиз камайиб борганда аниқ катталикка интилиб, тезланишнинг берилган t вақтдаги қийматини ифодалайди, яъни

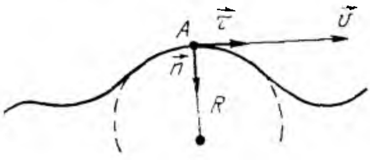
$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}. \tag{3.1}$$

(3.1) формуладаги $\vec{v}$ ўрнига унинг (2.2) муносабатдаги ифодасини келтириб қўйсак,

$$\vec{a} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} \tag{3.2}$$

ҳосил бўлади.

Демак, моддий нуқтанинг ҳаракат тезланиши радиус-вектордан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилага тенг экан.



4- расм.

Моддий нуқтанинг ҳаракат траекторияси эгри чизиқдан иборат бўлган умумий ҳолни кўриб чиқайлик. Траекторияда ихтиёрий равишда бирор A нуқтани танлаб олиб (4-расм), шу нуқта орқали эгрилик доирасини ўтказайлик. Эгрилик доирасининг R радиуси эгри чизиқли траекториянинг берилган A нуқтадаги эгрилик радиуси бўлсин. A нуқтадан чиқувчи иккита бирлик векторни танлайлик: улардан бири $\vec{r}$ траекторияга уринма равишда ва иккинчиси $\vec{n}$ эгрилик радиуси бўйлаб йўналган бўлсин.

Тезлик вектори ҳамма вақт траекторияга ўтказилган уринма бўйича йўналганлигини эътиборга олиб, қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\vec{v} = v\cdot\vec{\tau}. \tag{3.3}$$

A нуқта моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган жисмнинг бирор вақтда фазодаги ўрнини кўрсатади. Вақт ўтиб бориши билан A нуқта траектория бўйлаб кўча бошлайди ва шунга мос равишда $\vec{r}$ векторнинг йўналиши ҳам ўзгариб боради. Буни эътиборга олган ҳолда (3.3) ни (3.1) га келтириб қўйиб қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\vec{a} = \frac{d\,(v\cdot\vec{\tau})}{dt} = \vec{\tau}\,\frac{dv}{dt} + v\,\frac{d\,\vec{\tau}}{dt}. \tag{3.4}$$

(3.4) формуладан кўринадики, тезланиш вектори иккита ташкил этувчининг йиғиндисидан иборат экан: биринчиси (биринчи ҳад) траекторияга ўтказилган уринма бўйича йўналган тезликнинг сон миқдори бўйича ўзгаришини характерловчи тезланиш ва иккинчиси ҳамма вақт тезлик векторига тик бўлиб, эгрилик марказига қараб йўналгин тезликнинг шу йўналиш бўйича ўзгаришини характерловчи тезланиш. Шунинг учун тезланиш векторининг бу ташкил этувчиларини мос равишда *уринма (тенгенциал) тезланиш* ($\vec{a}_t$) ва *марказга интилма (нормал) тезланиш* ($\vec{a}_n$) деб аталади. (3.4) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\vec{a} = \vec{a}_t + \vec{a}_n.$$

Осонлик билан кўрсатиш мумкинки, тезланиш векторининг тангенциал ва нормал ташкил этувчиларининг модуллари қуйидагича аниқланади:

$$a_\tau = \frac{dv}{dt} \quad \text{ва} \quad a_n = \frac{v^2}{R}. \tag{3.5}$$

4-§. МОДДИЙ НУҚТАНИНГ ТЎҒРИ ЧИЗИҚЛИ ҲАРАКАТИ

Моддий нуқта деб ҳисобланиши мумкин бўлган жисм тезлигининг ҳаракат давомида фақат миқдори (қиймати) ўзгариб, йўналиши эса ўзгармасдан қолса, бундай ҳаракат траекторияси тўғри чизиқдан иборат бўлади ва уни *тўғри чизиқли ҳаракат* деб аталади. Тўғри чизиқли ҳаракатда тезлик йўналиши ўзгармайди, яъни $\vec{\tau} = \text{const}$, демак, $\frac{d\vec{\tau}}{dt} = 0$. Бу ҳолдан тезлик ва тезланиш векторлари битта тўғри чизиқда ётиши келиб чиқади. (3.4) ифода содда

$$a = \frac{dv}{dt}$$

кўринишга келади. Бу ифодадан қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$dv = adt. \tag{4.1}$$

Агар берилган вақт оралиғида (0 дан t гача) жисм ҳаракатининг тезлиги (v_0 дан v гача) ўзгарган бўлса. (4.1) ифодани қуйидагича интеграллаб,

$$\int_{v_0}^{v} dv = \int_{0}^{t} adt$$

тезликнинг t вақтда эришган қийматини топиш мумкин:

$$v = v_0 + \int_{0}^{t} adt. \tag{4.2}$$

Агар ҳаракат давомида $a = \text{const}$ ва у мусбат ишорали бўлса, тезлик ва тезланиш йўналиши бир хил бўлади ҳамда (4.2) ифода

$$v = v_0 + at$$

кўринишда ёзилади. Вақт ўтиши билан тезлик қиймати бир хилда ортиб боради. Бундай ҳаракатни *текис тезланувчан ҳаракат* дейилади.

Акс ҳолда, a — манфий ишорали, демак, тезлик ва тезланиш қарама-қарши йўналишда бўлса, (4.2) ифода

$$v = v_0 - at$$

кўринишда ёзилиб, бунда тезликнинг қиймат бўйича камайиши кузатилади. Бундай ҳаракат *текис секинланувчан ҳаракат* дейилади. Умумий ҳолда

$$v = v_0 \pm at \tag{4.3}$$

ифодани ёзиш мумкин ва ҳаракатни текис ўзгарувчан дейилади. (4.3) ифода ёрдамида ҳаракатланаётган жисмнинг берилган вақт оралиғида босиб ўтган йўлини ҳисоблаш мумкин. Бунда (2.3) ифодани

$$ds = vdt \tag{4.4}$$

кўринишда ёзиб, v ўрнига (4.3) даги ифодасини қўямиз:

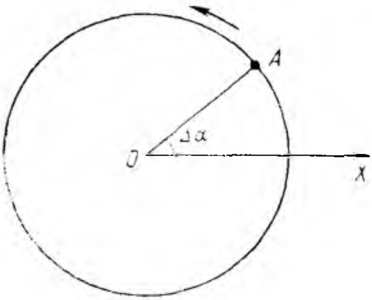
$$ds = (v_0 \pm at)\ dt.$$

Бу формулани вақт бўйича интеграллаб, қуйидагига эга бўламиз:

$$s = \int_0^t (v_0 \pm at)\ dt = v_0 t \pm \frac{at^2}{2}. \tag{4.5}$$

5-§. МОДДИЙ НУҚТАНИНГ АЙЛАНА БЎЙЛАБ ҲАРАКАТИ

Моддий нуқта ҳаракатининг траекторияси айлана шаклида бўлса, бундай ҳаракат *айланма ҳаракат* деб аталади. Айланма ҳаракатдаги A жисмнинг истаган t вақтдаги ўрнини $\overrightarrow{OA}$ радиус-векторнинг бирор қўзғалмас, яъни OX ўқи билан ҳосил қилган α бурчаги орқали ифодалаш мумкин (5-расм). Агар $\overrightarrow{OA}$ радиус-вектор Δt вақт оралиғида $\Delta \alpha$ бурчакка бурилган бўлса, жисм бурчакли тезлигининг ўртача қиймати $\langle \omega \rangle = \frac{\Delta \alpha}{\Delta t}$ га тенг бўлади. Бурчакли тезликнинг берилган вақтдаги қиймати



5-расм.

$$\omega = \frac{d\alpha}{dt} \tag{5.1}$$

ифода орқали аниқланади, яъни бурчакли тезлик бурилиш бурчагидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага тенг.

Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракатидаги чизиқли тезлигининг берилган t вақтдаги қийматини v деб белгилаб олсак, Δt вақт оралиғи ва унга мос равишда $\Delta\alpha$ узлуксиз камайтириб борилса шу кузатилаётган жуда кичик вақт оралиғидаги моддий нуқтанинг айлана бўйлаб босиб ўтган ds йўл узунлигини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$ds = vdt = rd\alpha,$$

бунда r — $\overrightarrow{OA}$ радиус-векторнинг узунлиги. Юқоридаги формуладан $d\alpha$ нинг қиймати

$$d\alpha = \frac{vdt}{r}$$

ни (5.1) га келтириб қўямиз ва чизиқли ҳамда бурчакли тезликлар орасидаги қуйидаги муносабатни оламиз:

$$v = \omega r. \tag{5.2}$$

Бурчакли тезлик кузатиш давомида ўзгармас қийматга эга бўлса, бундай ҳаракат *айлана бўйлаб текис ҳаракат* деб аталади. Айлана бўйлаб текис ҳаракат учун (5.1) ни

$$d\alpha = \omega\, dt$$

кўринишда ёзиб, O дан T (бир марта тўлиқ айланиб чиқиш учун кетган вақт — айланиш даври)гача бўлган вақт оралиғидаги бурилиш бурчаги 2π нинг

$$2\pi = \alpha = \int d\alpha = \int_0^T \omega\, dt = \omega T$$

га тенг эканлигини аниқлаб, бурчакли тезликни $\omega = \frac{2\pi}{T}$ ёки

$$\omega = 2\pi n \tag{5.3}$$

кўринишда ифодалаш мумкин.

(5.3) да $n = \frac{1}{T}$ га тенг бўлиб, вақт бирлигидаги тўла айланишлар сони. Умуман айланма ҳаракатда бурчакли тезликнинг қиймати вақт ўтиши билан ўзгариб туриши мумкин.

Бурчакли тезланиш бурчакли тезликнинг бир бирлик вақт давомида ўзгариш катталигини аниқлайди. Агар Δt вақт оралиғида бурчакли тезлик $\Delta\omega$ га ўзгарган бўлса, бурчакли тезланишнинг шу вақт оралиғидаги ўртача қиймати қуйидагича бўлади:

$$\beta = \frac{\Delta\omega}{\Delta t}.$$

Бурчакли тезланишни берилган t вақтдаги қийматини

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} \tag{5.4}$$

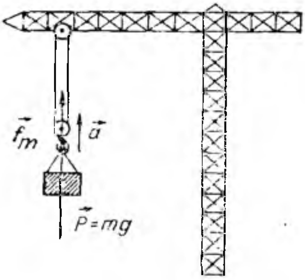
кўринишда ёзиб, (5.1) ни (5.4) га келтириб қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$\beta = \frac{d^2\alpha}{dt^2}. \tag{5.5}$$

(5.5) дан бурчакли тезланиш бурилиш бурчагидан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилага тенг эканлиги кўриниб турибди.

Саволлар

1. Ер сунъий йўлдошининг ҳаракати ўрганилаётганда сунъий йўлдошни моддий нуқта деб ҳисоблаш ўринлими? Унинг исталган вақтда фазодаги ўрнини радиус-вектор орқали ифодалаш мумкинми?
2. Моддий нуқта ҳаракатининг тезлиги ва тезланиши радиус-векторнинг қандай ўзгариши орқали ифодаланади? Шунингдек, улар радиус-вектор билан қандай ифодалар орқали боғланган?
3. Қандай ҳаракатларда тезланишнинг тангенциал ташкил этувчиси нолга тенг бўлади?
4. Қандай ҳаракатларда тезланишнинг нормал ташкил этувчиси нолга тенг бўлади?
5. Чизиқли тезлик ва чизиқли тезланишлар билан бурчакли тезлик ҳамда бурчакли тезланишлар орасида мос равишда қандай ўхшашлик ва фарқ бор?



II БОБ

МОДДИЙ НУҚТА ДИНАМИКАСИ

Аввал айтиб ўтилганидек, динамика механиканинг бир қисми бўлиб, жисм ҳаракатини уни вужудга келтираётган сабаблар билан боғлиқ равишда ўрганади.

Динамиканинг асосини Ньютон қонунлари ташкил этади. Ньютон ўзидан олдинги тўпланган тажрибалар асосида олинган маълумотларни ўрганиб, уларни таҳлил қилиб динамиканинг учта қонунини яратди. Бу қонунлар Ньютоннинг 1687 йилда чоп этилган «Табиат фалсафасининг математик асослари» китобида баён этилган.

Ньютон қонунларининг тўғри ёки нотўғрилиги улардан келиб чиқаётган хулосаларнинг тажриба асосида олинган маълумотларга мос келиши ёки мос келмаслиги орқали аниқланади.

Бугунги кунгача олиб борилган кузатишлар катта массали жисмлар ёруғлик тезлигига нисбатан жуда кичик тезликларда ҳаракатланаётган ҳолларда Ньютон қонунлари ҳақиқатни жуда тўғри акс эттиришини кўрсатди. Ньютон қонунларига асосланган механика *Ньютон механикаси* ёки *классик механика* деб аталади.

6-§. НЬЮТОННИНГ БИРИНЧИ ҚОНУНИ. ИНЕРЦИАЛ САНОҚ СИСТЕМАСИ

Ньютоннинг биринчи қонуни қуйидагича таърифланади: *ҳар қандай жисм ўзининг тинч ҳолатини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини унга бошқа жисмлар томонидан таъсир кўрсатилиб, унинг шу ҳолатини ўзгартиришга мажбур қилмагунларича сақлайди.*

Берилган жисм билан атрофдаги бошқа жисмларнинг бир-бирига кўрсатаётган ўзаро таъсирини ёки турли хил ташқи майдонларнинг шу жисмга кўрсатаётган таъсирини миқдор жиҳатдан характерловчи физик катталик *куч* деб аталади.

Умуман табиатда бирор жисмни топиш мумкин эмаски, унга бошқа жисмлар томонидан таъсир кўрсатилмаётган бўлсин, бошқача айтганда шу жисмга ҳеч қандай куч таъсир этмаётган бўлсин. Лекин бирор саноқ системасига нисбатан тинч турган ҳар қандай жисмни кузатсак, унга албатта бир қанча кучлар таъсир этаётганлигига ва бу кучларнинг умумий таъсири нолга тенг эканлигига ишонч ҳосил қилишимиз мумкин.

Ньютоннинг биринчи қонуни ҳар қандай саноқ системасига нисбатан ҳам бажарилавермайди. Тушунишимиз осон бўлиши учун қуйидаги мисолни келтирайлик. Фараз қилайлик, трамвай бекатида қўлимиздаги юкни ерга қўйиб, бекатда тўхташни мўлжаллаб маълум тезланиш билан келаётган трамвай вагонини кузатаётган бўлайлик. Бекат, кўча атрофидаги дарахтлар ва бинолар биринчи саноқ системаси, трамвай вагони эса иккинчи саноқ системаси вазифасини ўтасин. Юкка таъсир этаётган кучлар: Ернинг тортишиш кучи ва Ер сирти томонидан кўрсатилаётган кўтариб турувчи куч бир-бирини тўла мувозанатлайди, яъни умумий таъсир нолга тенг. Биринчи саноқ системасига нисбатан юк ўзининг тинч ҳолатини сақлаб турибди, лекин шу вақтни ўзида иккинчи саноқ системасига нисбатан маълум тезланиш билан ҳаракатланмоқда. Бундан кўринадики, Ньютоннинг биринчи қонуни биринчи саноқ системасига нисбатан бажарилади, лекин иккинчи саноқ системасига нисбатан бажарилмайди.

Берилган саноқ системасига нисбатан Ньютоннинг биринчи қонуни бажарилса, бундай система *инерциал саноқ система,* акс ҳолда ***ноинерциал саноқ система*** дейилади. Инерциал саноқ системага нисбатан тинч ҳолатда турган ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлган ҳар қандай саноқ система *инерциал саноқ системадир.*

7-§. НЬЮТОННИНГ ИККИНЧИ ҚОНУНИ

Динамиканинг иккинчи қонунини Ньютон қуйидагича таърифлаган: *ҳаракат миқдорининг ўзгариши ҳаракатлантирувчи кучга пропорционал ва шу куч таъсири юз бераётган тўғри чизиқ йўналиши бўйича содир бўлади.*

Ҳаракат миқдори деганда Ньютон жисм массасини унинг тезлигига кўпайтмасини тушунган. Ҳозирги кунда «ҳаракат миқдори» ўрнига

$$\vec{p} = m\vec{v} \tag{7.1}$$

катталик жисм импульси деб аталади.

Масса берилган жисм инертлигининг ўлчовидан иборат катталикдир. Жисм инертлиги деганда, ҳар қандай ташқи таъсирга нисбатан жисмнинг қаршилик кўрсатувчанлик ёки ташқи таъсирга берилмаслик хусусияти тушунилади. Юқоридагиларни ҳисобга олиб Ньютоннинг иккинчи қонунини қуйидагича таърифлашимиз мумкин: жисм импульсининг вақт бўйича ўзгариш тезлиги шу жисмга таъсир этаётган кучга (ёки кучларнинг тенг таъсир этувчисига) тенг:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}. \tag{7.2}$$

(7.1) дан импульс ифодасини (7.2) га келтириб қўйсак

$$\frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{F} \tag{7.3}$$

ифодага эга бўламиз. Жисм ҳаракатининг тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан жуда кичик бўлган ҳолларда, яъни классик механика доирасида жисм массаси m ўзгармас катталикдан иборат деб қаралади. Бу ҳолда (7.3) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}.$$

$\frac{d\vec{v}}{dt}$ — ҳаракат тезланишидан ($\vec{a}$) иборат эканини эътиборга олиб юқоридаги формулани қуйидаги кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$m\vec{a} = \vec{F}. \qquad (7.4)$$

Демак, классик механика доирасида Ньютоннинг иккинчи қонунини қуйидагича таърифлашимиз мумкин: *жисмга таъсир этаётган куч жисм массаси билан шу куч таъсирида жисмнинг олган тезланишининг кўпайтмасига тенг.*

8-§. НЬЮТОННИНГ УЧИНЧИ ҚОНУНИ

Динамиканинг учинчи қонунини Ньютон қуйидагича таърифлаган: «Таъсирга ҳамма вақт тенг ва қарама-қарши акс таъсир мавжуд; бошқача айтганда, иккита жисмнинг бир-бирига ўзаро таъсирлари ўзаро тенг ва қарама-қарши йўналган». Таърифда «таъсир» ва «акс таъсир» иборалари бўлиб, юзаки қараганда «таъсир»— бирламчи ва «акс таъсир»— иккиламчига ўхшаб кўринади. Лекин «таъсир» ва «акс таъсир»лар ўзларининг физик табиати бўйича айнан бир хилдир.

Мисол учун Ер билан унинг атрофидаги орбитада ҳаракатланаётган Ойни кўз олдимизга келтирайлик. Булар бир-бирларини тортиб туради. Ер Ойга қандай куч билан таъсир этса, ўз навбатида Ой ҳам Ерга албатта худди шундай куч билан таъсир қилади. Бошқача айтганда, ҳар қандай икки жисмнинг бир-бирига кўрсатаётган таъсири ўзаролик характерига эгадир. Шартли равишда аталган, тенг ҳуқуқли «таъсир» ва «акс таъсир» биргаликда вужудга келиб, биргаликда йўқолади.

Шунинг учун Ньютоннинг учинчи қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин: *моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган икки жисмнинг бир-бирига ҳар қандай таъсири ўзаро таъсир характерига эга бўлиб, уларнинг бир-бирига кўрсатаётган таъсир кучлари ҳар доим катталик жиҳатидан тенг ва йўналиши жиҳатидан қарама-қаршидир.*

Ньютоннинг учинчи қонуни бирор инерциал саноқ системага нисбатан тинч турган ёки ҳаракатланаётган ўзаро таъсир этувчи жисмлар учун бажарилади.

9-§. ФИЗИК ҚАТТАЛИКЛАРНИНГ ЎЛЧОВ БИРЛИКЛАРИ ВА ЎЛЧАМЛИКЛАРИ

Исталган жисм ёки маълум даражада ўзаро боғланган жисмлардан ташкил топган системанинг ҳолати, унда содир бўлаётган физик жараёнлар, шу ҳолат ва жараёнларни характерловчи физик катталикларнинг аниқланиши орқали ўрганилади. Мисол учун Қуёш системаси унинг атрофидаги орбиталарда ҳаракатланувчи 9 та катта сайёра, 1800 дан ортиқ кичик сайёра ва бошқа кўп миқдордаги осмон жисмларини ўз ичига олади. Ана шу системада бирор жисм ҳолатини, унда содир бўлаётган жараёнларни ўрганмоқчи бўлсак, унинг массасини, ҳажмини, ҳароратини, орбитада ҳаракат тезлиги ва тезланишини, бошқа жисмлар билан ўзаро таъсир кучларини, Қуёш нурининг ютилиши натижасида ички энергиясининг ўзгаришини, фазонинг шу жисм турган қисмида гравитация майдонининг потенциали, кучланганлиги ва бошқаларни миқдор жиҳатдан аниқлаш зарурияти туғилади.

Бирор физик катталикни ўлчаш, унинг ўзи билан бир хил физик мазмунга эга бўлган ўлчов бирлиги сифатида қабул қилинган намуна (эталон) билан таққослашдан иборат. Умуман ҳар бир физик катталикнинг ўлчов бирликларини ихтиёрий тарзда танлаб олиш мумкин. Мисол учун узунлик ўлчов бирлиги сифатида 1 метрни, юзнинг ўлчов бирлиги сифатида эса томонлари 1 метрдан бўлган юзни эмас, балки ундан фарқли юзни, ҳажмнинг ўлчов бирлиги сифатида томонлари 1 метрдан бўлган кубнинг ҳажми эмас, балки ундан катта ёки кичик ҳажмни қабул қилиш мумкин.

Лекин бундай ихтиёрий тарзда ҳар қандай ўлчов бирликларини қабул қилиш жуда катта қийинчиликларга олиб келади. Шунинг учун фақат баъзи физик катталикларнинг ўлчов бирликлари ихтиёрий равишда танлаб олинади, мисол учун узунлик, вақт, масса ва бошқалар. Қолган катталикларнинг ўлчов бирликлари эса шу катталиклардан фойдаланиб аниқланади. Масалан, тезлик ва тезланиш, куч, импульс ҳамда бошқаларнинг ўлчов бирликлари узунлик, вақт ва масса ўлчов бирликлари орқали аниқланади. Ўлчов бирликлари ихтиёрий равишда танлаб олинадиган физик катталиклар асосий катталиклар, уларнинг ўлчов бирликлари эса асосий ўлчов бирликлари деб аталади.

Асосий ўлчов бирликларидан фойдаланиб, маълум физик қонуният асосида аниқланадиган физик катталикларнинг ўлчов бирликлари *ҳосилавий ўлчов бирликлари* деб аталади.

Ҳамма асосий ва ҳосилавий ўлчов бирликлари биргаликда бирликлар системасини ташкил этади. Бир қанча бирликлар системалари мавжуд бўлиб ССЖИ да 1982 йил 1 январдан бошлаб физика ва техниканинг ҳамма соҳаларида Халқаро бирликлар системаси (СИ) дан фойдаланишга қарор қабул қилинди.

Бу қарорга асосан физик ўлчов бирликларининг номларини қисқартириб ёзишда, агар ўлчов бирликлари шахсларнинг номлари билан боғлиқ бўлса, катта ҳарф билан бошқа ҳолларда оддий ҳарфлар билан ифодалаш кўзда тутилган.

Халқаро бирликлар системасида асосий бирликлар сифатида қуйидаги еттита бирлик қабул қилинган; узунлик — метр (м), масса — килограмм (кг), вақт — секунд (с), электр токининг кучи — ампер (А),термодинамик ҳарорат — Кельвин (К), ёруғлик кучи — шам (ш) ва модда миқдори — моль (моль).

Физик катталикнинг ўлчамлиги деганда, шу катталикнинг берилган бирликлар системасидаги асосий физик катталиклар ўлчамликлари билан боғланиш ифодасига айтилади.

СИ системасида асосий катталиклар узунлик, масса, вақт, электр токининг кучи, термодинамик ҳарорат, ёруғлик кучи, модда миқдори ўлчамликлари мос равишда L, M, T, Q, N, I, j орқали ифодаланишини эътиборга олсак, ҳар қандай ҳосилавий катталикнинг, масалан, бирор с нинг ўлчамлигини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$[c] = L^{n_1}\cdot M^{n_2}\cdot T^{n_3}\cdot a^{n_4}\cdot N^{n_6}\cdot I^{n_6}\cdot j^{n_7}. \tag{9.1}$$

n_1, n_2 ... лар бутун, касрли, мусбат ёки манфий ишорали сонлар бўлиши мумкин, масалан тезлик ўлчамлиги

$$[v] = \frac{[s]}{[t]} = \frac{L}{T} = L'T^{-1}.$$

10-§. ИМПУЛЬСНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Ньютоннинг иккинчи ва учинчи қонунларини моддий нуқта деб, қаралиши мумкин бўлган жисмлардан иборат система учун татбиқ этайлик. Система ўрнида Қуёш системасини, исталган жисмни ёки жисмнинг бир қисмини ва ҳатто алоҳида атомни олишимиз мумкин. Чунки жисм қисми кўп миқдордаги молекулалардан, атом эса нейтрон, протон ва электрондан ташкил топган.

Система таркибидаги ҳар бир жисмга ички ва ташқи кучлар таъсир этиши мумкин. Жисмларнинг ўзаро бир-бирларига кўрсатаётган таъсир кучлари ички кучларни ташкил қилади. Системадаги жисмларнинг системадан ташқаридаги жисмлар билан ўзаро таъсирланиши натижасида вужудга келувчи кучлар ташқи кучлар бўлади.

Ньютоннинг иккинчи қонунини i-тартиб номерли жисмга тадбиқ этиб, қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{d\vec{P}_i}{dt} = \vec{f}_i + \vec{F}_i, \tag{10.1}$$

бунда P_i — i-тартиб номерли жисмнинг импульси, $\vec{f}_i$ ва $\vec{F}_i$ шу жисмга таъсир этаётган ички ва ташқи кучларнинг мос равишдаги йиғиндилари.

(10.1) ни системадаги барча жисмлар учун қуйидагича ёзамиз:

$$\frac{d\vec{P}_1}{dt} = \vec{f}_1 + \vec{F}_1$$

$$\frac{d\vec{P}_2}{dt} = \vec{f}_2 + \vec{F}_2$$

$$\cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot\ \cdot$$

$$\frac{d\vec{P}_n}{dt} = \vec{f}_n + \vec{F}_n$$

Юқоридаги тенгликларни ҳадма-ҳад қўшиб чиқсак

$$\frac{d}{dt}(\vec{P}_1+\vec{P}_2+\ldots+\vec{P}_n)=\vec{f}_1+\vec{f}_2+\ldots+\vec{f}_n+\vec{F}_1+\vec{F}_2+\ldots+\vec{F}_n \quad (10.2)$$

ҳосил бўлади.

(10.2) да $\vec{P}_1+\vec{P}_2+\ldots+\vec{P}_n=\vec{P}$ катталик системанинг тўла импульсини ифодалайди.

(10.2) ифодага Ньютоннинг учинчи қонунини татбиқ этиб, яъни системадаги жисмларнинг бир-бирларига кўрсатаётган ўзаро таъсир кучлари миқдор жиҳатидан тенг ва йўналишлари бўйича қарама-қарши эканлигини эътиборга олиб, ҳамма ички кучларнинг йиғиндиси 0 га тенг деган хулосага келамиз. Юқоридагиларни ҳисобга олган ҳолда (10.2) ни қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$\frac{d\vec{P}}{dt}=\vec{F}_1+\vec{F}_2+\ldots+\vec{F}_n=\sum\vec{F}_i. \quad (10.3)$$

Системанинг тўла импульсидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила системадаги жисмларга таъсир этаётган ташқи кучларнинг йиғиндисига тенг экан. Агар системадаги жисмларга ҳеч қандай ташқи кучлар таъсир этмаса, яъни система берк системадан иборат бўлса ёки ташқи кучларнинг йиғиндиси 0 га тенг бўлса, (10.3) қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\frac{d\vec{P}}{dt}=0 \quad \text{ёки} \quad \vec{P}=\text{const}. \quad (10.4)$$

(10.4) формуладан кўринадики, системанинг тўла импульси вақт ўтиши билан ўзгармайди, яъни ўз қийматини сақлаб қолади.

Демак, система берк системадан иборат бўлган ёки системага таъсир этаётган ташқи кучларнинг йиғиндиси 0 га тенг бўлган ҳолларда, системанинг ташкил қилувчи барча жисмлар импульсларининг йиғиндиси кузатиш давомида ўзгармай қолади. Бу хулоса импульснинг сақланиш қонунини ифодалайди.

11-§. ТОРТИШИШ КУЧЛАРИ ВА ОҒИРЛИК

Техниканинг турли соҳаларидаги технологик жараёнларда кузатиладиган кучлар асосини тортишиш ва электромагнит кучлар ташкил этади.

Умуман ҳозирги кунда маълум бўлган ҳамма кучларни тўрт хил асосий тоифага ажратиш мумкин; **тортишиш кучлари, электромагнит кучлар**, қудратли ўзаро таъсир кучлари (масалан, ядрода зарраларнинг ўзаро таъсир кучлари) ва заиф ўзаро таъсир кучлари (масалан, элементар зарраларнинг емирилишида содир бўладиган кучлар).

Мавжуд бўлган ҳар қандай жисмлар ўзаро тортишиб туради. Жисмлар орасидаги тортишиш кучларининг қонуниятини 1687 йилда Ньютон аниқлаган бўлиб, уни одатда бутун олам тортишиш қонуни деб аталади.

Бу қонунга кўра моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган ҳар қандай икки жисм массаларининг кўпайтмасига тўғри пропорционал ва ораларидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал куч билан бир-бирига тортилиб туради. Бу кучнинг модулини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \qquad (11.1)$$

бунда γ — тортишиш (гравитация) доимийси бўлиб, унинг қиймати $\gamma = 6{,}672 \cdot 10^{-11}$ Нм²/кг² га тенг. (11.1) ни шарсимон шаклдаги, бир жинсли, ихтиёрий массага эга бўлган жисмлар учун ҳам қўллаш мумкин.

Фараз қилайлик, Ер сиртида массаси m га тенг бўлган жисм турган бўлсин. Бу жисм билан Ер орасидаги ўзаро тортишиш кучининг модулини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$F_{\text{тор}} = \gamma \frac{m M_{\text{Ер}}}{R_{\text{Ер}}^2}, \qquad (11.2)$$

бунда m — Ер сиртидаги жисм массаси; $M_{\text{Ер}}$ — Ернинг массаси; $R_{\text{Ер}}$ — Ер шарининг радиуси.

Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан m массали жисм $F_{\text{тор}}$ тортишиш кучи таъсирида Ер билан боғлиқ бўлган саноқ системасига нисбатан бирор a тезланиш билан ҳаракатга келади:

$$F_{\text{тор}} = ma. \qquad (11.3)$$

(11.2) ва (11.3) ни ўзаро тенглаб, Ернинг тортиш кучи таъсирида кузатилаётган жисмнинг олган тезланишини қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$a = \gamma \frac{M_{\text{Ер}}}{R_{\text{Ер}}^2}. \qquad (11.4)$$

(11.4) формуладаги катталиклар ўзгармас қийматга эга эканликларини эътиборга олсак, жисм ҳаракатига қаршилик кўрсатувчи кучлар мавжуд бўлмаган ҳоллардаги Ер сиртига яқин баландликларда ҳар қандай жисм бир хил тезланиш билан тушади деган хулосага келамиз. Бошқача айтганда, (11.4) да a фақат Ернинг тортишиш кучи таъсирида вужудга келган эркин тушиш тезланишидир, шунинг учун уни $g_{\text{абс.}}$ орқали белгилайлик, яъни

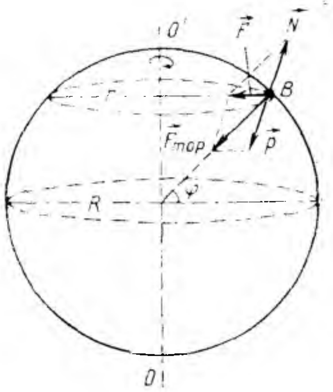
$$g_{\text{абс.}} = \gamma \frac{M_{\text{Ер}}}{R_{\text{Ер}}^2}. \qquad (11.5)$$

Энди Ер шарининг ихтиёрий φ — географик кенглик билан характерланувчи сиртида Ерга нисбатан тинч ҳолатдаги B жисмни олиб кўрайлик (6-расм). Маълумки, Ер шари ва унинг сиртидаги B жисм ҳам Ернинг айланиш ўқи атрофида бир сутка давомида бир марта айланиб чиқади. $\vec{F}_{\text{тор}}$ — Ернинг B жисмга кўрсатаётган тортишиш кучи бўлиб, унинг OO' ўқига тик $\vec{F}$ ташкил этувчиси B жисмни Ер сирти билан биргаликда, айлана бўйлаб ҳаракат қилишига мажбур қилади, $\vec{F}$ марказга интилувчи куч вазифасини ўтайди. Шунинг учун ҳам Ер сиртига яқин баландликларда эркин тушаётган жисмга таъсир этаётган куч

$$\vec{P} = \vec{F}_{\text{тор}} - \vec{F} \qquad (11.6)$$

бўлиб, шу куч таъсирида жисм g эркин тушиш тезланиш олади:

$$\vec{P} = mg. \qquad (11.7)$$



6- расм.

Қаршилик кучлари бўлмаганда, тажрибада ўлчанадиган жисмнинг эркин тушиш тезланиши (11.7) формула бўйича аниқланадиган g дан иборат бўлади.

Марказга интилма кучни бурчакли тезлик орқали ифодалаб қуйидагига эга бўламиз:

$$\vec{F} = m\frac{\overrightarrow{v^2}}{r} = m\frac{\overrightarrow{\omega^2 r^2}}{r} = m\,\omega^2\vec{r}.$$

(11.3) ва (11.5) ни эътиборга олган ҳолда (11.6) ни қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$\vec{P} = m\vec{g}_{\text{абс.}} - m\overrightarrow{\omega^2}\,r. \qquad (11.8)$$

Жисм оғирлиги деганда, тутиб турувчи тагликка ёки осмага шу жисм томонидан кўрсатилаётган $\vec{N}$ таъсир кучи тушунилади. Шуни таъкидлаб ўтиш керакки, $\vec{P}$ жисмга қўйилган, $\vec{N}$ эса тагликка қўйилган, лекин жисмнинг ҳаракатсиз ҳолатида бу кучлар модул жиҳатидан бир-бирига тенг бўлиб, йўналишлари эса қарама-қаршидир.

(11.7) ва (11.8) формуладан фойдаланиб ва $r = R\cos\varphi$ эканлигини эътиборга олиб, жисмнинг эркин тушиш тезланиш модулини географик кенгликка боғлиқ эканлигини қуйидагича ифодалашимиз мумкин:

$$g = g_{\text{абс.}} - \omega^2 R\cos\varphi. \qquad (11.9)$$

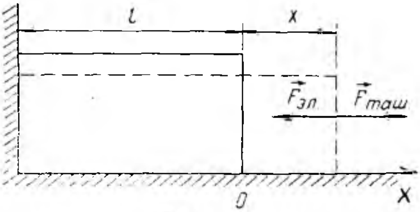
(11.9) формулани келтириб чиқаришда $\vec{F}_{\text{тор}}$ ва $\vec{F}$ кучларнинг $\vec{P}$ йўналишига проекцияларини олиб, $\vec{F}_{\text{тор}}$ ва $\vec{P}$ йўналишлари орасидаги бурчак жуда кичик қийматга эга бўлганлиги учун уни 0 га тенг деб ҳисобладик. Географик кенглик φ нинг қиймати экваторда $\varphi = 0$ дан қутбларда то $\varphi = 90°$ гача ўзгаради. Демак, юқоридаги формула асосида эркин тушиш тезланиши g ва унга мос равишда жисм оғирлиги кенгликка қараб, турли хил қийматларга эга эканлиги ҳақидаги хулосага келамиз.

12-§. ЭЛАСТИКЛИК ҚУЧЛАРИ

Ҳар қандай қаттиқ жисм ташқи кучлар таъсирида ўзининг шаклини ва ҳажмини ўзгартиради. Бундай ўзгариш *деформация* деб аталади. Ташқаридан қўйилган кучларнинг таъсири тўхташи билан йўқолиб кетувчи деформациялар *эластик деформациялар* деб аталади. Кучларнинг таъсири тўхтагандан сўнг жисмда сақланиб қолувчи деформациялар *пластик* ёки *қолдиқ деформациялар* деб аталади.

Эластик деформациянинг хусусияти билан танишиб чиқайлик.

Қаттиқ жисмлар молекулалардан ташкил топганлиги маълум. Молекулалар таркибида битта ёки бир нечта атомлар бўлиши мумкин. Полимер материалларининг молекулалари ўн, ҳатто юз минглаб атомлардан ташкил топган. Ҳар бир атом эса, ўз навбатида мусбат зарядланган ядродан ва манфий зарядланган электронлардан иборат. Деформацияланиш жараёнида қаттиқ жисмни ташкил этувчи заррачалар (молекулалар ва атомлар) нинг маълум қисми бир-бирларига нисбатан силжийди. Бундай силжишга қаттиқ жисм таркибидаги зарядланган заррачалар орасидаги электромагнит кучлари қаршилик кўрсатади. (Зарядланган заррачалар орасидаги ўзаро таъсир кучлари электромагнит таъсир кучлари деб аталади). Натижада деформацияланаётган қаттиқ жисмда сон жиҳатидан ташқаридан қўйилган кучга тенг, лекин қарама-қарши йўналишга эга бўлган ички куч — эластиклик кучи вужудга келади. Деформацияларнинг турлари жуда кўп бўлиб, тушуниш осон бўлиши учун энг содда деформациялардан бирини — бир томонлама чўзилиш ёки бир томонлама сиқилишни қараб чиқайлик.



7- расм.

Узунлиги l га, кўндаланг кесимининг юзи эса S га тенг бўлган бир жинсли резина стержень стол сиртига қўйилган ва унинг бир учи деворга маҳкамланган бўлсин (7-расм). Агар X ўқининг мусбат йўналиши бўйича стержень кўндаланг кесимнинг юзага тик равишда ташқи $\vec{F}_{таш}$ куч таъсир қилса, стерженнинг узунлиги x қийматга ортади, яъни чўзилади. Деформацияланиш (чўзилиш) жараёнида, стерженда уни аввалги ҳолатига қайтаришга интилувчи, сон жиҳатидан $\vec{F}_{таш}$ кучга тенг, лекин қарама-қарши йўналишга эга бўлган $\vec{F}_{эл}$ эластиклик кучи вужудга келади.

Деформацияланиш даражасини стержень узунлигининг нисбий ўзгариши $\frac{x}{l} = \varepsilon$ орқали белгиланади. Деформацияга сабаб бўлган ташқи таъсир эса таъсир этувчи кучнинг стержень кўндаланг кесими юзига нисбати $\frac{F_{\text{таш}}}{S} = \sigma$ орқали аниқланади. Ташқи ва эластиклик кучлари сон қийматлари бўйича ўзаро тенг, йўналишлари эса қарама-қарши эканлигини эътиборга олиб, бу кучларнинг X ўқига проекцияларини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$F_{\text{таш}.x} = -F_{\text{эл}.x}; \qquad \sigma = \frac{F_{\text{эл}}}{S}, \qquad (12.1)$$

бунда σ ни механик кучланиш деб аталиб, у кузатилаётган стержень кўндаланг кесимининг бирлик юзига тўғри келадиган эластиклик кучини ифодалайди.

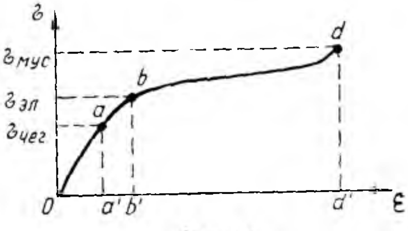
Инглиз олими **Роберт Гук** тажрибалар асосида эластиклик деформацияларда вужудга келувчи кучланиш нисбий чўзилишга пропорционал эканлигини ифодаловчи қонунни яратади. Гукнинг бу қонунини бир томонлама чўзилиш ёки сиқилишдан иборат деформациялар учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\sigma = E \cdot \varepsilon. \qquad (12.2)$$

(12.2) даги E — ўзгармас катталик бўлиб, стерженнинг қандай материалдан ясалганлигига ва унинг физик ҳолатига боғлиқ. E ни *эластиклик модули* ёки *Юнг модули* дейилади. (12.2) га ε нинг ифодасини келтириб қўйиб Юнг модулини аниқлаш мумкин:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{\sigma}{x/l}. \qquad (12.3)$$

$x = l$ тенг бўлганда нисбий узайиш $\frac{x}{l} = 1$ бўлади ва E сон жиҳатдан σ га тенг бўлиб қолади. Демак, (12.3) дан фойдаланиб, қуйидаги хулосага келиш мумкин: *Юнг модули E сон жиҳатдан стержень узунлигини икки марта орттирилганда вужудга келадиган кучланишга тенг.*

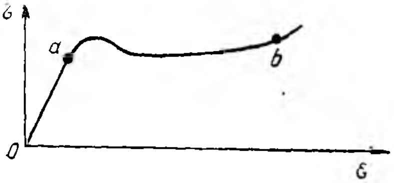


8- расм.

Гук қонунига асосан кучланиш нисбий чўзилишга чизиқли боғланган экан. Тажрибалар Гук қонуни фақат эластик деформациянинг кичик қийматларида аниқ бажарилишини кўрсатади. 8- расмда баъзи бир металлар учун кучланишнинг нисбий узайишга боғлиқлик графиги келтирилган. Боғланишнинг 0 дан a гача қисми тўғри чизиқдан иборат бўлиб, нисбий узайишнинг қийматлари a' дан кичик бўлган ҳолларда Гук қонунининг тўла бажарилишини кўрсатади. Тўғри чизиқли боғланишдан четланиш сезила бошлаган a нуқтага мос келувчи кучланиш $\sigma_{\text{чег}}$ пропорционаллик чегараси деб аталади. Нисбий чўзилишнинг қийматлари b' дан кичик бўлган ҳолларда деформация эластик деформациядан иборат бўлади. Чунки ташқи кучнинг таъсири тўхташи билан деформация бутунлай йўқолади. Лекин нисбий узайишнинг қиймати *b'* дан ортиқ бўлганда ноэластик деформация ҳосил бўлади. *b* нуқтага мос келувчи кучланиш $\sigma_{эл}$ эластиклик чегараси дейилади. Боғланишнинг *ab* қисмида Гук қонунидан четланиш сезила бошлайди.

Агар ташқи кучнинг миқдори ортишда давом этса, нисбий чўзилиш маълум *d'* қийматга эришганида стержень узилиб кетади. *d* нуқтага мос келувчи кучланишнинг қиймати $\sigma_{мус}$ *мустаҳкамлик чегараси* деб аталади. Кўпгина жисмлар учун (масалан, қуритилган ёғоч) мустаҳкамлик чегараси эластиклик чегарасига яқин бўлади, шунинг учун ҳам бундай жисмларда катта қолдиқ деформация ҳосил бўлмайди, уларни мўрт жисмлар деб аталади. Юқорида келтирилган σ нинг ε га боғланишини ифодаловчи графикнинг кўриниши молекулалари чекланган (нисбатан кичик) сондаги атомлардан ташкил топган жисмлар учун ўринлидир.

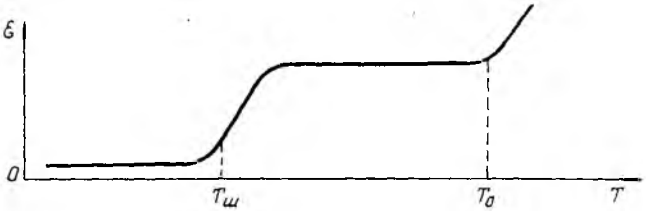
Макромолекулалардан ташкил топган жисмлар — полимерлар учун бу боғланиш мутлақо ўзгача характерга эгадир. Макромолекула деб аталишнинг боиси шундан иборатки, полимерда ҳар бир молекула жуда кўп миқдордаги атомлардан ташкил топган. Масалан, полипропилен деб аталувчи полимернинг бир дона занжирсимон молекуласи 10 000 лаб пропилен  $(-CH_2-\underset{\displaystyle CH_3}{\underset{|}{CH}}-)$ молекулаларининг бир-бирига қўшилишидан ҳосил бўлган. Бундай полимерларнинг эластик деформацияланишидаги нисбий узайиши ε, 600% дан ҳам юқори қийматга эга бўлиши мумкин.



9- расм.

9-расмда полипропилендан ясалган стерженнинг ҳарорати 245 К га тенг бўлган ҳолати учун σ билан ε орасидаги боғланиш графиги келтирилган. Бу боғланишни уч қисмга бўлиш мумкин. *0* дан *a* гача бўлган қисмда Гук қонуни тўла бажарилади ва нисбий узайиш бир неча фоиздан ошмайди. *a* дан *b* гача бўлган оралиқда Гук қонуни бажарилмайди, лекин юқори эластик деформация кузатилиб, нисбий узайиш бир неча юз фоизни ташкил қилиши мумкин. Боғланишнинг *b* дан кейинги қисмида эса стерженнинг узилиши содир бўлади.

Полимерлардаги деформацияланиш катталиги ҳароратга кучли боғлиқ. 10-расмда кристалл тузилишга эга бўлмаган полимер учун нис-



10- расм.

бий узайишни ҳароратга боғлиқлиги келтирилган. Ҳароратнинг жуда кичик қийматларида нисбий узайиш фақат бир неча фоизни ташкил этади ва полимер қаттиқ ҳолатда бўлади. Полимер ҳароратнинг $T_{\text{ш}}$ дан T_0 гача қийматларида юқори эластиклик ҳолатда бўлади. Ниҳоят, ҳарорат T_0 дан юқори бўлганда пластик деформация вужудга келади. Полимернинг $T_{\text{ш}}$ дан кичик ҳароратлардаги ҳолатини *шишасимон ҳолат*, $T_{\text{ш}}$ дан T_0 гача ҳолатини юқори *эластиклик ҳолат* ва T_0 дан катта ҳароратлардаги ҳолати *қовушоқ-оқувчанлик ҳолат* деб аталади.

13-§. ИШҚАЛАНИШ КУЧЛАРИ

Механикага оид масалаларни ҳал этишда тортишиш кучлари ва эластиклик кучлари билан бир қаторда ишқаланиш кучлари билан ҳам иш кўришга тўғри келади. Бир-бирига тегиб турган жисмлар ёки бир жисмнинг ўзаро тегиб турган бўлакчалари бир-бирига нисбатан кўчганда ҳосил бўладиган кучлар *ишқаланиш кучлари* **деб аталади.**

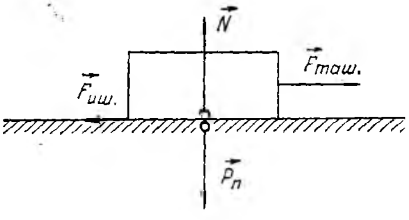
Ишқаланишларни икки тоифага бўлиш мумкин: ташқи ишқаланишлар ва ички ишқаланишлар. Сиртлари ўзаро тегиб турувчи қаттиқ жисмларнинг бир-бирларига нисбатан ҳаракатга келтирилишидаги ёки ҳаракатга келтирилганда вужудга келадиган ишқаланишга *ташқи ишқаланиш* деб аталади. Ташқи ишқаланишга мисол қилиб, бирор қаттиқ жисм сиртида иккинчи қаттиқ жисмнинг сирпанишда ҳосил бўладиган ишқаланишни келтириш мумкин. Берилган жисмнинг турли хил қисмларини бир-бирига нисбатан кўчишлари туфайли вужудга келувчи ишқаланиш *ички ишқаланиш* деб аталади.

Ички ишқаланишга мисол қилиб, қувур бўйлаб оқаётган суюқлик ёки газнинг қувур сиртидан турли масофада бўлган қатламларининг турли тезликларда ҳаракатланишини келтириш мумкин.

Ташқи ва ички ишқаланишларни яна қуруқ ва суюқ (қовушоқ) ишқаланишларга ажратиш мумкин. Қаттиқ жисмларнинг қуруқ сиртлари орасида ҳосил бўладиган ишқаланиш *қуруқ ишқаланиш* деб аталади. Суюқлик ёки газнинг турли қатламлари орасида ҳосил бўладиган ишқаланиш *суюқ ишқаланиш* деб аталади.

Энди тажрибалар асосида аниқланган ишқаланиш қонунлари билан танишиб ўтайлик.

Қуруқ ишқаланиш. Горизонтал ҳолатдаги ясси текисликда ёғоч тахтача тинч турган бўлсин (11-расм). Тахтача оғирлик кучининг ясси текислик сиртига ўтказилган нормалга нисбатан олинган проекцияси P_n сон жиҳатидан ясси текисликнинг шу жисмга кўрсатаётган $\vec{N}$ реак-



11-расм.

ция кучига тенг ва йўналиши қарама-қаршидир. Тахтачани ясси текислик бўйлаб ҳаракатга келтириш учун унга горизонтал йўналган $\vec{F}_m$ ташқи куч билан таъсир қилиш керак. Лекин $\vec{F}_m$ нинг қиймати берилган ҳол учун қандайдир аниқ $\vec{F}_{mo}$ дан катта бўлмагунча тахтача ўз жойида қўзғалмай тураверади. Демак, ташқи кучнинг қиймати 0 дан $\vec{F}_{mo}$ гача ортиб боришида ясси текислик тахтачага сон жиҳатдан ташқи кучга тенг, лекин қарама-қарши йўналган $\vec{F}_{\text{иш}}$ қаршилик кучи билан таъсир этади.

Ташқаридан қўйилган куч туфайли ҳосил бўлаётган $\vec{F}_{\text{иш}}$ қаршилик кучи *тинч ҳолатдаги ишқаланиш кучи* деб аталади.

Агар $\vec{F}_m$ нинг қиймати $\vec{F}_{mo}$ дан кичик бўлса, тахтача ўзининг тинч ҳолатини сақлаб қолади. Аммо тахтачага таъсир этаётган $\vec{F}_m$ ташқи куч, тинч ҳолатдаги $F_{\text{иш.о}}$ ишқаланиш кучининг максимал қийматидан катта бўлса, тахтача ҳаракатга келади, яъни ясси текислик бўйича сирпана бошлайди.

Ташқи кучнинг таъсири тўхтатилгандан сўнг эса, тахтача ўзининг тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлаб қололмайди, ҳаракат секинланувчан ҳаракатдан иборат бўлади. Чунки тахтача сирпанаётганлиги туфайли ишқаланиш кучи вужудга келиб, у ҳамма вақт ҳаракат тезлигининг йўналишига қарама-қарши йўналишга эга бўлади.

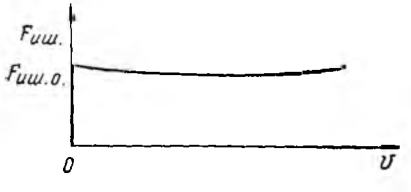
Тажрибалар тинч ҳолатдаги $F_{\text{иш.о}}$ ишқаланиш кучининг максимал қиймати тегиб турган сиртларининг катталигига эмас, балки сиртларнинг табиатига боғлиқ эканлигини ва оғирлик кучининг текисликка тик йўналишда қўйилган P_n ташкил этувчисига тўғри пропорционал эканлигини кўрсатади:

$$F_{\text{иш.о}} = \mu_0 P_n. \qquad (13.1)$$

бунда μ_0 — тинч ҳолатдаги ишқаланиш коэффициенти бўлиб, тегиб турган сиртларнинг табиатига боғлиқ. Шунингдек, жисмнинг ҳаракати (сирпаниши) туфайли вужудга келган ишқаланиш кучи ҳам қуйидаги муносабат орқали аниқланади:

$$\vec{F}_{\text{иш.}} = \mu P_n, \qquad (13.2)$$

бунда μ — сирпанишдаги ишқаланиш коэффициенти бўлиб, тегиб турган сиртларнинг табиатига ва бу сиртларнинг бир-бирига нисбатан ҳаракат тезлигига боғлиқдир.



12-расм.

12-расмда сирпанишдаги ишқаланиш кучининг нисбий тезликка боғлиқлик графиги келтирилган. Ишқаланувчи жисмлар бир-бирига нисбатан тинч ҳолатда бўлганда, яъни $v = 0$ да тинч ҳолатдаги ишқаланиш кучи, таъсир қилаётган ташқи кучнинг қийматига қараб O дан

$\vec{F}_{\text{иш.о}}$ гача қийматларнинг бирортасига тенг бўлиши мумкин. Тезликнинг сон қиймати ортиб бориши билан 12-расмдаги график чизиғида ифодаланганидек, μ ишқаланиш коэффициенти аввалига бир оз камайиб, сўнгра орта боришини кўрсатади.

Суюқ ишқаланиш. Суюқлик тубига нисбатан h баландликда жойлашган нуқтадан бирорта, мисол учун, темир шарчани қўйиб юборайлик (бошланғич тезлик O га тенг). Шарчага қўйилган Ернинг тортиш кучи ва суюқликнинг кўтариш кучлари таъсирида (агар шарчанинг солиштирма оғирлиги сувникидан катта бўлса) шарча тўғри чизиқли текис тезланувчан ҳаракат қилади. Лекин тажрибалар шарчанинг дастлабки ҳаракати мураккаб характерга эга эканлигини, маълум вақтдан сўнг эса шарча деярли тўғри чизиқли текис ҳаракат қилишини кўрсатади.

Демак, қаттиқ жисм суюқлик ичида ҳаракатланаётганида унга тезлигининг йўналишига қарама-қарши йўналишда таъсир этувчи қаршилик кучлари, яъни ишқаланиш кучлари вужудга келар экан. Ишқаланиш кучи тортишиш ва кўтариш кучларининг йиғиндисига сон жиҳатдан тенг, йўналиши бўйича қарама-қарши бўлганлиги учун (яъни ҳамма таъсир этувчи кучларнинг вектор йиғиндиси O га тенг) юқорида келтирилган мисолдаги шарчанинг ҳаракати тўғри чизиқли текис ҳаракатдан иборат бўлиб қолади.

Қаттиқ жисм суюқликда ҳаракатланаётганда унинг сиртига бевосита тегиб турувчи суюқлик молекулалари унга ёпишиб олади ва жисм билан бирга ҳаракатланади. Қаттиқ жисм сиртига ёпишиб олган суюқликнинг юпқа қатлами бошқа қатламларига нисбатан кўчаётганлиги учун улар орасида суюқ ишқаланиш кучи ҳосил бўлади. Бундан ташқари, ҳаракатланаётган жисмнинг сиртига муҳитни кўрсатаётган босим кучлари таъсир этади. Бу кучларнинг тенг таъсир этувчиси жисм ҳаракатига тескари йўналган бўлиб, уни муҳитнинг қаршилик кучи деб аталади. Бу мулоҳазалардан кўринадики, суюқликда ҳаракатланаётган шарчага таъсир этаётган ишқаланиш кучи суюқ ишқаланиш кучи билан муҳитнинг қаршилик кучларининг йиғиндисидан иборат экан.

(Шунингдек, мулоҳазалар газда ҳаракатланаётган жисм учун ҳам ўринли бўлади.)

Тажрибалар ҳаракатланаётган жисмнинг муҳитга нисбатан v тезлиги кичик қийматларига эга бўлган ҳолларда $F_{\text{иш.}}$ ишқаланиш кучи тезликнинг биринчи даражасига мутаносиб эканлигини кўрсатади, яъни

$$\vec{F}_{\text{иш.}} = -k_1\vec{v}, \tag{13.3}$$

формуладаги манфийлик ишораси ишқаланиш кучи тезликка тескари йўналганлигини ифодалайди.

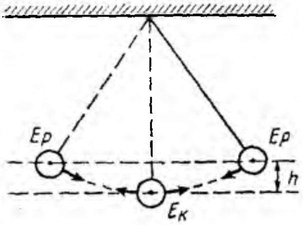
Тезликнинг қиймати ортиб борган сари $F_{\text{иш.}}$ билан v нинг ўзаро боғланиши мураккаблашиб боради, сўнгра ишқаланиш кучи тезликнинг квадратига мутаносиб равишда орта бошлайди:

$$\vec{F}_{\text{иш.}} = -k_2v^2\frac{\vec{v}}{v}. \tag{13.4}$$

(13.3) ва (13.4) муносабатлардаги k_1 ва k_2 коэффициентнинг қиймати жисмнинг шаклига, ўлчамларига, жисм сиртининг ҳолатига ва муҳитнинг қовушоқлик хоссаларига кучли даражада боғланган. Сунъий равишда жисм сиртини катталаштириб ва унга махсус шакл бериш орқали k_1 ва k_2 нинг қийматини жуда кучли ўзгартириб юбориш мумкин. Бунга парашют мисол бўла олади.

Саволлар

1. Ньютон қонунлари қандай саноқ системаларда бажарилади?
2. Ньютоннинг иккинчи қонуни неча хил математик формулалар орқали ифодаланади ва улар қандай мазмунга эга?
3. Физик катталикларнинг асосий ўлчов бирликлари, ҳосилавий ўлчов бирликлари ва уларнинг ўлчамлари деганда нимани тушунасиз?
4. Импульснинг сақланиш қонуни қандай шароитларда бажарилади?
5. Жисмнинг оғирлиги Ернинг географик кенглиги билан қандай муносабат орқали боғланган?
6. Юнг модулининг мазмуни нимадан иборат ва уни қандай шароитда аниқлаш мумкин?
7. Эластик деформацияларнинг барча хили учун Гук қонуни ўринлими?
8. Суюқлик ичида эркин тушаётган шарчага қандай кучлар таъсир этади ва бу кучларнинг тенг таъсир этувчиси нолга тенг бўлганда нима учун шарнинг ҳаракати тўғри чизиқли текис ҳаракатдан иборат бўлиб қолади?



III БОБ

ЭНЕРГИЯНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

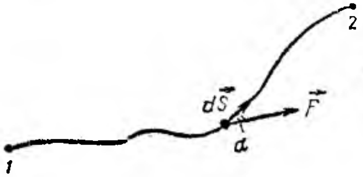
Моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган m массали жисмнинг импульси $\vec{P} = m\vec{v}$ унинг илгариланма ҳаракатини миқдор жиҳатдан характерловчи катталикдир. Жисмнинг берилган импульсини турли хил усуллар билан ҳосил қилиш мумкин. Мисол учун вакуумда — бўшлиқда тинч турган жисмни кўз олдимизга келтирайлик. (Бу жисмга ҳеч қандай ташқи кучлар таъсир этмаётган ёки ташқи кучларнинг геометрик йиғиндиси нолга тенг бўлсин.) Жисмга маълум вақт ичида ўзгармас катталикдаги $\vec{F}_1$ кучи таъсир этса, у шу вақт ичида қандайдир s масофага силжийди ва унинг ҳаракат тезлигининг қиймати O дан $\vec{v}$ гача ортади. Натижада жисм $\vec{p} = m\vec{v}$ импульсга эга бўлади. Агар $\vec{F}_1$ таъсир кучи тўхтатилса, жисм тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини давом эттиради. Демак, жисм импульси шу жисмга куч таъсир этиши натижасида ҳосил бўлади.

Энди айнан шу жисм пахта ёғининг ичида тинч турган бўлсин. Жисмни пахта ёғининг ичида s масофага силжитиб, $\vec{v}$ тезликка эриштириш учун биринчи мисолда кўрилган $\vec{F}_1$ кучга нисбатан катта $\vec{F}_2$ куч билан таъсир этиш керак. Бу кучлар айирмасининг модули жисмнинг пахта ёғи ичида ҳаракатланишида вужудга келган ишқаланиш кучига тенг. Худди биринчи мисолдаги сингари, жисмни s масофага силжитилиб, тезлиги $\vec{v}$ ва импульси $\vec{p} = m\vec{v}$ га тенг бўлганда $\vec{F}_2$ таъсир кучи тўхтатилса, жисм пахта ёғининг қаршилик кучини енгиб бориб маълум масофани ўтгандан сўнг тўхтайди. Демак, импульси нолдан фарқли бўлган жисм қандайдир қаршилик кучларини енгиш қобилиятига эга экан.

Энди шундай пахта ёғи ичида массалари бир-биридан фарқ қилувчи, ҳажмлари эса бир хил бўлган тинч ҳолатда турган иккита шарчага турли миқдордаги кучлар таъсир этиб, уларнинг импульслари бир хил қийматга эришганида ҳаракатлантирувчи кучлар таъсирлари тўхтатилган ҳолни кўз олдимизга келтирайлик. Иккала шарчанинг импульслари бир хил қийматга эга бўлишига қарамасдан, уларнинг пахта ёғининг қаршилик кучини енгиб тўхтагунигача босиб ўтган масофаси турли хил бўлади. Яъни, массалари турлича, лекин импульслари ўзаро тенг бўлган жисмларнинг ташқи муҳитга таъсир кўрсата олиш қобилияти бир хил бўлмас экан. Умумлаштириб айтилганда, импульс турли хил кўринишдаги ҳаракатларни ва бу ҳаракатларни бир-бирига айланишини миқдор жиҳатидан характерловчи физик катталик эмас экан. Бундай физик катталик энергиядир. Бир жисм энергиясининг иккинчи жисмга узатилишини ёки ўтказилишини иш орқали ифодаланилади.

14-§. ИШ ВА ҚУВВАТ

Бирор жисм куч таъсирида бир нуқтадан ихтиёрий траектория бўйича иккинчи нуқтага кўчирилган бўлсин (13- расм). Умуман куч *1* нуқтадан *2* нуқтагача бўлган оралиқда, ҳам сон қиймати бўйича, ҳам йўналиши бўйича ўзгариши мумкин. s масофани фикран чексиз миқдордаги жуда кичкина бўлакчаларга бўлайлик. Ҳар бир ds бўлакча шу даражада кичикки, уни тўғри чизиқдан иборат ва ds узунлигида таъсир этаётган $\vec{F}$ куч ўзгармас қийматга эга деб қараш мумкин.



13- расм.

$\vec{F}$ кучни шу куч таъсирида жисмнинг $\vec{ds}$ кўчиш масофасига скаляр кўпайтмасидан иборат катталикка, $\vec{F}$ кучнинг $\vec{ds}$ кўчиш масофадаги бажарган *элементар иши* деб аталади ва қуйидагича ифодаланади:

$$dA = \vec{F}\,\vec{ds} = F\,ds\,\cos\alpha, \qquad (14.1)$$

бунда α — куч ва кўчиш йўналиши орасидаги бурчак.

Бирор йўлда бажарилган иш шу йўлнинг барча кичик қисмларида бажарилган элементар ишлар йиғиндисига тенг, яъни иш аддитив катталик.

Шунинг учун жисмни бир нуқтадан иккинчи нуқтага кўчиришда бажарилган ишнинг тўла миқдори қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$A = \int_1^2 F\cos\alpha\,ds. \qquad (14.2)$$

Жисм ўзгармас куч таъсирида тўғри чизиқли траектория бўйича кўчаётган хусусий ҳолда s масофада бажарилган иш

$$A = F\cdot s\cdot\cos\alpha. \qquad (14.3)$$

Агар куч йўналиши билан кўчиш йўналиши бир хил, яъни $\alpha = 0$ бўлса, (14.3) ифода янада оддий кўринишга эга бўлади:

$$A = F\cdot s. \qquad (14.4)$$

Вақт бирлигида бажарилган иш қувват деб аталади, яъни

$$P = \frac{dA}{dt}, \qquad (14.5)$$

бунда dA — элементар иш, dt — элементар dA ишни бажариш учун кетган вақт.

(14.1) ифода бўйича dA нинг қийматини (14.5) муносабатга келтириб қўйиб қуйидагига эга бўламиз:

$$p = F\frac{ds}{dt}\cos\alpha = Fv\cos\alpha = \vec{F}\,\vec{v}. \qquad (14.6)$$

Демак, қувват таъсир этаётган $\vec{F}$ кучни шу куч таъсирида жисм олган $\vec{v}$ тезлигига скаляр кўпайтмасига тенг экан.

(14.4) ва (14.5) формулалардан фойдаланиб, иш ва қувватнинг СИ системасидаги бирликлари билан танишиб чиқайлик. Иш бирлиги қилиб кўчиш йўналишида таъсир қилувчи 1 ньютон кучнинг 1 метр масофада бажарган иши қабул қилинган ва уни жоуль (Ж) деб аталади. Қувват бирлиги қилиб, 1 секунд вақт ичида 1 жоуль иш бажарадиган механизмнинг қуввати қабул қилинган ва бу бирликка ватт (Вт) деб ном берилган.

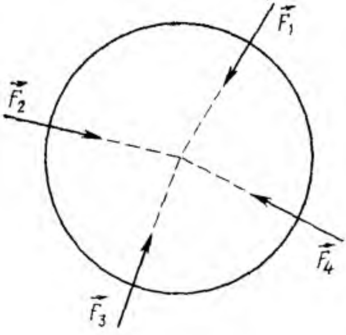
15-§. КОНСЕРВАТИВ ВА НОКОНСЕРВАТИВ КУЧЛАР

Ҳар қандай жисм ўзининг атрофида тортишиш (гравитация) майдонини юзага келтиради. Тортишиш майдони мавжуд бўлган фазога массаси нолдан фарқли бўлган иккинчи бир жисм киритилса, унга маълум миқдордаги тортишиш кучи таъсир қилади. Шунингдек, ҳар қандай зарядланган жисм ўзининг атрофида электростатик майдон ҳосил қилади. Электростатик майдон мавжуд бўлган фазонинг исталган нуқтасига жойлаштирилган зарядга кулон кучи таъсир қилади.

Энди фақат моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган жисмлар ҳақида гап юритайлик.

Мисол учун Ернинг тортишиш майдонининг турли хил нуқталарида жойлашган бир хил m массали жисмларга таъсир этаётган тортишиш кучларини кўз олдимизга келтирайлик (14- расм). Бу кучларни қуйидаги формула билан ифодалаш мумкин:

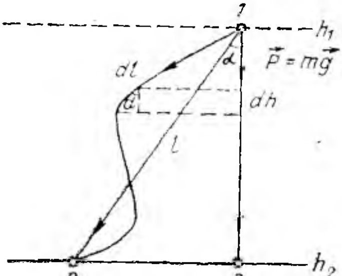
$$\vec{F} = \gamma\frac{M_{\text{Ер}}\cdot m}{(R+h)^2}\vec{e}; \qquad (15.1)$$



14- расм.

бунда $\vec{e}$ — берилган жисмдан Ернинг марказига томон йўналган бирлик вектор; R — Ернинг радиуси; h — Ер сиртидан берилган жисмгача бўлган масофа; (15.1) формуладан кўринадики, Ер атрофидаги турли хил нуқталарга жойлаштирилган бир хил массали жисмларга таъсир этаётган F_1, F_2, F_3, F_4 ва ҳоказо кучларнинг барчаси Ер маркази томон йўналган бўлиб, ҳар бир кучнинг сон қиймати жисмнинг қайси томонга жойлаштирилганлигига боғлиқ бўлмасдан, балки Ер марказидан жисм турған нуқтагача бўлган $(R+h)$ масофага боғлиқдир. Шунингдек, бирор нуқтавий заряднинг электростатик майдонини турли хил нуқталарига жойлашган зарядларга таъсир этаётган кучлар, улардаги зарядларнинг ишораларига қараб, майдонни ҳосил қилаётган нуқтавий заряд томон ёки нуқтавий заряддан ташқари томон йўналган бўлади. Нуқтавий заряд майдонига туширилган ҳар бир зарядга таъсир этаётган кучнинг сон қиймати эса (шу ўзаро таъсир этувчи зарядларнинг миқдорларига боғлиқлигидан ташқари) улар орасидаги масофага боғлиқ бўлиб, уларни фазонинг қайси нуқталарига жойлашганликларига боғлиқ эмас.

Агар майдоннинг турли хил қисмларига жойлашган жисмларга таъсир этаётган кучлар битта нуқтага ёки битта нуқтадан ташқарига қараб йўналган бўлса ва уларнинг сон қиймати фақат масофага боғлиқ бўлса, бундай кучлар *марказий кучлар* деб аталади. Хусусан, юқоридаги келтирилган тортишиш кучлари, нуқтавий заряд атрофига туширилган зарядларга таъсир этувчи электростатик майдон кучлари марказий кучлардир.



15- расм.

Энди Ер сиртидан h_1 баландликка жойлашган *1* нуқтадаги жисмнинг h_2 баландликдаги *2* ва *3* нуқталарга кўчишдаги оғирлик кучи (тортишиш кучи)нинг бажарган ишини ҳисоблайлик (15- расм). Жисм *1* нуқтадан *2* нуқтага тўғри чизиқ ёки эгри чизиқ орқали ўтади. h_1, h_2 баландлик орасида оғирлик кучини бир хил қийматга эга деб ҳисоблаб, *1* нуқтадан жисмнинг тўғри чизиқли l траектория бўйича *2* нуқтага кўчишидаги оғирлик кучининг бажарган ишини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$A_{12}=mgl\cos\alpha=mg(h_1-h_2)=mgh_1-mgh_2, \qquad (15.2)$$

бунда α — оғирлик кучининг йўналиши билан силжиш йўналиши орасидаги бурчак.

Жисм *1* нуқтадан *3* нуқтага кўчишидаги, яъни ҳар доим $\alpha=0$ бўлган ҳолдаги бажарилган иш ҳам (15.2) формула орқали ифодаланади. Жисм *1* нуқтадан *2* нуқтага эгри чизиқли траектория бўйича кўчган бўлса, бу эгри чизиқни шундай жуда майда кесмаларга бўлайликки, ҳар бир кесимни тўғри чизиқдан иборат деб қараш мумкин бўлсин.

Жисмни dl кесма бўйича силжишидаги оғирлик кучининг бажарган элементар иши қуйидагича аниқланади:

$$dA=mg\,dl\cos\alpha. \qquad (15.3)$$

Агар $dl\cos\alpha=dh$ эканлигини эътиборга олсак, жисмнинг эгри чизиқ бўйича *1* нуқтадан *2* нуқтагача ўтишидаги бажарилган иш:

$$A=\int mg\,dl\cos\alpha=\int mg\,dh=mg(h_1-h_2)=mgh_1-mgh_2.$$

Келтирилган мисоллардан кўринадики, оғирлик кучининг бажарган иши жисмнинг бир нуқтадан иккинчи нуқтага кўчишидаги ҳаракат траекториясининг шаклига мутлақо боғлиқ бўлмасдан, балки фақат бошланғич ва охирги нуқталарнинг Ер сирти (маркази) дан қандай узоқликда жойлашганлигига боғлиқдир.

Агар бирор кучнинг бажарган иши кўчаётган жисм босиб ўтган йўлининг шаклига боғлиқ бўлмасдан, фақат жисмнинг бошланғич ва охирги вазиятларига боғлиқ бўлса, бундай кучлар *консерватив кучлар* деб аталади. Бундай кучлар мавжуд бўлган майдонни консерватив кучлар майдони дейилади. Оғирлик кучлар майдони, электростатик кучлар майдони, худди шу консерватив кучлар майдонига мисол бўла олади.

Жисмни бир нуқтадан иккинчи нуқтага кўчиришда кучнинг бажарган иши босиб ўтилган йўл шаклига боғлиқ бўлса, бундай кучлар *ноконсерватив кучлар* деб аталади.

Жисм ҳаракатидаги ҳар қандай вужудга келувчи қаршилик кучлари *ноконсерватив кучларга* мисол бўлади.

16-§. КИНЕТИК ВА ПОТЕНЦИАЛ ЭНЕРГИЯ

Жисмнинг ёки жисмлар системасининг иш бажара олиш қобилиятини энергия деб аталувчи физик катталик орқали ифодаланади. Механик энергия кинетик ва потенциал энергиялардан иборат бўлади. Кинетик энергиянинг мазмунига тушуниш учун массаси m га тенг, моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган жисм тезлигини F куч таъсирида v_1 дан v_2 гача орттиришдаги бажарилган ишни ҳисоблайлик. Жисмнинг dl элементар кесмага силжитишдаги кучининг бажарган иши қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$dA = \vec{F}d\vec{l} = m\vec{a}d\vec{l}. \qquad (16.1)$$

Жисм ҳаракатининг $\vec{a}$ тезланишини тангенциал ва нормал ташкил этувчиларга ажратиб, (16.1) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dA = m(\vec{a}_t + \vec{a}_n)d\vec{l} = m\vec{a}_t\, d\vec{l} + m\,\vec{a}_n\, d\vec{l}, \qquad (16.2)$$

лекин тезланишнинг нормал ташкил этувчиси $\vec{a}_n$ силжиш йўналишига доимо тик эканлигини эътиборга олсак, уларнинг скаляр кўпайтмаси

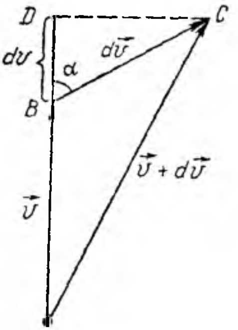
$$\vec{a}_n d\vec{l} = 0.$$

Шунинг учун (16.2) ни

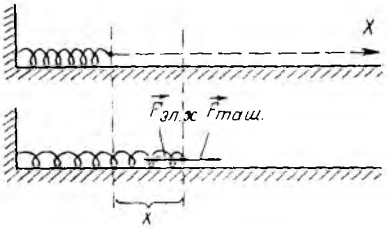
$$dA = m\vec{a}_t d\vec{l} = m\frac{d\vec{v}}{dt}d\vec{l} = m\frac{d\vec{l}}{dt}d\vec{v} = m\vec{v}d\vec{v} \qquad (16.3)$$

кўринишда ёзиш мумкин.

16- расмдан кўринадики, $\vec{v}$ ва $d\vec{v}$ нинг скаляр кўпайтмаларини қуйидагича ифодалаш мумкин:



16- расм.



17- расм.

$$\vec{v}\,d\vec{v} = v BC\cdot\cos\alpha = v BD = v\,dv. \qquad (16.4)$$

(16.4) ни (16.3) га келтириб қўйиб жисм тезлигининг v_1 дан v_2 гача ортишидаги ишни қуйидагича ҳисоблаймиз:

$$A = \int_{v_1}^{v_2} m v\,dv = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = \frac{P_2^2}{2m} - \frac{P_1^2}{2m}. \qquad (16.5)$$

Агар бошланғич тезлик $v_1 = 0$ бўлса, у ҳолда қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$A = \frac{m\,v^2}{2} - 0.$$

Демак, бажарилган иш жисм массасига ва унинг тезлиги (импульси) га боғлиқ бўлган катталикнинг ўзгаришига тенг экан. Бу катталикка жисмнинг кинетик энергияси деб аталади:

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{P^2}{2m}. \qquad (16.6)$$

Кинетик энергияга эга бўлган жисм иш бажариш қобилиятига эга. Шунинг учун кинетик энергияни қуйидагича таърифлаш мумкин: *кинетик энергия жисмнинг ҳаракатдаги* (тезлиги v га тенг) *энергияси бўлиб, у сон жиҳатидан тезликни v дан нолгача камайтирилишидаги шу жисмнинг бажара олиши мумкин бўлган тўла ишига тенгдир.* Жисмни ташкил этувчи зарралар (молекулалар, атомлар)нинг ёки системага кирувчи жисмларнинг ўзаро таъсир кучларини мутлақо йўқолгунча (ёки бошқа тоифадаги кучлар билан тўла равишда мувозанатлашгунча), шу кучларнинг бажариши мумкин бўлган тўла ишга сон жиҳатдан тенг бўлган катталикка *потенциал* энергия деб аталади. Баъзи мисолларни кўриб чиқайлик.

Силлиқ, горизонтал текисликдаги бир учи деворга маҳкамланган пружинанинг иккинчи учи эркин бўлганда ўз-ўзидан ҳеч қандай иш бажармайди, яъни потенциал энергияси нолга тенг бўлади (17- расм). Чунки, бундай ҳолатда пружинани ташкил этувчи зarrачаларнинг ўзаро таъсир кучлари (итариш ва тортишиш кучлари) бир-бири билан тўла мувозанатлашади.

Энди иккинчи эркин учига $\vec{F}_{таш}$ ташқи куч таъсир этиб, уни x масофага силжитган бўлсин. Пружинанинг деформацияланиши натижасида унда эластиклик кучи вужудга келади. Гук қонунига асосан эластиклик кучининг x ўқига нисбатан олинган проекциясини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\vec{F}_{эл\cdot x} = -kx, \tag{16.7}$$

бунда k — пружинанинг қаттиқлиги, формуладаги манфийлик ишораси эластиклик кучининг йўналиши силжиш йўналишига қарама-қарши эканлигини ифодалайди.

Чўзилган пружинанинг потенциал энергияси деформациянинг мутлақо йўқолгунича эластиклик кучининг бажарган ишига тенгдир, яъни

$$E_p = A = -\int_x^0 kx\,dx = \frac{1}{2}kx^2. \tag{16.8}$$

Пружина x катталикка қисилганда ҳам (16.8) орқали аниқланувчи потенциал энергия вужудга келади. Демак, пружинанинг чўзилишида ёки қисилишида юзага келаётган потенциал энергия пружина таркибидаги зarrачаларнинг бир-биридан узоқлашиши ёки бир-бирига яқинлашиши ва шунга мос равишда улар орасида ўзаро тортишиш ёки итаришиш кучларининг ҳосил бўлиши натижасидир.

Яна бир мисол тариқасида Ернинг тортишиш майдонига жойлашган жисмнинг потенциал энергиясини ҳисоблаб чиқамиз. Ернинг тортишиш кучини Ер марказидан ташқарига қараб йўналган тўғри чизиққа олинган проекцияси қуйидагича бўлади:

$$F = -\gamma\frac{M_{Ер}\cdot m}{r^2}, \tag{16.9}$$

бунда $r = R + h$ бўлиб, аввал айтиб ўтилганидек R — Ер шарининг радиуси, h — Ер сиртидан жисмгача бўлган баландлик. (16.9) ифодадан жисм Ерга нисбатан жуда узоқда ($r \to \infty$) бўлса, тортишиш кучининг қиймати нолга тенг бўлишини кўриш мумкин.

Демак, берилган нуқтадаги жисмнинг потенциал энергияси жисмни шу нуқтадан чексизликка кўчиришдаги тортишиш кучининг ишига тенг, яъни

$$E_р = -\int_r^\infty \gamma\frac{M_{Ер}\cdot m}{r^2}dr = -\gamma M_{Ер}m\int_r^\infty \frac{dr}{r^2} = -\gamma\frac{M_{Ер}\cdot m}{r}\cdot \tag{16.10}$$

Ернинг тортишиш майдонига жойлаштирилган жисмнинг потенциал энергияси жисм Ер марказидан узоқлашган сари ортиб боради. Жисм Ер марказидан чексиз узоқлашганда эса потенциал энергия ўзининг энг катта қийматига эришади. Иккинчи томондан, (16.10) га асосан $r \to \infty$ да $E_p \to 0$.

Демак, E_p нинг энг катта қиймати нолга тенг бўлса, тортишиш майдонининг таъсир доирасидаги барча нуқталарда жойлашган жисмнинг потенциал энергияси нолдан фарқли, аммо манфий қийматга эга бўлар экан.

17-§. МЕХАНИК ЭНЕРГИЯНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган N та жисмдан иборат бўлган системага ҳеч қандай ташқи кучлар таъсир этмаётган бўлсин. Биз бундай берк системанинг тўла импульси ҳамма вақт ўзгармас катталикдан иборат бўлиб қолишини кўриб чиққан эдик. Энди системанинг тўла механик энергияси билан танишайлик. Системадаги жисм массаларини $m_1, m_2, \ldots, m_N$ ҳар бир жисмнинг фазодаги вазиятини аниқловчи радиус-векторларни $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \ldots, \vec{r}_N$ ва ҳар бир i- жисмга системадаги бошқа жисмларнинг кўрсатаётган таъсир кучларини $\vec{F}_{i1}, \vec{F}_{i2}, \ldots, \vec{F}_{i(i-1)}, \vec{F}_{i(i+1)}, \ldots, \vec{F}_{iN}$ деб белгилайлик ва бу кучлар фақат консерватив кучлардан иборат бўлсин. i- жисм учун Ньютоннинг иккинчи қонунини татбиқ этилса, қуйидаги ифодага эга бўлинади:

$$m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = \vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \ldots + \vec{F}_{i(i-1)} + \vec{F}_{i(i+1)} + \ldots + \vec{F}_{iN} \cdot \tag{17.1}$$

Кузатилаётган i- жисм шу таъсир этаётган кучлар туфайли dt вақт ичида $d\vec{r}_i$ га силжиган бўлсин. (17.1) нинг иккала қисмини $d\vec{r}_i$ га скаляр кўпайтирамиз:

$$m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} d\vec{r}_i = \left(\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \ldots + \vec{F}_{iN}\right) d\vec{r}_i$$

ва бундан $d\vec{r}_i = \vec{v}_i\, dt$ эканлигини эътиборга олиб юқоридаги формулани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$m_i \vec{v}_i d\vec{v}_i - \left(\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \ldots + \vec{F}_{iN}\right) d\vec{r}_i = 0. \tag{17.2}$$

(17.2) формула фақат i- жисм учун ёзилган. Бундай формулаларни системадаги барча жисмлар учун ёзиб, уларни мос равишда қўшиб чиқсак:

$$\sum_{i=1}^{N} m_i \vec{v}_i d\vec{v}_i - \sum\left(\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \ldots + \vec{F}_{iN}\right) d\vec{r}_i = 0 \tag{17.3}$$

ҳосил бўлади.

Маълумки, $m_i \vec{v}_i d\vec{v}_i$ — i-жисм кинетик энергиясининг, $\sum_{i=1}^{N} m_i \vec{v}_i d\vec{v}_i$ эса система кинетик энергиясининг ўзгаришини ифодалайди.

$\left(\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \ldots + \vec{F}_{iN}\right) d\vec{r}_i$ — i-жисмга таъсир қилаётган консерватив кучларнинг бажарган иши бўлиб, бу катталик иккинчи томондан жисм потенциал энергиясининг ўзгаришига тенг.

Кузатилаётган ҳолда иш мусбат катталикдан иборат бўлиб, бу жисм потенциал энергиясининг камайиши ҳисобига бажарилади, шунинг учун

$$-\left(\vec{F}_{i1}+\vec{F}_{i2}+\ldots+\vec{F}_{iN}\right)d\vec{r}_i=dE_p$$

ва (17.3) нинг иккинчи ҳади система потенциал энергиясининг ўзгаришини ифодалайди. Натижада (17.3) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dE_к+dE_p=0,\ d(E_к+E_p)=0 \text{ ёки } E_к+E_p=\text{const}, \qquad (17.4)$$

бунда $E_к+E_p$ — системанинг тўла механик энергияси. (17.4) формуладан қуйидаги муҳим хулосага келишимиз мумкин: *берк системада фақат консерватив кучлар мавжуд бўлса, системанинг тўла механик энергияси ўзгармас қийматга эга бўлиб қолади, бу механик энергиянинг сақланиш қонунидир.*

Механик энергиянинг сақлаш қонуни ҳар қандай инерциал саноқ системасида бажарилади.

Берк системадаги кучлар фақат консерватив кучлардан иборат бўлганда (17.4) га асосан

$$dE_к=-dE_p,$$

яъни кинетик энергия фақат потенциал энергиянинг камайиши ҳисобига ҳосил бўлиши мумкин. Ўз-ўзидан равшанки, системанинг кинетик энергияси нолга тенг, потенциал энергияси эса ўзининг энг кичик қийматига эга бўлган ҳолда ҳеч қандай ҳаракат содир бўлмайди. Системанинг бундай ҳолати *турғун мувозанатли ҳолат* деб аталади.

Агар берк системада консерватив кучлардан ташқари ноконсерватив кучлар (мисол учун ишқаланиш кучлари) ҳам мавжуд бўлса, системанинг тўла механик энергияси вақт ўтиши билан камайиб боради. Бунинг ҳисобига номеханик турдаги энергиялар, масалан, иссиқлик ёки химиявий, электромагнит майдон энергиялари ва бошқалар вақт ўтиши билан ортиб боради. Лекин энергиянинг ҳамма турларининг йиғиндиси вақт ўтиши билан ўзгармай қолади.

Демак, *ҳар қандай берк системада энергия ҳеч қачон янгидан пайдо бўлмайди ва ҳеч қачон йўқолиб ҳам кетмайди, фақат энергия бир турдан иккинчи турга ўтиб туради.* Бу энергиянинг сақланиш қонуни бўлиб, физиканинг энг асосий ва умумий қонунларидан биридир.

18-§. ЗАРРАЛАРНИНГ МАРКАЗИЙ УРИЛИШИ

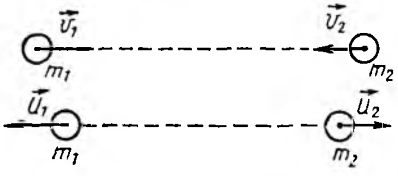
Ҳажми 1 см^3 бўлган металл таркибида тахминан 10^{23} дона бетартиб ҳаракат қилаётган эркин электронлар мавжуд бўлиб, улар бир-бирлари билан ва кристалл панжараларига жойлашган атомлар билан урилишиб туради. Шунингдек, газдаги ҳар бир молекула (атом) бир секунд ичида бошқа молекулалар билан миллиард марталаб урилишади. Умуман урилиш деганда бир-бирига яқинлашиб бораётган икки жисм орасида вужудга келувчи қисқа муддатли ва кучли ўзаро таъсирлашиш жараёни тушунилади. Зарралар (электрон, протон, нейтрон, атом ва ҳоказо) нинг урилиши жуда кўп сондаги молекулалардан ташкил топган (макроскопик) жисмларнинг урилишидан фарқ қилади.

Макроскопик жисмларнинг урилишида уларнинг сиртлари бевосита бир-бирига тегади ва деформация юз беради. Лекин зарраларнинг урилишида улар бир-бирига бевосита тегмайди. Чунки улардаги ўзаро таъсирлашиш жараёни электромагнит майдони ва ядро кучларининг майдони орқали юзага келади. Масалан, протон протон билан урилишида улар орасидаги электростатик майдон таъсир кучлари протонларнинг бир-бирига яқинлашишига тўсқинлик қилади. Нейтрон нейтрон билан урилишида эса, улар ўзаро жуда яқинлашганида мураккаб характердаги жуда катта қийматга эга бўлган ядро кучлари вужудга келади ва нейтронларнинг бир-бирига тегишига йўл қўймайди.

Зарраларнинг урилишидаги жараённи таҳлил қилиш жуда мураккаб масаладир. Чунки бунинг учун урилишда иштирок этаётган зарраларнинг аниқ шакллари, ҳажмлари, улар орасида вужудга келувчи турли хил кучларнинг масофага боғлиқлиги ва бошқалар маълум бўлиши керак.

Иккинчи томондан, зарранинг тезлигини ва фазодаги ўрнини бир вақтнинг ўзида аниқ ифодалаш мумкин эмас. Агар урилишда қатнашувчи зарраларнинг урилишигача ва урилишидан кейинги ҳолатларини характерловчи физик катталикларнинг ўзаро боғланишлари ҳақида гап юритиладиган бўлса, урилиш жараёнини изоҳлашга эътибор бермасдан, импульс ва энергиянинг сақланиш қонунларини татбиқ этиш орқали мақсадга эришиш мумкин. Шундай экан, олинадиган натижалар фақат зарралар учун эмас, урилишда қатнашаётган макроскопик жисмлар учун ҳам ўринли бўлади.

Урилишларнинг икки хил чегаравий тури мавжуд бўлиб, булар абсолют эластик ва абсолют ноэластик урилишлардир. Соддалик учун зарраларнинг марказий урилиши билан танишиб ўтайлик. Агар урилишга қадар зарралар тезликлари уларнинг марказлари орқали ўтувчи тўғри чизиқ бўйлаб йўналган бўлса, бундай урилиш *марказий урилиш* деб аталади. Энди массалари m_1 ва m_2 бўлган зарраларнинг абсолют эластик урилиши билан танишиб чиқайлик. Зарраларнинг урилишга қадар тезликларини мос равишда $\vec{v}_1$, $\vec{v}_2$ ва урилишдан кейинги тезликларини $\vec{u}_1$ $\vec{u}_2$ орқали белгилайлик (18- расм).



18- расм.

Агар зарраларнинг урилишдан олдинги кинетик энергияларининг йиғиндиси урилишдан кейинги кинетик энергияларининг йиғиндисига айнан тенг бўлса, бундай урилиш *абсолют эластик урилиш деб* аталади.

Урилишда қатнашувчи иккита заррадан иборат системани берк система деб ҳисоблаб, механик энергиянинг сақланиш қонунини татбиқ этишда қуйидагиларни эътиборга олиш керак. Зарралар урилишга қадар фақат кинетик энергияга эга. Урилиш жараёнида жуда қисқа муддатли ўзаро таъсирлашиш вужудга келади. Шу вақт ичида зарраларнинг кинетик энергиялари эластик деформацияланишда ҳосил бўлувчи потенциал энергияларга, сўнгра зарралар ўзларининг аввалги ҳолатларига тўла қайтишларида эластик деформация батамом йўқолиб потенциал энергиялар яна кинетик энергияларга айланади. Натижада зарраларнинг урилишдан кейинги энергиялари яна кинетик энергиялардан иборат бўлади.

Шунинг учун зарраларнинг урилишгача ва урилишдан кейинги ҳолатлари учун энергия ҳамда импульснинг сақланиш қонунларини татбиқ этиб қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{m_1\vec{v}_1^2}{2}+\frac{m_2\vec{v}_2^2}{2}=\frac{m_1\vec{u}_1^2}{2}+\frac{m_2\vec{u}_2^2}{2}, \tag{18.1}$$

$$m_1\vec{v}_1+m_2\vec{v}_2=m_1\vec{u}_1+m_2\vec{u}_2. \tag{18.2}$$

(18.1) ва (18.2) ифодалар икки $\vec{u}_1$, $\vec{u}_2$ номаълумли икки тенглама системасини ташкил этади. Номаълумларни топиш учун уларни қуйидагича ўзгартириб ёзамиз:

$$m_1(\vec{v}_1^2-\vec{u}_1^2)=m_2(\vec{u}_2^2-\vec{v}_2^2). \tag{18.3}$$

$$m_1(\vec{v}_1-\vec{u}_1)=m_2(\vec{u}_2-\vec{v}_2). \tag{18.4}$$

$\vec{v}_1^2-\vec{u}_1^2=(\vec{v}_1-\vec{u}_1)(\vec{v}_1+\vec{u}_1)$ эканлигини ҳисобга олиб, (18.3) ни (18.4) тенгликка бўлсак,

$$\vec{v}_1+\vec{u}_1=\vec{u}_2+\vec{v}_2. \tag{18.5}$$

(18.5) ни m_2 га кўпайтириб ва ҳосил бўлган натижани (18.3) дан айириб, сўнгра (18.5) ни m_1 га кўпайтириб ҳамда ҳосил бўлган натижани (18.3) га қўшиб, заррачаларнинг урилишдан кейинги тезликлари аниқланади:

$$\vec{u}_1=\frac{2m_2\vec{v}_2+(m_1-m_2)\vec{v}_1}{m_1+m_2}, \qquad \vec{u}_2=\frac{2m_1\vec{v}_1+(m_2-m_1)\vec{v}_2}{m_1+m_2}. \tag{18.6}$$

Баъзи хусусий ҳолларни кўриб чиқайлик.

1. Зарралардан бири, мисол учун иккинчиси урилишгача тинч ҳолатда бўлсин, $\vec{v}_2=0$. (18.6) тенгликнинг $\vec{v}_1$ векторнинг йўналишига проекцияларини олиб, урилишдан кейинги тезликларни аниқланилади:

$$u_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_1 \qquad \text{ва } u_2 = \frac{2\,m_1}{m_1 + m_2} v_1. \qquad (18.7)$$

(18.7) дан кўринадики, биринчи зарранинг урилишдан кейинги тезлигининг йўналиши унинг массасини иккинчи зарра массасидан катта ёки кичиклигига боғлиқ.

Агар биринчи зарра массаси иккинчи зарра массасидан кичик бўлса, урилишдан кейинги тезлик йўналиши урилишгача бўлган тезликка қарама-қарши бўлади. Акс ҳолда, урилишгача ва урилишдан сўнгги тезликлар бир хил йўналишда бўлади. Урилишгача тинч турган иккинчи зарранинг урилишдан кейин олган тезлиги доимо биринчи зарранинг урилишгача тезлиги йўналишида бўлади.

2. Урилишда иштирок этаётган зарраларнинг массалари бир хил бўлсин. Бундай ҳолда (18.6) дан $\vec{u}_1 = \vec{v}_2$ ва $\vec{u}_2 = \vec{v}_1$ келиб чиқади.

Агар зарралардан бири, масалан, иккинчиси урилишгача тинч ҳолатда бўлса, урилишдан сўнг биринчи зарра тинч ҳолатга ўтиб, иккинчи зарра эса биринчи зарранинг урилишдан олдинги тезлигига тенг тезлик билан ҳаракатланади, яъни зарралар урилишда ўз тезликларини алмашади.

3. Зарралардан бири, масалан, иккинчиси тинч ҳолатда ва унинг массаси биринчи зарра массасидан жуда катта бўлсин.

(18.6) тенгликларнинг $\vec{v}_1$ векторнинг йўналишига проекцияларини олиб $\vec{v}_2 = 0$ ва m_1 нинг m_2 га нисбатан ташлаб юборса бўладиган даражада кичик қийматга эга эканлигини эътиборга олган ҳолда, урилишдан кейинги тезликларни аниқлаш мумкин.

$$u_1 \approx -v_1 \ \text{ва } u_2 = \frac{2\,v_1}{1 + \frac{m_2}{m_1}} \approx 0. \qquad (18.8)$$

Демак, массаси кичик бўлган биринчи зарра урилишдан сўнг аввалги тезлигини сон қиймати бўйича ўзгартирмаган ҳолда йўналишини тескари томонга ўзгартиради. Агар биринчи зарра газ молекуласидан иборат бўлиб, у идиш деворига тик равишда урилаётган бўлса, (18.8) дан келиб чиқувчи хулосалар янада ҳақиқатни тўғри акс эттиради.

Энди абсолют ноэластик урилиш билан танишиб чиқайлик. Ноэластик урилишда деформацияланиш тўла пластик (ноэластик) деформациядан иборат бўлганлиги учун деформация билан боғлиқ бўлган потенциал энергия ҳосил бўлмайди. Урилиш жараёнида зарраларнинг кинетик энергиялари батамом ёки қисман номеханик (ички) энергияга айланади. Зарралар урилишдан сўнг турли томонга ҳаракатланмайди, балки биргаликда бир хил тезлик билан ҳаракатланади. Демак, абсолют ноэластик урилишда механик энергиянинг сақланиш қонуни бажарилмайди. Шунинг учун фақат импульснинг сақланиш қонунини татбиқ этиб қуйидагига эга бўламиз:

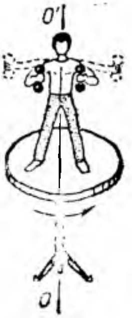
$$m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 = (m_1 + m_2)\vec{u} \quad \text{ва} \quad \vec{u} = \frac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2}{m_1 + m_2}, \tag{18.9}$$

бунда $\vec{u}$ — зарраларнинг урилишдан кейинги тезлиги.

Хусусий ҳолда бир-бирига қараб йўналган икки зарранинг массалари ва тезликларининг сон қийматлари тенг бўлса, уларнинг абсолют ноэластик урилишдан кейинги тезликлари нолга тенг бўлади, яъни зарраларнинг барча кинетик энергиялари номеханик энергияга айланади.

Саволлар

1. Ишнинг аддитив катталик эканлигидан фойдаланиб, ихтиёрий бажарилган ишни ифодаловчи математик формулани қандай кўринишда ёзиш мумкин?
2. Қувват аддитив катталикми?
3. Ернинг тортишиш майдонида жисмнинг кўчирилишидаги бажарилган иш унинг потенциал энергиясини қандай ўзгаришига олиб келади?
4. Консерватив кучларнинг бажарган иши жисмни кўчиришда босиб ўтилган йўлнинг шаклига боғлиқми?
5. Ҳар қандай жисмнинг кинетик энергияси бир хил кўринишдаги математик формула орқали ифодаланиши мумкинми?
6. Жисмнинг чўзилишида, букилишида, шунингдек, унинг бирор потенциал майдонга жойлашиши натижасида ва бошқа ҳолларда ҳосил бўлган потенциал энергияларни бир хил математик формула орқали ифодалаш мумкинми?
7. Механик энергиянинг сақланиш қонуни қандай шароитда бажарилади?
8. Берк системада консерватив кучлардан ташқари ноконсерватив кучлар ҳам мавжуд бўлган ҳолларда энергиянинг сақланиш қонунини қандай тушунасиз?
9. Нима учун ноэластик урилишда механик энергиянинг сақланиш қонуни бажарилмайди?



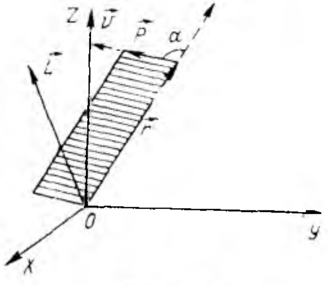
IV БОБ

ИМПУЛЬС МОМЕНТИНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Физикада катта аҳамиятга эга бўлган импульс ва импульснинг сақланиш қонуни, механик энергия ҳамда механик энергиянинг сақланиш қонунлари билан танишиб ўтдик. Ана шундай катталиклардан яна бири импульс моменти ва унинг сақланиш қонунидир. Импульс моментининг сақланиш қонуни билан танишиш учун аввало, бу қонунни характерловчи баъзи бир тушунчаларни қараб чиқайлик.

19-§. ИМПУЛЬС МОМЕНТИ ВА КУЧ МОМЕНТИ

Бирор инерциал саноқ системага нисбатан жисм ҳаракатланаётган бўлсин. Жисмнинг ҳаракат тезлиги $\vec{v}$, импульси $\vec{p}$ ва унинг фазодаги ўрнини ифодаловчи радиус-вектор $\vec{r}$ бўлсин (19-расм). Моддий нуқтанинг берилган O нуқтага нисбатан импульс моменти деганда, радиус-векторни импульс векторига вектор кўпайтмаси тушунилади:



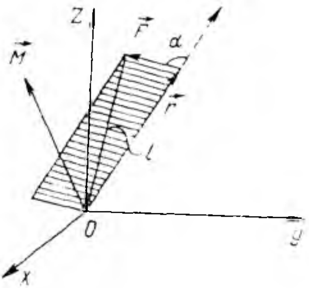
19- расм.

$$\vec{L} = [\vec{r}\ \vec{p}]. \qquad (19.1)$$

Импульс моменти $\vec{L}$ ҳам вектор катталик бўлиб, унинг сон қиймати $\vec{r}$ ва $\vec{p}$ орқали чизилган параллелограмм сиртига тенгдир, яъни

$$L = rp \sin\alpha, \qquad (19.2)$$

бунда α — $\vec{r}$ ва $\vec{p}$ векторларнинг йўналишлари орасидаги бурчак. $\vec{L}$ вектор $\vec{r}$ ва $\vec{p}$ векторлар ётган текисликка тик бўлиб, унинг йўналиши парма қоидаси асосида аниқланади. Агар парма дастасини $\vec{r}$ вектордан (кўпайтирилаётган икки векторнинг биринчисидан) $\vec{p}$ вектор (иккинчиси)га энг қисқа йўл орқали ўтишидаги йўналиш бўйича бурилса, парманинг илгариланма ҳаракати $\vec{L}$ векторнинг йўналиши билан мос келади.



20- расм.

Берилган O нуқтага нисбатан куч моменти деганда, радиус-векторни куч векторига вектор кўпайтмаси тушунилади, яъни

$$\vec M = [\vec r\,\vec F]. \tag{19.3}$$

20-расмда бу векторларнинг ўзаро жойлашиши тасвирланган. Куч моментининг сон қиймати

$$M = r\cdot F\sin\alpha, \tag{19.4}$$

бунда α — $\vec r$ ва $\vec F$ векторларнинг йўналишлари орасидаги бурчак. 0 нуқтадан кучнинг таъсир чизиғига туширилган перпендикулярнинг узунлиги

$$l = r\sin\alpha$$

кучнинг O нуқтага нисбатан *елкаси* дейилади.

20-§. ИМПУЛЬС МОМЕНТИНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Умуман, импульс моменти вақт ўтиши билан ўзгариб туриши мумкин. Бу ўзгариш нималарга боғлиқ эканлигини таҳлил қилиб чиқайлик ва (19.1) ифодани вақт бўйича дифференциаллайлик:

$$\frac{d\vec L}{dt} = \frac{d}{dt}\left[\vec r\,\vec p\right] = \left[\frac{d\vec r}{dt}\cdot\vec p\right] + \left[\vec r\cdot\frac{d\vec p}{dt}\right]. \tag{20.1}$$

Тенгликнинг ўнг қисмидаги биринчи қўшилувчисидаги икки вектор $\left(\frac{d\vec r}{dt} = \vec v \text{ ва } \vec p = m\vec v\right)$ нинг вектор кўпайтмаси нолга тенг, чунки бу векторлар бир хил йўналишга эга. (20.1) ифодадаги иккинчи қўшилувчи Ньютоннинг иккинчи қонуни ва (19.3) га асосан қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$\left[\vec r\,\frac{d\vec p}{dt}\right] = \left[\vec r\,\vec F\right] = \vec M \text{ ва } \frac{d\vec L}{dt} = \vec M. \tag{20.2}$$

Демак, моддий нуқтанинг қўзғалмас O нуқтага нисбатан импульс моментидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосиласи таъсир этаётган кучнинг шу нуқтага нисбатан моментига тенг экан. Энди моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган N та жисмдан иборат система учун импульс моменти билан куч моменти орасидаги боғланишни қараб чиқайлик. Маълумки, системадаги жисмларнинг импульс моменти $\vec L_1, \vec L_2, \ldots, \vec L_N$ дан иборат бўлса, системанинг тўла импульс моменти:

$$\vec L_{\text{сис},} = \sum_{i=1}^{N} \vec L_i. \tag{20.3}$$

Шунингдек, ҳар бир жисмга таъсир этаётган ташқи кучлар моментларининг йиғиндиси системага таъсир этаётган барча ташқи кучлар йиғинди моментини ифодалайди, яъни

$$\vec{M} = \sum_{i=1}^{N} \vec{M}_i. \qquad (20.4)$$

Системадаги ҳар бир жисм учун (20.2) ифодани ёзиб, сўнгра уларни мос равишда қўшиб чиқилса, қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$\sum \frac{d\vec{L}_i}{dt} = \sum \vec{M}_i \text{ ёки } \frac{d}{dt} \sum \vec{L}_i = \sum \vec{M}_i.$$

20.3) ва (20.4) ни эътиборга олиб, охирги тенгликни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{d\vec{L}_{\text{сис}}}{dt} = \vec{M}. \qquad (20.5)$$

Бу боғланиш *моментлар тенгламаси* деб аталади.

Биз (20.4) ва (20.5) формулаларни келтириб чиқаришда системадаги жисмларга таъсир этувчи ички кучларга ҳеч қандай эътибор бермадик. Бунинг боиси шундан иборатки, берилган системадаги ички кучларнинг вектор йиғиндиси доимо нолга тенг, шунинг учун бу кучларнинг берилган нуқтага нисбатан моментларининг йиғиндиси ҳам нолга тенг бўлади.

Демак, (20.5) ифодадан кўринадики, системанинг бирор қўзғалмас нуқтага нисбатан тўла импульс моментидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила системага таъсир этаётган ташқи кучларнинг шу нуқтага нисбатан йиғинди моментига тенг экан. Агар ташқи кучларнинг йиғинди моменти нолга тенг бўлса, (20.5) дан

$$\frac{d\vec{L}_{\text{сис}}}{dt} = 0 \qquad (20.6)$$

ва бу тенглик фақат системанинг тўла импульс моменти вақтга боғлиқ бўлмаган ҳолда ўзгармас катталикдан иборат бўлиб қолсагина бажарилади. (20.6) тенглик импульс моментининг сақланиш қонунини ифодалайди. Хусусий ҳолда система берк системадан иборат бўлса, яъни системага ҳеч қандай ташқи кучлар таъсир этмаётган бўлса, системанинг импульс моменти вақт ўтиши билан ўзгармайди, яъни импульс моментининг сақланиш қонуни бажарилади.

21-§. МАРКАЗИЙ КУЧЛАР МАЙДОНИДАГИ ҲАРАКАТ

Маълумки, марказий кучлар майдонининг турли хил нуқталарига жойлаштирилган жисмларга таъсир этаётган кучларнинг йўналишлари куч майдонининг маркази деб аталувчи марказ орқали ўтади. Масса (заряд)лари бир бирликдан иборат, моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган жисмларга марказий кучлар майдони томонидан кўрсатилаётган таъсир кучи фақат майдон марказидан шу жисм жойлашган нуқтагача бўлган масофагача боғлиқ.

Фараз қилайлик, марказий кучлар майдонида ва фақат марказий куч таъсирида, масалан, тортишиш майдонида бирор моддий нуқта (масалан, сайёра) ҳаракатланаётган бўлсин. Моддий нуқтага таъсир этаётган куч $\vec{F}$ ва унинг фазодаги ўрнини аниқловчи радиус-вектор $\vec{r}$ бўлсин. Бу векторлар йўналиши битта тўғри чизиқда ётганлиги учун

$$\vec{M} = [\vec{r}\,\vec{F}] = 0 \tag{21.1}$$

ва шунга мос равишда (20.2) га асосан

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0 \text{ яъни } \vec{L} = \text{const}. \tag{21.2}$$

(21.2) дан кўринадики, марказий кучлар майдонида ҳаракатланаётган моддий нуқта учун импульс моментининг сақланиш қонуни бажарилар экан. Агар импульс моментининг вектори ўзгармас катталикдан иборат эканлигини ва иккинчи томондан бу вектор ҳамма вақт радиус-векторга перпендикулярлигини эътиборга олсак, моддий нуқтанинг ўрнини аниқловчи радиус-вектор бутун ҳаракат давомида битта текисликда қолаверади деган хулосага келишимиз мумкин.

Демак, марказий кучлар майдонида ҳаракатланаётган моддий нуқтанинг ҳаракат траекторияси кучлар маркази орқали ўтувчи доимий текисликда ётар экан.

22-§. КЕПЛЕР ҚОНУНЛАРИ

Кеплер Ньютондан олдин яшаб ўтган Тихо Брагенинг кўп йиллик кузатишлари натижасида олган маълумотларини ўрганиб, Қуёш системасидаги сайёралар ҳаракатининг учта қонунини яратади. Бу қонунлар Кеплер қонунлари деб аталади ва қуйидагича таърифланади:

1. *Барча сайёраларнинг орбита* (ҳаракат траектория) *лари эллипслардан иборат бўлиб, фокуслардан бирида Қуёш туради.*

2. *Сайёранинг радиус-вектори тенг вақтлар ичида тенг юзлар чизади.*

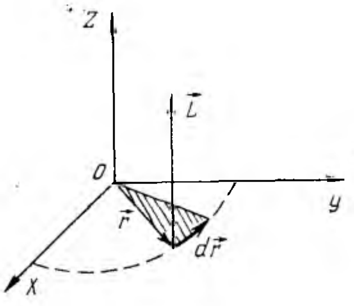
3. *Турли сайёраларнинг Қуёш атрофидаги айланиш даврларининг квадратлари нисбатлари улар эллиптик орбиталарининг катта ярим ўқлари кубларининг нисбатлари каби бўлади.*

Олдинги параграфда Қуёшнинг тортишиш майдонида ҳаракатланаётган сайёранинг ҳаракат траекторияси Қуёш орқали ўтувчи доимий текисликда ётишини кўрган эдик. Ҳисоблашларнинг кўрсатиши ва кузатишларнинг тасдиқлашича, траекториянинг, яъни орбитанинг шакли бошланғич шароитларга қараб парабола ёки эллипс (хусусий ҳолда, айлана) кўринишига эга бўлиши мумкин. Кеплернинг биринчи қонунига тегишли бу келтирилган мулоҳазалар кузатилаётган сайёрага таъсир этаётган куч Қуёшнинг тортишиш кучидангина иборат бўлганда ўринлидир. Аслида Қуёш системасида ҳар бир сайёрага фақат Қуёшнинг тортишиш кучи эмас, балки системадаги бошқа сайёралар ва жисмлар ҳам таъсир этади. Лекин Қуёшнинг массаси Қуёш системасидаги бошқа жисмларнинг умумий массаларидан тахминан 700 марта катта эканлигини эътиборга олсак, сайёрага таъсир этаётган куч Қуёшнинг тортишиш кучидан иборат деб ҳисоблашда қўйилган хатолик жуда кичик эканлигига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Демак, Кеплер қонунлари юқори даражадаги аниқлик билан бажариладиган қонунлардан иборат эмас.

Қуёш системасидаги исталган сайёранинг ҳаракати ҳақида гап юритилганда бу сайёрани моддий нуқта деб ҳисоблаш мумкин. Қуёшнинг тортишиш майдонидаги орбитада ҳаракатланаётган m массали сайёра учун импульс моментининг сақланиш қонунини татбиқ этиб қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\vec{L} = [\vec{r}\ \vec{p}] = m[\vec{r}\ \vec{v}] = \text{const}. \quad (22.1)$$



21- расм.

Тезликни радиус-вектор орқали ифодаланса,

$$\vec{L} = m\left[\vec{r}\ \frac{d\vec{r}}{dt}\right] = 2m\frac{\frac{1}{2}\left[\vec{r}\ d\vec{r}\right]}{dt}. \quad (22.2)$$

(22.2) да $\frac{1}{2}\left[\vec{r}\ d\vec{r}\right] = d\vec{S}$ векторнинг сон қиймати радиус-векторнинг dt вақт ичида босиб ўтган юзига тенг (21-расм), яъни

$$dS = \frac{1}{2} r dr \sin\alpha = \frac{1}{2} r v\, dt, \quad (22.3)$$

бунда v — сайёранинг ҳаракат тезлиги, α радиус-вектор билан тезлик йўналишлари орасидаги бурчак, (22.3) ни эътиборга олсак,

$$\vec{L} = 2m\frac{d\vec{S}}{dt} = \text{const}. \quad (22.4)$$

$\frac{d\vec{S}}{dt}$ — радиус-векторнинг бирлик вақт ичида босиб ўтган юзига сон жиҳатдан тенг бўлиб, уни сайёранинг секториал тезлиги деб юритилади.

(22.4) тенгликдан кўринадики, кузатилаётган сайёранинг секториал тезлиги вақт ўтиши билан ўзгармас катталикдан иборат бўлиб қолади, яъни тенг вақт оралиқларида сайёранинг ўрнини ифодаловчи радиус-вектор тенг юзларни босиб ўтади. Демак, Кеплернинг иккинчи қонуни импульс моментининг сақланиш қонунидан бевосита келиб чиқар экан.

Кеплернинг иккинчи қонунига асосан ҳар бир сайёранинг секториал тезлиги ўзгармас қийматга эга. Шундай экан, сайёранинг эллиптик орбита бўйича бир марта айланиб чиқиши учун кетган вақт — айланиш даври ичида радиус-векторнинг босиб ўтган юзи эллипс юзига тенгдир ва уни эллипснинг катта ва кичик ярим ўқлари орқали ифодалаб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$S = \frac{dS}{dt} T = \frac{L}{2m} T = \pi ab, \tag{22.5}$$

бунда T — сайёранинг орбита бўйлаб айланиш даври, a ва b — эллипснинг катта ва кичик ярим ўқлари.

Сайёраларнинг қуёш билан ўзаро тортишиш кучларини, шунингдек, улар траекторияси ярим ўқларининг қийматларини (22.5) га келтириб қўйиб, сайёралар айланиши даврлари, катта ярим ўқлари, шунингдек, Қуёш массаси орасидаги боғланишни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{T^3}{a^3} = \frac{4\pi^2}{\gamma M}, \tag{22.6}$$

бунда M — Қуёш массаси бўлиб, тенгликнинг ўнг томони ҳамма сайёралар учун бир хил ўзгармас катталиклардан иборат.

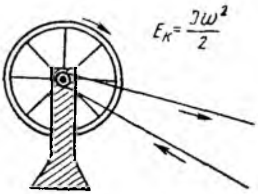
(22.6) дан фойдаланиб, истаган икки сайёра учун уларнинг орбита бўйича айланиш даврлари ва эллиптик орбиталарининг катта ярим ўқлари орасидаги боғланишни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{a_1^3}{a_2^3} \tag{22.7}$$

(22.7) ифода Кеплернинг учинчи қонунини ифодаловчи формуладир.

Саволлар

1. Импульс моменти ва куч моментларининг йўналиши қандай усул билан аниқланади?
2. Системанинг бирор қўзғалмас нуқтага нисбатан тўла импульс моменти шу қўзғалмас нуқтага нисбатан ташқи кучлар моментларининг йиғиндиси билан қандай муносабат орқали боғланган?
3. Импульс моментининг сақланиш қонуни қандай шароитда бажарилади?
4. Кеплер қонунларида, кузатилаётган сайёрага Қуёшнинг тортишиш кучидан ташқари бошқа сайёраларнинг таъсири ҳам мавжуд эканлиги ҳисобга олинганми?



V БОБ.

ҚАТТИҚ ЖИСМ МЕХАНИКАСИ

23-§. ҚАТТИҚ ЖИСМ ИНЕРЦИЯ МАРКАЗИНИНГ ҲАРАКАТИ

Ихтиёрий кўринишга эга бўлган бирор қаттиқ жисмни фикран ҳар бирини моддий нуқта деб қараш мумкин бўлган жуда кичик бўлакчаларга ажратайлик. Демак, қаттиқ жисмни моддий нуқталардан ташкил топган система деб қараш мумкин. Агар қаттиқ жисмни ташкил қилувчи кичик бўлакчаларнинг бир-бирларига нисбатан масофалари ҳар қандай ҳаракат давомида ўзгармасдан қолса, бундай қаттиқ жисм *абсолют қаттиқ жисм* деб аталади. Ушбу бобда ана шу абсолют қаттиқ жисм ҳақида фикр юритилади.

Қаттиқ жисмнинг ҳар қандай мураккаб ҳаракатини икки хил ҳаракат — илгариланма ва айланма ҳаракатларнинг йиғиндисидан иборат деб қараш мумкин. Қаттиқ жисмни ташкил қилувчи ҳамма элементар қисмларининг ҳаракат тезликлари, шунингдек, тезланишлари ҳам сон қиймати бўйича, ҳам йўналиши бўйича бир хил бўлса, бундай ҳаракат *илгариланма ҳаракат* деб аталади.

Агар қаттиқ жисмни ташкил қилувчи нуқталарининг ҳаракат траекториялари айланалардан иборат бўлиб, уларнинг марказлари айланиш ўқи деб аталувчи бир тўғри чизиққа жойлашган бўлса, бундай ҳаракат *айланма ҳаракат* деб аталади.

Қаттиқ жисмнинг ташкил қилувчи ҳар бир майда бўлакчаси учун Ньютоннинг иккинчи қонунини татбиқ этиб, қуйидаги ифодани ҳосил қилинади:

$$\Delta m_i \vec{a_i} = \vec{f_i} + \vec{F_i}, \qquad (23.1)$$

бунда Δm_i — i-бўлакчанинг массаси, f_i — i-бўлакчага таъсир этаётган ҳамма ички кучларнинг тенг таъсир этувчиси, $\vec{F_i}$ — i-бўлакчага таъсир қилаётган ҳамма ташқи кучларнинг тенг таъсир этувчиси.

(23.1) ни қаттиқ жисмдаги ҳамма бўлакчалар учун ёзиб, уларни мос равишда ўзаро қўшиб чиқилса, қуйидаги формула ҳосил бўлади:

$$\sum \Delta m_i \vec{a_i} = \sum \vec{f_i} + \sum \vec{F_i}. \qquad (23.2)$$

Аввал кўриб ўтганимиздек, ҳамма ички кучларнинг йиғиндиси нолга тенг эканлигини эътиборга олсак,

$$\sum \Delta m_i \vec{a_i} = \sum \vec{F_i}. \qquad (23.3)$$

Берилган қаттиқ жисм массалар марказининг фазодаги ўрнини ифодаловчи радиус-вектор қуйидагича аниқланади:

$$\vec{r}_{м}=\frac{\Delta m_1 \vec{r}_1+\Delta m_2 \vec{r}_2+\ldots+\Delta m_N \vec{r}_N}{\Delta m_1+\Delta m_2+\ldots+\Delta m_N}=\frac{\sum \Delta m_i \, \vec{ri}}{m} \qquad (23.4)$$

бунд $\vec{r}_i$ — i-бўлакчанинг фазодаги ўрнини ифодаловчи радиус-вектор, m — қаттиқ жисм массаси.

Қаттиқ жисм массалар марказининг тезланишини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\vec{a}_{м}=\frac{d^2 \vec{r}_{м}}{dt^2}=\frac{\sum \Delta m_i \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2}}{m}=\frac{\sum \Delta m_i \, \vec{a}_i}{m}. \qquad (23.5)$$

Қаттиқ жисм массалар марказини таниш бўлган моддий нуқта сифатида қараш мумкин бўлганлиги учун (23.3) ва (23.5) формулалардан фойдаланиб, унинг ҳаракат тенгламасини қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин. Моддий нуқта ҳаракат тенгламаси деганда, вақтнинг ихтиёрий қийматида моддий нуқтанинг фазодаги ўрнини аниқлашга имкон берувчи формула тушунилади:

$$m \vec{a}_{м}=\sum \vec{F}_i. \qquad (23.6)$$

Охирги тенгликдан қуйидаги хулосага келишимиз мумкин: қаттиқ жисм массалар марказининг ҳаракати массаси қаттиқ жисм массасига тенг бўлган ва айнан шу қаттиқ жисмга таъсир қилаётган барча ташқи кучлар таъсирида содир бўлаётган моддий нуқтанинг ҳаракати каби бўлар экан.

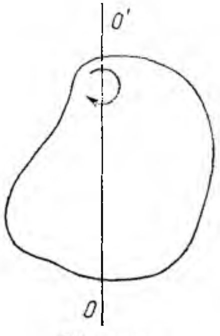
24-§. ҚАТТИҚ ЖИСМНИНГ АЙЛАНМА ҲАРАКАТИ

Қаттиқ жисм OO' қўзғалмас ўқ атрофида айланма ҳаракат қилаётган бўлсин (22-расм). (20.5) ифодани шу қаттиқ жисм ҳаракатига татбиқ этиб, қуйидаги тенгламани ёзиш мумкин:

$$\frac{d\vec{L}}{dt}=\vec{M}. \qquad (24.1)$$

Бунда $\vec{L}$ — қаттиқ жисмнинг айланиш ўқидаги бирор нуқтага нисбатан тўла импульс моменти, $\vec{M}$ — қаттиқ жисмга таъсир этаётган кучларнинг шу нуқтага нисбатан моментларининг йиғиндиси.

Қаттиқ жисм тўла импульсининг ва қаттиқ жисмга таъсир этаётган кучларнинг айланиш ўқига нисбатан моментлари деганда, уларнинг шу ўқда жойлашган ихтиёрий нуқтага нисбатан моментларининг ўқга олинган проекциялари тушунилади. Демак, қаттиқ жисм тўла импульсининг ва унга таъсир эта-



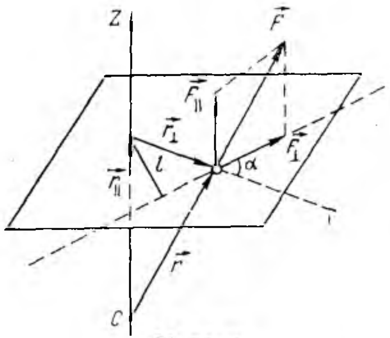
22- расм.

ётган кучларнинг айланиш ўқига нисбатан моментлари вектор катталиклар эмас. (24.1) ни айланиш ўқига олинган проекциясини қуйидагича ёзайлик:

$$\frac{dL}{dt} = M, \tag{24.2}$$

бунда L ва M мос равишда, $\vec{L}$ ва $\vec{M}$ нинг OO' ўқидаги проекциялари.

(24.2) дан кўринадики, қаттиқ жисм тўла импульсининг айланиш ўқига нисбатан моментидан олинган биринчи тартибли ҳосила, шу қаттиқ жисмга таъсир этаётган кучларнинг айланиш ўқига нисбатан моментига тенг экан. Кучларнинг берилган нуқтага нисбатан моменти билан кучларнинг айланиш ўқига нисбатан моменти орасидаги фарқни мукаммал тушуниб олиш учун қаттиқ жисмнинг бирор i- бўлакчасига таъсир этаётган куч мисоли билан танишиб чиқайлик (23- расм). Бўлакчани фазодаги ўрнини ифодаловчи радиус-векторнинг ва бунга таъсир этаётган кучни айланиш ўқига параллел ҳам перпендикуляр йўналиш бўйича ташкил этувчиларга ажратамиз:



23- расм.

$$\vec{r}_{\parallel} = \vec{r}_{\perp} + \vec{r}_{\parallel} \text{ ва } \vec{F} = \vec{F}_{\perp} + \vec{F}_{\parallel}.$$

Кузатилаётган бўлакчага таъсир этаётган кучнинг C нуқтага нисбатан моментини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\vec{M}_i = [\vec{r}\,\vec{F}] = [\vec{r}_{\perp}\vec{F}_{\perp}] + [\vec{r}_{\perp}\vec{F}_{\parallel}] + [\vec{r}_{\parallel}\vec{E}_{\perp}] + [\vec{r}_{\parallel}\vec{F}_{\parallel}].$$

Охирги ҳад параллел векторларнинг вектор кўпайтмасидан иборат бўлганлиги учун нолга тенг. Иккинчи ва учинчи ҳадлар айланиш ўқига тик бўлган векторлардир ва шу туфайли уларнинг айланиш ўқидаги проекциялари ҳам нолга тенг. Биринчи ҳад айланиш ўқига параллел йўналган вектордан иборат. Демак, кучнинг айланиш ўқига нисбатан моменти

$$M_i = |[\vec{r}_{\perp} \cdot \vec{F}_{\perp}]| = F_{\perp} r_{\perp} \sin\varphi = F_{\perp} l,$$

яъни кучнинг айланиш ўқига перпендикуляр йўналиш бўйича ташкил этувчиси билан шу ташкил этувчи куч таъсир чизиғи ва айланиш ўқи орасидаги энг яқин масофа (куч елкаси)нинг кўпайтмасига тенг экан. Шунингдек, бўлакча импульсининг айланиш ўқига нисбатан моментини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$L_i = r_{\perp} p_{\perp} \sin\alpha = F_{\perp} l.$$

Қаттиқ жисм айланма ҳаракат қилаётганлиги учун унинг таркибидаги ҳамма бўлакчаларнинг траекториялари айланалардан иборат бўлиб, бу айланаларнинг радиуслари бўлакчаларнинг фазодаги ўрнини ифодаловчи радиус-векторларнинг айланиш ўқига перпендикуляр йўналиш бўйича ташкил этувчисига тенг, яъни $r = |\vec{r}_\perp|$. Ҳар бир бўлакча импульсининг айланиш ўқига нисбатан моменти:

$$L_i = \Delta m_i v_i r_i.$$

Агар чизиқли тезликни бурчакли тезлик орқали ифодаласак, қуйидагига эга бўламиз:

$$L_i = \Delta m_i r_2^2 \omega.$$

Қаттиқ жисм импульсининг айланиш ўқига нисбатан моменти

$$L = \sum L_i = \sum \Delta m_i r_i^2 \omega = \omega \sum \Delta m_i r_i^2. \qquad (24.3)$$

$\Delta m_i r_i^2$ — катталик Δm_i массали (моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган) бўлакчанинг айланиш ўқига нисбатан инерция моменти дейилади.

$$J = \sum \Delta m_i r_i^2 \qquad (24.4)$$

катталик эса қаттиқ жисмнинг айланиш ўқига нисбатан *инерция моменти* дейилади. (24.3) ва (24.4) тengликлардан қуйидаги ифодага келамиз:

$$L = J \omega. \qquad (24.5)$$

Демак, айланма ҳаракат қилаётган қаттиқ жисм импульсининг айланиш ўқига нисбатан моменти қаттиқ жисмнинг шу айланиш ўқига нисбатан инерция моменти билан унинг бурчакли тезлигининг кўпайтмасига тенг экан.

(24.5) ни (24.2) га келтириб қўйиб, ҳамда J ўзгармас деб ҳисоблаб,

$$\frac{d(J\omega)}{dt} = M \text{ ёки } J\frac{d\omega}{dt} = M \qquad (24.6)$$

ва $\frac{d\omega}{dt} = \beta$ яъни, бурчакли тезланиш эканлигини эътиборга олсак,

$$J\beta = M \qquad (24.7)$$

(24.7) тенглама қўзғалмас ўққа нисбатан қаттиқ жисм айланма ҳаракати динамикасининг асосий тенгламаси деб аталади.

Бу тенглама моддий нуқта ҳаракати учун ёки қаттиқ жисмнинг илгариланма ҳаракати учун ёзилган Ньютоннинг иккинчи қонунини ифодаловчи тенглама

$$ma = F$$

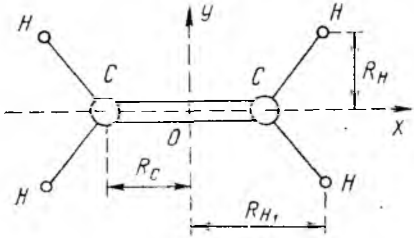
билан бир хил кўринишга эга. Уларни ўзаро таққосланса, айланма ҳаракатда масса ролини инерция моменти, чизиқли тезланиш ролини эса бурчакли тезланиш ва ниҳоят куч ролини куч моменти ўйнар экан деган хулосага келиш мумкин.

25-§. ЖИСМНИНГ БИРОР ЎҚҚА НИСБАТАН ИНЕРЦИЯ МОМЕНТИ

Илгариланма ҳаракат динамикасида масса қандай аҳамиятга эга бўлса, айланма ҳаракат динамикасида инерция моменти ҳам шундай аҳамиятга эга эканлигини кўриб ўтдик. Ҳақиқатан ҳам, масса ва инерция моментлари физик мазмунлари бўйича бир-бирига ўхшаш.

Масса илгариланма ҳаракатда иштирок этаётган жисм инертлигининг ўлчови бўлса, инерция моменти айланма ҳаракатда иштирок этаётган жисм инертлигининг ўлчовидир. Лекин масса билан инерция моменти орасида муҳим тафовут ҳам мавжуд. Жисм массаси илгариланма ҳаракат йўналишига мутлақо боғлиқ эмас. Аммо жисмнинг инерция моменти қайси ўққа нисбатан олинаётганлигига ва бу ўқ жисмга нисбатан қандай жойлашганлигига боғлиқ. Олдинги параграфда кўриб ўтганимиздек, жисмнинг бирор ўққа нисбатан инерция моменти шу жисмни ташкил қилувчи (моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган) ҳамма майда бўлакчалари массаларининг улардан ўққача бўлган масофаларнинг квадратларига мос равишда кўпайтмаларининг йиғиндисига тенг:

$$J = \sum \Delta m_i \, r_i^2. \qquad (25.1)$$



24- расм.

Мисол тарзида этилен молекуласининг 24-расмда тасвирланганидек массалар марказидан ўтувчи X ва Y симметрия ўқларига нисбатан инерция моментларини ҳисоблайлик. Молекулани ташкил қилган атомлар марказлари (ядролари) орасидаги масофа, уларнинг текисликда жойлашишдаги ўзаро ҳосил қилган бурчаклари, шунингдек, атомларнинг масса қийматлари қуйидагича:

$$r_{C=C} = 1{,}4 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \; r_{C-H} = 1{,}09 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \; \angle HCH = 117°34',$$

$$m_H = 1{,}67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}, \; m_C = 12\, m_H.$$

X ўқи C атомларининг марказлари орқали ўтганлиги туфайли молекуланинг бу ўққа нисбатан инерция моменти

$$J = 4 m_H R_H^2 \simeq 5{,}8 \cdot 10^{-47} \text{ кг} \cdot \text{м}^2.$$

Y ўққа нисбатан инерция моменти эса

$$J = 2 m_C R_C^2 + 4 m_H R_{H1}^2 = 3 \cdot 10^{-46} \text{ кг} \cdot \text{м}^2.$$

Қаттиқ жисмни ташкил этувчи моддий нуқта (бўлакча)ларнинг массалари нолга интилувчи катталиклардан иборат бўлса, (25.1) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$J = \int_V r^2 dm. \qquad (25.2)$$

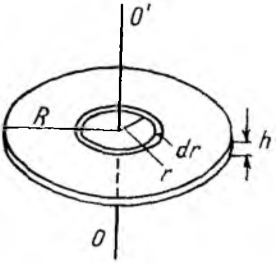
Интеграл қаттиқ жисм эгаллаган бутун ҳажм бўйича олинади. Жисмнинг берилган нуқтадаги зичлиги ρ бўлса,

$$dm = \rho dV \text{ ва } J = \int_V \rho r^2 dV. \qquad (25.3)$$

Агар жисм бир жинсли бўлса ($\rho = \mathrm{const}$), зичликни интеграл ишорасидан ташқарига чиқариб, (25.3) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$J = \rho \int_V r^2 dV. \qquad (25.4)$$

Умуман (25.3) хусусий ҳолда (25.4) ҳар қандай қаттиқ жисмнинг исталган ўққа нисбатан инерция моментини аниқлашга имкон беради.



25- расм.

Мисол тарзида бир жинсли дискнинг унинг асос текислигига перпендикуляр ва массалар марказидан ўтувчи OO' ўққа нисбатан инерция моментини ҳисоблайлик (25-расм). Диск m массага ва R радиусга эга. Дискни радиуси r ва қалинлиги dr бўлган ҳалқасимон юпқа қатламларга ажратайлик. Ҳар бир ҳосил бўлган ҳалқасимон юпқа қатламнинг ҳажми

$$dV = 2\pi r dr h$$

эканлигини эътиборга олиб, (25.4) ни бир жинсли диск учун татбиқ этсак қуйидагича бўлади:

$$J = \rho \int_0^R r^2 2\pi r dr h = 2\pi\rho h \int_0^R r^3 dr,$$

чунки r нинг қиймати O дан R гача ўзгариши мумкин. Интеграллаш амали бажарилса

$$J = 2\pi\rho h \frac{R^4}{4}$$

ва $\pi R^2 h$ — диск ҳажмини ρ — зичликка кўпайтмаси диск массасига тенг эканлигини ҳисобга олиб, дискнинг OO' ўққа нисбатан инерция моментини қуйидагича оддий кўринишда ифодалаш мумкин:

$$J = \frac{1}{2} mR^2. \qquad (25.5)$$

26-§. ШТЕЙНЕР ТЕОРЕМАСИ ВА БАЪЗИ ЖИСМЛАРНИНГ ИНЕРЦИЯ МОМЕНТИ

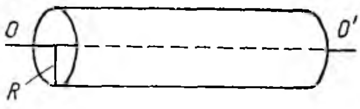
Агар берилган жисмнинг массалар марказидан ўтувчи ўққа нисбатан инерция моменти аниқланган бўлса, бу ўққа параллел исталган ўққа нисбатан инерция моментини ҳам осонлик билан аниқлаш мумкин. Бунинг учун Штейнер теоремасидан фойдаланилади.

Штейнер теоремаси қуйидагича таърифланади:*берилган жисмнинг исталган ўққа нисбатан инерция моменти, шу ўққа параллел ва жисм массалар марказидан ўтувчи ўққа нисбатан инерция моменти билан жисм массасининг ўқлар орасидаги масофа квадратига кўпайтмасининг йиғиндисига тенг.* (Штейнер теоремасига оид материаллар билан назарий механика курсида батафсил танишиб ўтилади.)

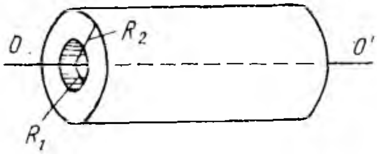
Энди баъзи бир жинсли жисмларнинг инерция моментларини аниқлашга имкон берувчи формулаларни, уларни келтириб чиқариш билан шуғулланмаган ҳолда кўрсатиб ўтайлик.

1. Девори жуда юпқа трубанинг OO' симметрия ўқига нисбатан инерция моменти (26-расм):

$$J = mR^2.$$



26- расм.



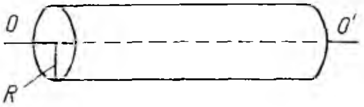
27- расм.

2. Девори қалин трубанинг OO' симметрия ўқига нисбатан инерция моменти (27-расм):

$$J = \frac{1}{2} m\left(R_1^2 + R_2^2\right).$$

3. Бутун цилиндр (диск)нинг OO' симметрия ўқига нисбатан инерция моменти (28-расм):

$$J = \frac{1}{2} mR^2.$$



28- расм.

4. Бутун шарнинг массалар марказидан ўтувчи ўққа нисбатан инерция моменти

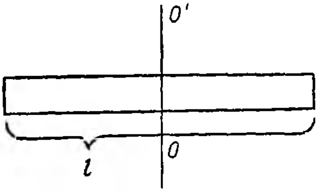
$$J = \frac{2}{5} mR^2.$$

5. Юпқа деворли ичи бўш шарнинг массалар марказидан ўтувчи ўққа нисбатан инерция моменти

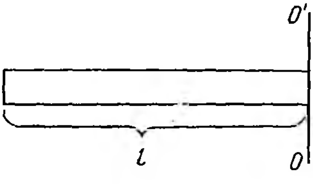
$$J = \frac{2}{3} mR^2.$$

6. l узунликдаги ингичка стерженнинг узунлигига тик ва массалар марказидан ўтувчи OO' ўққа нисбатан инерция моменти (29-расм)

$$J = \frac{1}{12} ml^2.$$



29- расм.



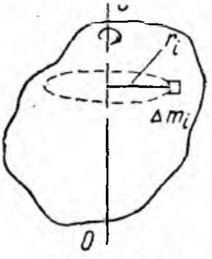
30- расм.

7. *l* узунликдаги ингичка стерженнинг узунлигига тик ва унинг бир учидан ўтувчи *OO'* ўққа нисбатан инерция моменти (30-расм):

$$J = \frac{1}{3} ml^2.$$

27-§. ҚУЗҒАЛМАС УҚ АТРОФИДА АЙЛАНАЕТГАН ЖИСМНИНГ КИНЕТИК ЭНЕРГИЯСИ

Қаттиқ жисм *OO'* қўзғалмас ўқ атрофида айланаётган бўлсин (31- расм). Уни ташкил этувчи ҳамма майда бўлакча (моддий нуқта)-лар ҳаракат траекториялари айланалардан иборат бўлиб, айланиш ўқидан турли масофада жойлашган бўлакчалар турли хил чизиқли тезликка эга. Аммо барча бўлакчаларнинг бурчакли тезликлари бир хил бўлади. Шундан фойдаланиб, *i*- бўлакчанинг кинетик энергиясини бурчакли тезлик орқали қуйидагича ифодалайлик



31- расм.

$$\Delta E_{ki} = \frac{1}{2} \Delta m_i v_i^2 = \frac{1}{2} \Delta m_i \omega^2 r_i^2, \tag{27.1}$$

бунда Δm_i — бўлакча массаси, v_i — унинг чизиқли тезлиги, r_i — бўлакчадан айланиш ўқигача бўлган масофа.

Қаттиқ жисм кинетик энергияси уни ташкил этувчи ҳамма бўлакчалар кинетик энергияларининг йиғиндисидан иборат

$$E_k = \sum \Delta E_{k_i} = \frac{1}{2} \omega^2 \sum \Delta m_i r_i^2. \tag{27.2}$$

(24.4) га асосан $\sum \Delta m_i r_i^2 = J$ жисмнинг айланиш ўқига нисбатан инерция моменти эканлигини эътиборга олсак,

$$E_k = \frac{J\omega^2}{2} \tag{27.3}$$

ифода ҳосил бўлади.

Демак, қўзғалмас ўқ атрофида айланаётган жисмнинг кинетик энергияси шу жисмнинг айланиш ўқига нисбатан инерция моменти ва бурчакли тезлиги орқали ифодаланар экан. Бу формула илгариланма ҳаракатланаётган жисм кинетик энергиясини ифодаловчи формула билан бир хил кўринишга эга. Фақат фарқи шундаки, охирги формулада масса ўрнида инерция моменти, чизиқли тезлик ўрнида бурчакли тезлик иштирок этган.

Қаттиқ жисмнинг ҳар қандай ҳаракатини илгариланма ҳаракат ва жисм оғирлик марказидан ўтувчи ўқ атрофидаги айланма ҳаракатларининг йиғиндисидан иборат деб қараш мумкин. Шунинг учун қаттиқ жисмнинг тўла кинетик энергиясини илгариланма ва айланма ҳаракатлар кинетик энергияларнинг йиғиндисидан иборат деб қараш мумкин, яъни

$$R_k = \frac{mv_м^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2}. \qquad (27.4)$$

бунда m — қаттиқ жисм массаси, $v_м$ — жисм масса марказининг тезлиги.

Саволлар

1. Қўзғалмас ўққа нисбатан айланма ҳаракат қилаётган қаттиқ жисм динамикасининг асосий тенгламасини келтириб чиқара оласизми?
2. Қаттиқ жисмнинг инерция моменти қайси ўққа нисбатан аниқланаётганлигига ва шу жисм хусусиятларига боғлиқми?
3. Қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракатида унинг инерция моменти қандай вазифани бажаради?
4. Қўзғалмас ўқ атрофида айланаётган жисмнинг кинетик энергиясини аниқловчи математик тенгламани ёзинг.
5. Агар қаттиқ жисм бир вақтнинг ўзида ҳам айланма, ҳам илгариланма ҳаракатда иштирок этаётган бўлса, унинг тўла кинетик энергияси қандай аниқланади?

VI БОБ.

ЯХЛИТ МУҲИТ МЕХАНИКАСИНИНГ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

28-§. СУЮҚЛИК ВА ГАЗЛАРНИНГ ХОССАЛАРИ

Суюқлик ва газлар ўзларининг хусусиятлари бўйича қаттиқ жисмлардан тубдан фарқ қилади. Ер сиртига жойлашган қаттиқ жисмлар, суюқлик ва газларни кўз олдимизга келтирайлик. Уларга Ернинг тортишиш кучидан бошқа ҳеч қандай ташқи кучлар таъсир этмаётган бўлсин. Бундай шароитда ҳар қандай қаттиқ жисм аниқ ўзгармас шаклга ва ҳажмга эга бўлиб қолади. (Қаттиқ жисм шаклини ўзгартириш учун, яъни уни деформациялаш учун жисмга қўшимча ташқи кучлар таъсир эттириш лозим.)

Суюқликнинг эгаллаган ҳажми ўзгармас катталикдан иборат бўлиб, суюқлик ўзига хос тайинли шаклга эга эмас, у ўзи турган идиш шаклини олади.

Ҳар қандай газ ўзига хос шакл ва ҳажмга эга эмас. Газнинг шакли ва ҳажми ўзи эгаллаб турган ихтиёрий кўринишдаги идишнинг шакли ва бутун ҳажми билан белгиланади.

Қаттиқ жисм жуда кичик миқдорда деформацияланганда, яъни чўзилганда, қисилганда, унинг бир қатлами иккинчи қатламига нисбатан силжитилганда ва бошқаларда жисмда эластиклик кучлари вужудга келади.

Суюқликларда эластиклик кучлари фақат ҳар томонлама сиқилиш ва айрим ҳолларда ҳар томонлама чўзилиш деформацияси содир бўлганда вужудга келади.

Газларда эса эластиклик кучлари фақат ҳар томонлама сиқилиш деформацияси натижасидагина вужудга келади. Суюқлик ва газларнинг бир қатламини иккинчи қатламига нисбатан параллел силжитилганда бу силжишларга тўсқинлик қилувчи қатлам сиртларига уринма бўйлаб йўналган ички ишқаланиш (қовушоқлик) кучлари вужудга келади. Лекин бу кучлар эластиклик кучлари эмас. Шунинг учун ички ишқаланиш кучлари маълум даражада силжишга қаршилик кўрсатади, аммо силжишларни йўқотмайди. Жуда кўп ҳолларда суюқликлардаги ички ишқаланиш кучлари жуда кичик қийматга эга бўлганлиги учун уларни эътиборга олмаса ҳам бўлади.

Суюқлик қатламларининг бир-бирига нисбатан силжишида ишқаланиш кучлари мутлақо вужудга келмаса, бундай суюқлик *идеал суюқлик* деб аталади.

Суюқлик қатламларига уринма тарзда, ҳатто, жуда оз миқдордаги куч таъсир этиши бу қатламларнинг осонлик билан силжишига олиб келади, яъни оқим ҳосил бўлади. Оқим суюқлик ва газларга хос энг муҳим хусусиятлардан биридир.

Мувозанат (тинч) ҳолатда турган суюқлик ва газларда ўзининг қандайдир аввалги шаклига қайтарувчи эластиклик кучлари мавжуд бўлмайди. Улардаги ҳар қандай икки қатлам ўзаро таъсирланаётган бўлса, таъсир кучлари қатламлар сиртига тик равишда йўналган бўлади.

Суюқлик ичида ихтиёрий танлаб олинган маълум ҳажмга эга бўлган қисм атрофдаги суюқлик ёки идиш девори билан ўзини чегаралаб турувчи сирт орқали ўзаро таъсирлашади ва бу таъсир кучлари ҳамма вақт кузатилаётган нуқтада сиртга тик равишда йўналгандир. Буларнинг ҳаммаси суюқлик ва газнинг ҳар томонлама сиқилишда вужудга келган эластиклик кучлари кузатилаётган ихтиёрий сиртга доимо тик йўналганлигини кўрсатади. Шунинг учун ҳам суюқлик ёки газга ташқаридан берилаётан босим, суюқлик ёки газнинг бутун эгаллаган ҳажми бўйича бир хилда узатилади (Паскал қонуни). Суюқликлар сиқилувчанлигининг жуда кичик эканлиги билан газлардан фарқ қилади. Кўпчилик суюқликлар учун хона ҳароратидаги сиқилувчанлик коэффициенти $\left(\gamma = \frac{\Delta V}{V \Delta p}\right.$; V — сиқилишдан олдинги ҳажм, босим Δp га ортганида ҳажм ΔV га камайган$\left.\right)$ тахминан $10^{-10}\ \frac{\text{м}^2}{\text{Н}}$ тенг бўлса, атмосфера босимига яқин босимдаги газлар учун ўзгармас ҳароратда бу катталик қиймати тахминан $10^{-5}\ \frac{\text{м}^2}{\text{Н}}$ дан иборат бўлади. Кўпчилик ҳолларда суюқликни сиқилмайдиган суюқликдан иборат деб ҳисоблаб, кузатилаётган жараёнда ҳажмнинг ўзгаришини эътиборга олинмайди.

29-§. ИДЕАЛ СУЮҚЛИКНИНГ СТАЦИОНАР ОҚИМИ

Суюқлик ва газларнинг ҳаракат қонунларини ва қаттиқ жисмга нисбатан суюқлик ҳамда газлар ҳаракатланишида улар орасида вужудга келувчи ўзаро таъсир кучларини ўрганадиган физиканинг бўлими *гидроаэродинамика* деб аталади.

Гидроаэродинамикада суюқлик ёки газларнинг молекуляр таркибига эътибор берилмай, уларни берилган ҳажм бўйича узлуксиз тақсимланган яхлит муҳитлар сифатида қаралади. Ушбу бобда биз, асосан суюқлик ҳақида фикр юритамиз. Аммо, бу ерда аниқланадиган кўпгина қонуниятлар газларга ҳам тааллуқлидир.

Суюқлик ҳаракатини *оқиш* деб, ҳаракатланаётган суюқликнинг ташкил этувчи қисмлар (зарралар) тўплами эса *оқим* дейилади.

Суюқлик зарраси деганда, суюқликнинг жуда кичкина ҳажмга эга бўлган қисми тушунилади.

Зарранинг ўлчами молекулалар орасидаги масофага нисбатан, катта, аммо уни моддий нуқта деб ҳисоблашга имкон берадиган даражада кичикдир. Бунда, табиий, зарранинг бутун ҳажми бўйича тезлик, ҳарорат каби физик катталиклар бир хил қийматга эга бўлади.

Суюқлик ҳаракатини тавсиф этувчи асосий усуллардан бири Эйлер усулидир. Бу усулда оқиш содир бўлаётган фазонинг ихтиёрий нуқтасида исталган вақтда суюқлик тезлигини аниқлашга имкон берадиган математик формуладан фойдаланилади. Бу формулани, яъни суюқликнинг ҳаракат тенгламасини умумий тарзда қуйидагича ёзиш мумкин:

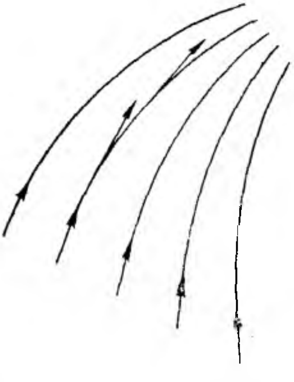
$$\vec{v} = f(\vec{r},\ t), \tag{29.1}$$

бунда $\vec{r}$ — кузатилаётган нуқтага ўтказилган радиус-вектор, t — вақт.

Агар тезлик векторининг сон қиймати ва йўналиши фазонинг исталган нуқтасида вақт ўтиши билан ўзгармасдан қолса, бундай оқим қарор топган ёки *стационар оқим* дейилади.

Суюқлик ҳаракатини оқим чизиқлари орқали тасвирлаш мумкин. Оқим чизиқлари шундай ўтказиладики, уларнинг исталган нуқталарига ўтказилган уринмалар суюқликнинг шу нуқталаридаги тезликларнинг йўналишлари билан устма-уст тушсин. Оқиш тезлигини миқдоран аниқлаш учун оқим чизиқлари зичлигидан фойдаланилади. Бунда суюқлик ҳаракат йўналишига тик равишда жойлашган сиртнинг ҳар бир юз бирлигидан ўтаётган оқим чизиқлари сони — оқим чизиқлари зичлиги, суюқлик тезлигининг қийматига тенг ёки мутаносиб қилиб олинади.

32-расмдаги манзарага ўхшаш манзараларни тажрибада ҳам ҳосил қилиш мумкин. Суюқликка эримасдан муаллақ юрадиган, масалан алюминий зарраларни аралаштириб, оқим чизиқларини кўринадиган қилиш мумкин. Умуман оқим чизиқларининг манзараси вақт ўтиши билан узлуксиз ўзгариб туриши мумкин. Лекин стационар оқимдан иборат бўлган ҳолларда оқим чизиқларининг манзараси вақт ўтиши билан ўзгармайди ҳамда оқим чизиқлари суюқлик зарраларининг траекторияларидан иборат бўлиб қолади.

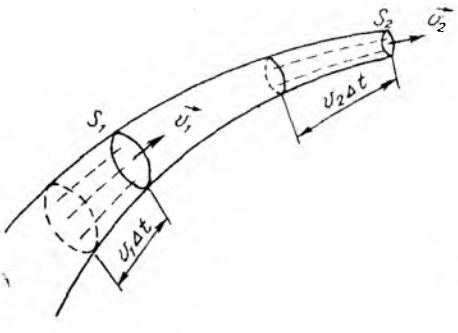


32-расм.

Ҳаракатланаётган суюқлик ичида ажратилган кичик берк контурнинг ҳамма нуқталари орқали ўтувчи оқим чизиқларидан ташкил топган сирт *оқим найи* дейилади.

Оқим найини етарли даражада ингичка қилиб олинса, унинг кўндаланг кесимининг ҳамма нуқталарида суюқлик зарраларининг тезликларини бир хил деб ҳисоблаш мумкин.

Суюқлик зарралари ҳаракат вақтида оқим найининг деворларини кесиб ўтмайди. S_1 ва S_2 кўндаланг кесимларга эга бўлган



33- расм.

оқим найини кўз олдимизга келтирайлик (33- расм).

S_1 ва S_2 кесимлар суюқликнинг тезлик йўналишига тик жойлашган бўлиб, биринчи кесимни ҳамма нуқталарида тезлик v_1 ва иккинчи кесимнинг ҳамма нуқталарида v_2 бўлсин. Энди Δt вақт ичида бу кесимлар орқали оқиб ўтувчи суюқлик массаларини ҳисоблайлик.

S_1 юз орқали Δt вақт ичида бошланғич ҳолатда юздан $v_1\Delta t$ масофагача узоқликда бўлган ҳамма суюқлик зарралари ўтади. Шунинг учун Δt вақт ичида S_1 юздан ўтаётган суюқлик массасини қуйидаги ифода орқали топиш мумкин:

$$m_1 = \rho_1 S_1 v_1 \Delta t. \tag{29.2}$$

Шунингдек S_2 юз орқали ўтаётган суюқлик массаси

$$m_2 = \rho_2 S_2 v_2 \Delta t \tag{29.3}$$

ифода ёрдамида ҳисобланади, бунда ρ_1 ва ρ_2 биринчи ва иккинчи кесимдаги суюқлик зичлиги.

Агар идеал ва сиқилмайдиган ($\rho_1=\rho_2$) суюқликнинг стационар оқими ҳақида мулоҳаза юритилаётганлигини назарда тутсак, иккала сиртдан тенг вақтда оқиб ўтаётган суюқлик массалари ўзаро тенг бўлади:

$$\rho_1 S_1 v_1 \Delta t = \rho_2 S_2 v_2 \Delta t. \tag{29.4}$$

Акс ҳолда, яъни бу тенглик бажарилмаса S_1 ва S_2 сиртлар оралиғида суюқлик миқдори вақт ўтиши билан ортиб ёки камайиб боради ва оқимнинг стационарлик шарти бузилади.

Охирги тенгликни $\rho\Delta t$ га бўлиб юборсак, S_1 ва S_2 юзлардан бирлик вақт ичида оқиб ўтаётган суюқлик ҳажмларининг ўзаро тенглиги ҳосил бўлади:

$$S_1 v_1 = S_2 v_2. \tag{29.5}$$

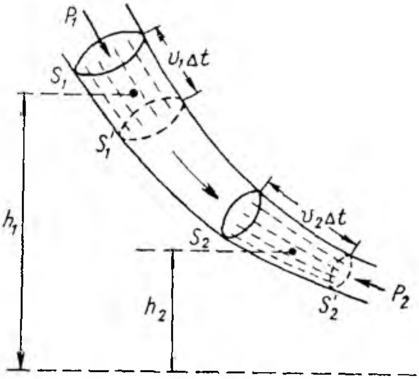
S_1 *ва* S_2 кесимни оқим найининг исталган жойидан ўтказиш мумкин. Демак, оқим стационар бўлганда идеал ва сиқилмайдиган суюқлик учун берилган оқим найининг исталган кўндаланг кесимидан бирлик вақт ичида ўтаётган суюқлик ҳажми ўзгармас катталикдан иборат экан:

$$S v = \text{const}. \tag{29.6}$$

(29.5) ёки (29.6) оқимнинг узлуксизлиги ҳақидаги теоремани ифодаловчи муносабатлардир. Бу муносабатлардан кўринадики, суюқлик зарраларининг тезлиги оқим найининг шаклига боғлиқ экан, яъни оқим найининг кўндаланг кесим юзи каттароқ жойларида тезлик кичик қийматга ва оқим найининг кесим юзи кичик жойларида эса тезлик катта қийматларга эга бўлади. Оқимнинг узлуксизлиги ҳақидаги теоремадан келиб чиқувчи хулосаларни ички ишқаланиш кучлари кичик бўлган суюқликларнинг оқимларига, масалан, кўндаланг кесими масофа ортиши билан ўзгариб борувчи най бўйича стационар оқаётган суюқлик учун татбиқ этиш мумкин.

30- §. БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИ

Ернинг тортишиш майдонида стационар оқаётган идеал суюқлик ичида ажратиб олинган оқим найини қараб чиқайлик (34-расм). Маълум миқдордаги суюқлик бошланғич вақтда оқим чизиқларига тик равишда ўтказилган S_1 ва S_2 кўндаланг кесимлар оралиғига жойлашган деб ҳисоблайлик. Суюқлик зарраларининг S_1 ва S_2 кесимлардаги тезликлари мос равишда v_1 ва v_2 суюқлик босимлари эса p_1 ва p_2 бўлсин. Кузатилаётган суюқлик миқдори оқим туфайли Δt вақт ичида оқим найи бўйлаб силжиб, S_1' ва S_2' кесимлар орасидаги ҳажмни эгаллайди. Энди силжишдаги босим кучларининг бажарган ишини ҳисоблайлик. Оқим найининг деворларига таъсир этаётган босим кучлари оқим чизиқ (траектория) ларига тик равишда йўналганлиги учун ҳеч қандай иш бажармайди. Юзга тик равишда таъсир этаётган p_1 босим кучининг S_1 кесимни $S_1{}'$ гача силжитишдаги бажарган иши қуйидагича аниқланади:



34- расм.

$$A_1 = p_1 S_1 v_1 \Delta t. \qquad (30.1)$$

Шунингдек, p_2 босим кучининг бажарган иши

$$A_2 = -p_2 S_2 v_2 \Delta t, \qquad (30.2)$$

бунда иш манфий қийматга эга, чунки силжиш йўналиши куч йўналишига қарама-қарши бўлади.

Оқимнинг узлуксизлигини ифодаловчи тенгламани ($S_1 v_1 \Delta t = S_2 v_2 \Delta t = \Delta V$) эътиборга олиб, ташқи босим кучлари таъсирида берилган суюқлик миқдорини силжишида бажарилган ишни қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$A = A_1 + A_2 = p_1 \Delta V - p_2 \Delta V. \qquad (30.3)$$

Иккинчи томондан кузатилаётган суюқлик миқдори энергиясининг унинг оқим найи бўйича силжишидаги ўзгаришини ҳисоблайлик. Оқим стационар оқимдан иборат бўлганлиги учун S_1' ва S_2 кесимлар оралиғига жойлашган суюқликнинг энергияси силжишда ўзгармасдан қолади. Демак, ташқи кучлар таъсирида суюқликнинг S_1 ва S_1' кесимлар оралиғига жойлашган қисми S_2 ва S_2' кесимлар оралиғидаги янги ҳолатга ўтган деб қараш мумкин. S_1 ва S'_1 ёки S_2 ва S'_2 кесимлар орасидаги суюқликнинг эгаллаган ΔV ҳажми жуда кичик бўлганлиги туфайли, ҳар бир ҳажмнинг ҳамма нуқталарида босим, тезлик ва потенциал энергияларнинг қийматларини бир хил деб олиш мумкин. Шунинг учун тўла энергиянинг ўзгаришини кинетик ва потенциал энергияларнинг ўзгаришларидан иборат деб, уни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\Delta E = \Delta E_к + \Delta E_р = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} + mgh_2 - mgh_1, \qquad (30.4)$$

бунда m — ΔV ҳажмдаги суюқлик массаси, h_1 ва h_2 бирор горизонтал сиртга нисбатан S_1 ва S'_1 ҳам S_2 ва S'_2 кесмалар оралиғидаги суюқликларнинг баландликлари.

Идеал суюқликда ички ишқаланиш кучлари йўқ эканлигини эътиборга олиб, энергиянинг сақланиш қонунига асосан (30.3) ва (30.4) ни ўзаро тенглаб қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\frac{mv_2^2}{3} - \frac{m_1v_1^2}{2} + mgh_2 - mgh_1 = p_1\Delta V - p_2\Delta V.$$

Сўнгра бу тенгликни ΔV га бўлиб ва бир индексли ҳадларни тенглик аломатининг бир томонига ўтказиб, шунингдек, $\rho = \frac{m}{V}$ суюқлик зичлиги эканлигини эътиборга олиб,

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_1 = \frac{\rho\, v_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_2 \qquad (30.5)$$

ифодани ҳосил қиламиз.

Келтириб чиқарилган муносабат оқим найининг исталган нуқтасидан ўтказилган кўндаланг кесим учун ўринли бўлганлигидан уни умумлаштириб қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{\rho\, v^2}{2} + \rho g h + p = \text{const}. \qquad (30.6)$$

(30.6) тенглама *Бернулли тенгламаси* деб аталади.

Тенгламадаги ҳар бир қўшилувчи ҳад босим ўлчамлигига эга. Одатда $\frac{1}{2}\rho v^2$ — динамик босим, ρgh — оғирлик босими ва p — статик босим деб аталади. Бернулли тенгламаси идеал суюқликнинг стационар оқимида ихтиёрий равишда танлаб олинган оқим чизиғининг исталган нуқталари учун динамик, оғирлик ва статик босимларнинг йиғиндиси ўзгармас катталикдан иборат эканлигини кўрсатади.

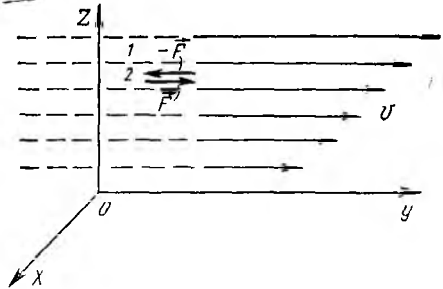
31-§. РЕАЛ СУЮҚЛИКЛАРНИНГ ҲАРАКАТИ. ЁПИШҚОҚЛИК КОЭФФИЦИЕНТИ

Бернулли тенгламаси идеал суюқликлар учун, яъни ички ишқаланишга мутлақо эга бўлмаган суюқликлар учун келтириб чиқарилган эди. Лекин табиатда учрайдиган реал суюқликларнинг бир қатлами иккинчи қатламига нисбатан силжиганда албатта озми-кўпми ишқаланиш кучлари вужудга келади. Бу кучларнинг мавжуд эканлигини қуйидаги оддий мисолларда кўриш мумкин.

Горизонтал ҳолатда жойлашган ҳамма қисмларида диаметри бир хил қийматга эга бўлган най бўйлаб бирор суюқлик стационар тарзда оқаётган бўлсин. Агар суюқликни идеал суюқлик деб қаралса, найнинг кўндаланг кесими унинг ҳамма қисмларида бир хил бўлганлиги учун суюқликнинг оқиш тезлиги ҳаракат давомида ўзгармас катталикдан иборат бўлиши керак, чунки $Sv=$ const. Ҳар бир оқим чизиғи учун горизонтал текисликка нисбатан баландлик ҳам ўзгармас катталик. Бундай суюқлик учун Бернулли тенгламаси (30.6) ни татбиқ этиб, тенгламанинг биринчи ва иккинчи ҳади ўзгармас катталикдан иборат бўлганидан босим ҳам найнинг бутун узунлиги бўйича ўзгармайди деган хулосага келиш мумкин. Ҳақиқатда эса, суюқлик босими реал шароитда оқим йўналиши бўйича камайиб боради. Най ичида стационар оқимни ҳосил қилиш учун суюқликка оқим йўналиши бўйича, ички ишқаланиш кучларини мувозанатлайдиган ташқи кучлар таъсир этиб туриши керак.

Цилиндр шаклдаги ичига суюқлик қуйилган идишнинг ён сиртига параллел бўлган симметрия ўқи атрофидаги айланма ҳаракатни кўз олдимизга келтирайлик. Агар ички ишқаланиш мутлақо бўлмаса, идиш айлана бошлаганда ва ундан кейин ҳам идиш ичидаги суюқлик ўзининг аввалги тинч ҳолатини сақлаб қолиши керак. Лекин, аслида эса айланма ҳаракат бошланиши билан суюқликнинг идиш деворига яқин қатламлари айланма ҳаракатга келади ва бу айланма ҳаракат суюқликнинг ички юпқа цилиндрсимон қатламларига узатила бошлайди. Маълум вақт ўтгач, идиш ичидаги ҳамма суюқлик идиш билан бир хилда айлана бошлайди. Идишнинг айланиши тўхтатилганда эса аввало суюқликнинг идиш деворига яқин қатламлари секинлашади ва бу секинлашиш айланиш ўқига яқин ички қатламларга узатилиб бир оз вақтдан сўнг суюқликни ташкил этувчи ҳамма зарралар ҳаракати тўхтайди.

Келтирилган мисоллар идиш девори билан идиш девори бўйича силжиётган қўшни қатламлари орасида ва суюқликнинг бир-бирларига нисбатан силжиётган қўшни қатламлари орасида ички ишқаланиш кучларининг мавжудлигини кўрсатади. Ички ишқаланиш кучлари ўзаро таъсир этаётган қатламлар сиртига уринма равишда бўлиб, тезроқ ҳаракатланаётган қатламни секинлаштиришга ва секинроқ ҳаракатланаётган қатламни тезлаштиришга қаратилган йўналишда бўлади.



35- расм.

Фараз қилайлик, суюқлик ҳаракати Z ўқига перпендикуляр бўлиб, унинг ХОУ текислигига параллел жойлашган қатламларининг оқим тезликлари Z ўқининг мусбат йўналиши бўйича бир меъёрда ортиб борсин (35-расм). Бир-биридан dz масофада турувчи икки қўшни қатламда бир хил юзга эга бўлган S сиртларни ажратайлик. Кузатилаётган қўшни қатламлар оқимлари тезликларининг фарқи dv бўлсин.

Қатламлар тезликларини Z ўқи бўйича қандай суръат билан ўзгариб боришини ифодаловчи $\frac{dv}{dz}$ катталикка *тезлик градиенти* деб аталади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, биринчи ва иккинчи қатламларнинг бир — бирига нисбатан параллел силжиши туфайли вужудга келаётган ички ишқаланиш кучларининг қатламларнинг S юзларига тўғри келувчи қиймати $|\vec{F}_1|$ ёки $|\vec{F}_2|$ (бу кучлар қиймат бўйича тенг, аммо қарама-қарши йўналган: $\vec{F}_1 = -\vec{F}_2$) S юзнинг катталигига, тезликнинг ўзгариш суръати — тезлик градиентига пропорционал экан, яъни

$$F = \eta S \frac{dv}{dz}, \qquad (31.1)$$

бунда пропорционаллик коэффициенти η, ички ишқаланиш коэффициенти ёки ёпишқоқлик коэффициенти деб юритилади. Ёпишқоқлик коэффициенти турли хил суюқликлар учун ҳар хил қийматга эга бўлиб, берилган суюқликнинг ҳолатига ҳам боғлиқ.

Ёпишқоқлик коэффициентининг ўлчов бирлигини қуйидаги муносабатдан фойдаланиб аниқлаш мумкин:

$$\eta = \frac{F}{S\frac{dv}{dz}}. \qquad (31.2)$$

СИ системада ёпишқоқлик коэффициентининг ўлчов бирлиги қилиб бир-бирига нисбатан силжиётган қўшни қатламлари юзларига тик бўлган ҳар 1 метр узунликда тезлиги 1 м/с га ўзгариб борадиган шароитда қатламларнинг ҳар 1 м^2 юзларига 1 Н дан тўғри келувчи ички ишқаланиш кучининг ҳосил қиладиган суюқликнинг ёпишқоқлик коэффициенти қабул қилинади. Бу бирлик Н·с/м^2 билан белгиланади. Худди шу тарзда ёпишқоқлик коэффициентининг СГС системасидаги ўлчов бирлиги аниқланган ва унга Пуазейль шарафига пуаз (пз) дейилган.

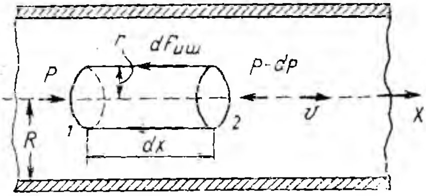
Пуаз билан СИ системадаги ёпишқоқлик коэффициентининг бирлиги орасида қуйидаги муносабат мавжуд:

$$1\ \text{Н}\cdot\text{с/м}^2 = 10\ \text{пз}.$$

32-§. СУЮҚЛИКНИНГ ТРУБАДА ОҚИМИ

Цилиндр кўринишига эга бўлган R радиусли l узунликдаги трубада ёпишқоқ суюқликнинг стационар оқими билан танишиб ўтайлик. Труба деворига ёпишиб олган цилиндр кўринишдаги суюқлик қатламининг оқиш тезлиги нолга тенг. Лекин унга параллел кетма-кет қўшни цилиндр кўринишидаги ички қатламларнинг тезликлари трубанинг симметрия ўқига яқинлашиб борган сари ортиб боради. Бошқача айтганда, кузатилаётган суюқликнинг труба ўқи билан бир хил ўққа эга бўлган цилиндр кўринишдаги қатламлари бир-бирига нисбатан сирпаниб ҳаракатланади. Бунда қатламларни ташкил қилувчи суюқлик ўзаро аралашиб кетмайди. Суюқликнинг бундай оқимига *ламинар* (қатламли) *оқим* дейилади.

Стационар оқимда ҳар бир қатлам ўзгармас тезлик билан ҳаракатланади. Суюқликнинг оқими труба ўқи орқали ўтказилган *X* ўқининг мусбат йўналиши билан мос келсин. Суюқлик ичида *r* — радиусли, *dx* — узунликдаги цилиндр шаклида бўлган кичик ҳажмни ажратайлик (36- расм).



36- расм.

Стационар оқимда ажратиб олинган суюқлик қисмининг ҳаракати тўғри чизиқли текис ҳаракатдан иборат бўлганлиги учун унга таъсир этувчи кучларнинг йиғиндиси нолга тенг бўлиши шарт.

Ажратиб олинган суюқлик бўлакчасига 36- расмда кўрсатилганидек, учта куч таъсир этади:

а) оқим йўналиши бўйича *1* сиртга таъсир этувчи dF_1 босим кучи;

б) 2 сиртга оқимга қарши йўналишда таъсир этувчи dF_2 босим кучи;

в) ҳаракатга тескари йўналишда ён сиртига таъсир этувчи $dF_{\text{иш}}$ ички ишқаланиш кучи.

Суюқлик бўлакчасининг 1 ва 2 сиртига кўрсатилаётган босим, мос равишда, *p ва p—dp* эканлигини ва ён сиртига таъсир этувчи ички ишқаланиш кучи эса (31.1) муносабат орқали аниқланишини эътиборга олиб, юқорида келтирилган кучларнинг модулларини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$dF_1 = p\pi r^2. \tag{32.1}$$

$$dF_2 = (p - dp)\pi r^2. \tag{32.2}$$

$$dF_{\text{иш.}} = \eta\left|\frac{dv}{dr}\right| 2\pi r dx = -\eta\frac{dv}{dr}2\pi r dx. \tag{32.3}$$

Демак,

$$dF_1 - dF_2 = dF_{\text{иш.}} \tag{32.4}$$

(32.1), (32.2) ва (32.3) ни (32.4) га келтириб қўйиб, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$dpr = -2\eta\frac{dv}{dr}dx \text{ ёки } \frac{dv}{dr} = -\frac{r}{2\eta}\frac{dp}{dx}. \tag{32.5}$$

Юқорида таъкидлаб ўтилганидек, цилиндрик кўринишдаги қатламларнинг ҳаракат тезликларининг труба ўқидан узоқлашган сари ўзгариш катталиги $\frac{dv}{dr}$ трубанинг бутун узунлиги бўйича бир хил бўлади. Шунинг учун суюқлик босимини трубанинг узунлиги бўйича ўзгариш тезлиги $\frac{dp}{dx}$ ҳам ўзгармас катталикдан иборат бўлиши керак, яъни уни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{p_1 - p_2}{l}, \tag{32.6}$$

бунда p_1 ва p_2 — труба узунлигининг бошланғич ва охирги нуқталаридаги босим.

(32.6) ни (32.5) га келтириб қўйиб ҳосил бўлган

$$dv = -\frac{p_1 - p_2}{2\eta l} r\, dr \tag{32.7}$$

тенглама интегралланса

$$v = -\frac{p_1 - p_2}{4\eta l} r^2 + C. \tag{32.8}$$

Бу ифодадан C ўзгармас сонни аниқлаш учун $r = R$ деб олайлик, бу ерда R — трубанинг радиуси, у ҳолда труба деворларига ёпишган суюқлик қатламининг оқиш тезлиги

$v = 0$ эканлигидан

$$C = \frac{p_1 - p_2}{2\eta l} R^2 \tag{32.9}$$

келиб чиқади.

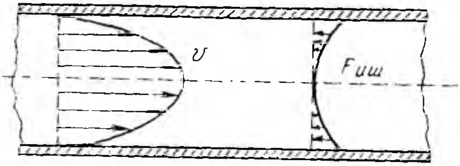
(32.9) ни (32.8) га қўйиб, тезликнинг қуйидаги ифодасига эга бўламиз:

$$v = \frac{p_1 - p_2}{4\eta l} (R^2 - r^2). \tag{32.10}$$

(32.10) ифода цилиндр кўринишидаги трубада стационар оқаётган суюқликдаги қатламларнинг оқиш тезликлари ҳар бир қатламдан труба ўқигача бўлган масофа (радиус) га боғлиқ эканлигини кўрсатади. $r = 0$ да, яъни труба ўқида тезлик энг катта қийматга эришади:

$$v_0 = \frac{p_1 - p_2}{4\eta l} R^2. \tag{32.11}$$

(32.10) дан кўринадики, тезлик радиуснинг квадратига пропорционал тарзда ўзгаради, яъни тезлик қиймати трубанинг диаметри бўйича параболик қонуният билан тақсимланади (37- расм). Бу расмдан яна шу нарса кўринадики, тезлик градиенти труба деворларига яқин жойларда катта қийматга, труба ўқи атрофида эса энг кичик қийматга эга бўлади. Шунинг учун тезлик градиентига пропорционал

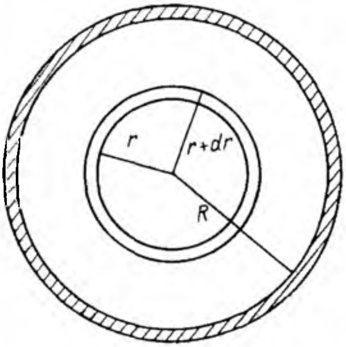


37- расм.

бўлган $F_{\text{иш}}$ ички ишқаланиш кучи ҳам идиш деворлари атрофидаги жойларда катта қийматларга эга бўлиб, труба ўқига яқинлашиб борган сари камайиб боради.

33-§. ПУАЗЕЙЛЬ ФОРМУЛАСИ. ЁПИШҚОҚЛИК КОЭФФИЦИЕНТИНИ АНИҚЛАШ

Олдинги параграфда кўриб ўтганимиздек, цилиндр кўринишдаги трубада суюқлик ламинар оқаётган бўлсин. Агар тезликнинг труба диаметри бўйича тақсимоти маълум бўлса, трубанинг кўндаланг кесими орқали бир секунд ичида оқиб ўтаётган суюқликнинг ҳажмини ҳисоблаш мумкин. Бунинг учун трубанинг кўндаланг кесимида *ички радиуси r* ва қалинлиги *dr* га тенг ҳалқа ажратайлик (38-расм). Ҳалқанинг қалинлиги етарли даражада кичкина бўлганлиги учун унинг $dS = 2\pi r dr$ сиртидан оқиб ўтаётган суюқликдаги барча зарраларнинг тезликлари бир хил қийматга эга деб қараш мумкин. Ҳалқа сирти орқали бир секундда оқиб ўтадиган суюқлик ҳажми қуйидаги формуладан топилади:



38-расм.

$$dQ = v \cdot 2\pi r\, dr. \tag{33.1}$$

Бу ифодага (32.10) дан v нинг қийматини келтириб қўйсак

$$dQ = \frac{p_1 - p_2}{4\eta l}(R^2 - r^2)\, 2\pi r\, dr. \tag{33.2}$$

(33.2) ни трубанинг бутун кўндаланг кесими бўйича интеграллаб, бир секунд ичида оқиб ўтаётган суюқлик ҳажмини қуйидагича аниқлаймиз:

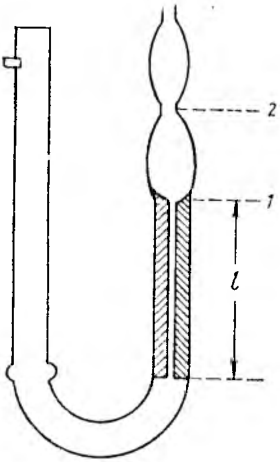
$$Q = \int dQ = \frac{2\pi(p_1 - p_2)}{4\eta l}\int_0^R (R^2 - r^2)\, r\, dr.$$

$$Q = \frac{\pi(p_1 - p_2)}{8\eta l} R^4. \tag{33.3}$$

(33.3) дан кўринадики, бир секунд ичида трубадан оқиб ўтаётган суюқлик ҳажми трубанинг бошланғич ва охирги нуқталаридаги босимлар фарқига, труба радиусининг тўртинчи даражасига тўғри пропорционал ҳамда труба узунлигига ва суюқликнинг ёпишқоқлик коэффициентига тескари пропорционал экан. (33.3) муносабат *Пуазейль формуласи* деб аталади.

Пуазейль формуласидан

$$\eta = \frac{\pi(p_1 - p')}{8Q' l} R^4 t. \tag{33.4}$$



39- расм.

Бунда Q' — труба кўндаланг кесимдан t вақт ичида оқиб ўтган суюқлик ҳажми.

Демак, (33.4) дан фойдаланиб, масалан, узунлиги l ва ички радиуси r га тенг ингичка капилляр найдан t вақт ичида оқиб ўтган суюқлик ҳажмини ўлчаш орқали суюқликнинг ёпишқоқлик коэффициентини аниқлаш мумкин. Шу усулга асосланган асбоблардан бири суюқликнинг ёпишқоқлик коэффициентини ўлчашга имкон берувчи Освальд вискозиметридир.

39- расмда шишадан ясалган капилляр найли вискозиметр тасвирланган. Ёпишқоқлик коэффициенти ўлчаниши зарур бўлган суюқликнинг *1* ва *2* баландликлар орасидаги миқдорини узунлиги l ва ички радиуси r га тенг бўлган капилляр най орқали оқиб ўтиш вақти ўлчанади. Сўнгра ишлатилаётган вискозиметр учун *1* ва *2* баландликлар орасидаги суюқлик жойлашадиган ҳажм, l ва r лар қиймати ёрдамида (33.4) формуладан фойдаланиб, кузатилаётган суюқликнинг ёпишқоқлик коэффициентини ҳисоблаш мумкин.

34- §. ЎХШАШЛИК ҚОНУНИ

Суюқлик ҳаракати билан боғлиқ бўлган кўпгина масалаларни ҳал этиш жуда мушкул иш. Бундай ҳолларда гидродинамик ўхшашлик қонунларидан фойдаланиш жуда қўл келади. Сиқилмайдиган суюқликнинг тортишиш кучлари майдондаги стационар оқимини олиб қарайлик. Суюқлик ва унинг ҳаракатини характерловчи физик катталиклар суюқлик зичлиги, ёпишқоқлик коэффициенти, тезлик ва узунликдан иборат.

Узунлик деганда кузатилаётган воқеликка характерли бўлган узунлик тушунилади. Мисол учун, бу узунлик ўрнида труба диаметрини, труба бўйича бирор физик катталикнинг маълум миқдорда ўзгаришини характерлайдиган узунлигини, ишқаланиш кучлари таъсир этаётган юзнинг ҳосил қилувчи квадратнинг бир томонининг узунлигини, суюқлик ичида ҳаракатланаётган қаттиқ жисм ўлчамини ва бошқаларни олиш мумкин.

Суюқлик ичида ажратиб олинган бўлакчасига иккита куч таъсир этади: *босим кучи* ва *ички ишқаланиш кучи.*

Босим кучининг ички ишқаланиш кучидан катта ёки кичкина бўлишига қараб, энергиянинг бир турдан иккинчи турга ўтиши содир бўлади ва суюқлик ҳаракати вужудга келиши ёки йўқолиши мумкин.

Суюқликнинг кинетик энергияси унинг ўлчамлигини эътиборга олган ҳолда, қуйидаги катталиклар орқали ифодаланади деб ҳисоблаш мумкин:

$$E_к \sim \frac{1}{2}\rho\, l^3 v^2, \qquad (34.1)$$

бунда ρ — зичлик, l — узунлик, v — тезлик.

Ишқаланиш кучини енгиб, l масофада бажарилган иш қандай катталиклар орқали ифодаланиши мумкин эканлигини аниқлаш учун қуйидагича мулоҳаза юритайлик. Ишқаланиш кучи $\eta \frac{v}{l}$ ни l^2 га кўпайтмасига пропорционал. Ишқаланиш кучини l узунликка кўпайтмаси эса бажарилган ишни характерлайди. Шунинг учун

$$A \sim \eta \frac{v}{l} l^2 \cdot l = \eta v l^2. \qquad (34.2)$$

Суюқлик кичик қисмининг кинетик энергиясини ишқаланиш кучини енгишдаги бажарилган ишга нисбати (34.1) ва (34.2) дан

$$\frac{E_к}{A} \sim \frac{\rho l v}{\eta} \qquad (34.3)$$

кўринишда ёзилиши мумкин. Ҳосил бўлган бу ўлчамсиз сонга Рейнольдс сони деб аталади ва R_e орқали белгиланади:

$$R_e = \frac{\rho l v}{\eta}. \qquad (34.4)$$

(34.4) дан кўринадики, ички ишқаланиш кучлари кичкина қийматларга эга бўлган ҳолларда Рейнольдс сони катта қийматларга эга бўлади.

Юқорида келтирилган мулоҳазаларга асосланиб, суюқлик кичик қисмининг кинетик энергиясини унинг тортишиш кучларининг l масофада бажарган иши туфайли эришган ўзгаришига нисбатини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\frac{E_k}{A} \sim \frac{E_k}{\Delta E_k} \sim \frac{\rho l^3 v^2}{2}; \qquad f l = \frac{\rho l^3 v^2}{2mgl} \sim \frac{v^2}{gl}, \qquad (34.5)$$

бунда f — тортишиш кучи, m — масса, g — эркин тушиш тезланиши.

Бу ҳосил бўлган ўлчамсиз сонга *Фруд сони* деб аталади ва F ҳарфи билан белгиланади:

$$F = \frac{v^2}{gl}. \qquad (34.6)$$

(34.6) дан кўринадики, тортишиш кучининг таъсири кичик бўлган ҳолларда Фруд сони катта қийматларга эга бўлади.

Агар стационар оқаётган бир қанча суюқликлар учун Рейнольдс ва Фруд сонлари бир хил қийматларга эга бўлса, бундай суюқликлар *гидромеханик (механик) ўхшаш суюқликлар* дейилади Қонуниятнинг ўзи эса *оқимнинг ўхшашлик қонуни* дейилади. Гидродинамик ўхшаш суюқликларда оқим характери ҳам албатта бир хил бўлади. Бу қонундан кемасозлик ва самолётсозлик саноатида кенг фойдаланилади. Кема ва самолётлар асл нусхасини синовдан ўтказиш ўрнига уларнинг катталиклари бир қанча марта кичрайтирилган моделларини синовдан ўтказилиб тегишли хулоса чиқарилади. Моделларда синов ишларини ўтказишда ўхшашлик шартларидан бирортасини бажарилиши, масалан, Рейнольдс сонини бир хилда бўлиши етарли.

Мисол учун тезлиги 40 км/соат бўлган сув ости кемаси (ёки кемага нисбатан сув 40 км/соат тезлик билан оқяпти деб қараш ҳам мумкин) сирти бўйича сувнинг оқиб ўтиш хусусиятини аниқлаш учун катталиги тўрт марта кичрайтирилган моделида тажриба орқали ўрганиш мумкин. Ҳақиқатан иккала шароит учун Рейнольдс сонлари бир хил бўлиши шартига кўра:

$$\frac{\rho l u}{\eta} = \frac{\rho l' v}{\eta}, \text{ бундан } v = \frac{l}{l'} \cdot u = 4u,$$

бу тенгликларда u — ҳақиқий кеманинг тезлиги, v — кема моделининг синалишидаги тезлиги, l — кеманинг узунлиги, l' — кема моделининг узунлиги.

Демак, кеманинг тезлиги 40 км/соат бўлса, унинг моделини синалишидаги тезлиги 160 км/соат бўлиши керак. Бундай шароитда сув ости кемасининг модели сув оқимида худди кеманинг асл нусхаси каби ўзини тутади.

35-§. СТОКС ФОРМУЛАСИ

9-§. да берилган физик катталикнинг ўлчамлиги асосий катталиклар ўлчамликларининг даражали кўпайтмаларига тенг эканлигини кўриб ўтган эдик, масалан

$$[C] = L^{n_1} \cdot M^{n_2} T^{n_3}, \; \ldots$$

унда n_1, n_2, n_3, ... мусбат ёки манфий рақамлар.

Ўлчамликлар қонуниятининг теоремасига асосан турли хил физик катталиклар орасидаги ўзаро миқдорий боғланиш шу катталиклардан тузилган ўлчамсиз комбинация орасидаги функционал боғланиш орқали ифодаланиши мумкин. Бу теоремадан фойдаланиб, хусусан, суюқликда кичик тезлик билан ҳаракатланаётган шарчага таъсир этаётган қаршилик кучини аниқлаш мумкин. Бундай шароитда суюқликнинг хусусиятини ва шарнинг ҳаракатини характерловчи v (тезлик), ρ (зичлик), η (ишқаланиш коэффициенти), r (шарча радиуси) ва F (қаршилик кучи) катталиклардан иккита ўлчамсиз комбинация тузиш мумкин:

$$\frac{F}{\rho v^2 r^2} \quad \text{ва } R_e = \frac{\rho l v}{\eta}.$$

Бу катталикларнинг бири иккинчиси билан функционал богланганлиги учун

$$F = \rho v^2 r^2 f(\mathrm{Re}) \qquad (35.1)$$

$f(\mathrm{Re})$ функция тажриба орқали аниқланиши мумкин.

Тажриба суюқлик ичида ҳаракатланаётган шарчанинг тезлиги кичик бўлган ҳолда қаршилик кучи тезликнинг биринчи даражасига пропорционал эканлигини кўрсатади.

Агар $f(\mathrm{Re})$ функцияни Рейнольдс сонига тескари пропорционал, яъни

$$f(\mathrm{Re}) = \frac{\mathrm{const}}{\mathrm{Re}} \tag{35.2}$$

деб олинса, (35.1) формула бўйича қаршилик кучининг тезликка боғланиши тажрибада олинган маълумотларга мос келади.

(35.1) тенгликка $f(\mathrm{Re})$ нинг қийматини (35.2) ва Re нинг қийматини (34.4) муносабатдан келтириб қўйиб, қаршилик кучининг қуйидаги ифодасини ёзиш мумкин:

$$F = \mathrm{const}\,\eta v r.$$

Ҳисоблашлар бу ифодадаги ўзгармас коэффициент қиймати 6π га тенг эканлигини кўрсатади, шунинг учун

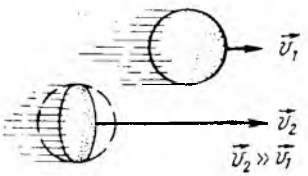
$$F = 6\pi\eta v r \tag{35.3}$$

(35.3) тенгликни *Стокс формуласи* дейилади.

Стокс формуласидан кўринадики, суюқлик ичида ҳаракатланаётган шарчага кўрсатилаётган қаршилик кучи (ёпишқоқлик кучи) ёпишқоқлик коэффициентига, шарча радиусига ва шарчанинг суюқликка нисбатан ҳаракат тезлигига боғлиқ экан.

Саволлар

1. Трубада сув стационар тарзда оқаётган бўлса, нима учун унинг кенгроқ жойларида оқиш тезлиги кичик ва торроқ жойларида эса оқим тезлиги катта қийматга эга бўлади?
2. Идеал суюқлик учун келтириб чиқарилган Бернулли тенгламасини реал суюқликлар учун қандай шароитда татбиқ этиш мумкин?
3. Трубада стационар оқаётган суюқлик қатламларининг тезликлари труба кўндаланг кесимининг ҳамма нуқталарида бир хил қийматга эгами?
4. Освальд вискозиметридан фойдаланиб суюқликнинг ёпишқоқлик коэффициентини аниқлаш қандай усулга асосланган?



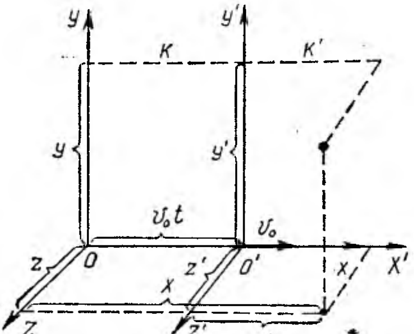
VII БОБ.

НИСБИЙЛИК ПРИНЦИПИ. РЕЛЯТИВИСТИК ДИНАМИКА ЭЛЕМЕНТЛАРИ

36-§. ГАЛИЛЕЙ АЛМАШТИРИШЛАРИ

Классик механика (Ньютон механикаси) ҳар қандай саноқ системаларда вақт бир хилда ўтиб боради ва берилган жисмнинг ўлчами (узунлиги, эни ва ҳоказо) унинг ҳаракат тезлигига мутлақо боғлиқ эмас деб ҳисоблайди. Бу қоида исботсиз қабул қилинган. Кундалик ҳаётдаги кўпдан-кўп кузатишлар, жисмнинг ҳаракат тезлиги ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигидан жуда кичик бўлган ҳолларда, юқоридаги қоидалар тўғри эканлигини кўрсатади.

Берилган жисмнинг исталган вақтда фазодаги ҳолатини турли хил инерциал саноқ системаларда қандай аниқланишини кўриб ўтайлик. Фараз қилайлик, моддий нуқта деб ҳисобланиши мумкин бўлган жисм K' инерциал саноқ системасига нисбатан маълум қонуният билан ҳаракатланаётган (хусусий ҳолда тинч турган) бўлсин.



40-расм.

K' саноқ системанинг X', Y', Z' координата ўқлари K инерциал саноқ системанинг X, Y, Z ўқларига параллел бўлиб, X ва X' ўқлар ўзаро устма-уст тушсин. Шунингдек, K' саноқ система K саноқ системага нисбатан X ўқининг мусбат йўналиши бўйича v_0 тезлик билан тўғри чизиқли текис ҳаракатланаётган бўлсин (40-расм).

K ва K' саноқ системаларнинг координата бошлари устма-уст тушганда, бу системаларга нисбатан тинч ҳолатда жойлаштирилган соатларнинг кўрсатишлари $t = t' = 0$ деб танлаб олайлик.

Яна шуни эслатиб ўтиш лозимки, K ва K' системаларда вақт бир хилда ўтиб боради. Жисмнинг исталган t' вақтда K' системага нисбатан ҳолатини аниқловчи координаталар x', y', z' ва айни шу $t = t'$ вақтда K системага нисбатан жисм ҳолатини аниқловчи координаталар x, y ва z дан иборат бўлсин. Бу координаталар орасида қуйидаги боғланиш мавжуд:

K саноқ системасида | **K′ саноқ системасида**

$$\left.\begin{aligned} x &= x' + v_0 t \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= t' \end{aligned}\right\} (36.1) \qquad \left.\begin{aligned} x' &= x - v_0 t \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= t \end{aligned}\right\} (36.2)$$

(36.1) ва (36.2) тенгликлар *Галилей алмаштиришлари деб* аталади. Бу тенгламалар бирор инерциал саноқ системада жисмнинг фазодаги ўрни маълум бўлса, иккинчи инерциал саноқ системага нисбатан шу жисмнинг ҳолатини аниқлашга имкон беради. Бу эса ўз навбатида бирор инерциал саноқ системада жисмнинг ҳаракат тенгламаси ва бошқалар маълум бўлса, улар бошқа инерциал саноқ системаларда қандай кўринишга эга эканликларини аниқлашга имкон беради.

Агар жисмнинг фазодаги ўрни иккала саноқ системага нисбатан радиус-векторлар орқали аниқланаётган бўлса, улар орасида қуйидаги боғланиш мавжуд:

$$\vec{r} = \vec{r}\,' + \vec{v}_0 t. \qquad (36.3)$$

Бунда $\vec{r}$ — K саноқ системада жисмнинг фазодаги ўрнини ифодаловчи радиус-вектор, r' — жисмнинг K' системага нисбатан фазодаги ўрнини аниқловчи радиус-вектор.

(36.1) тенгламалардан биринчисини вақт бўйича дифференциаллаб, қуйидаги ифодани оламиз:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx'}{dt} + v_0.$$

Аввал қайд қилинганидек, вақт ҳар қандай саноқ системада бир хилда кечади, шунинг учун $dt = dt'$. Юқорида олинган формуладаги $\frac{dx}{dt}$ — K системада жисм тезлигининг X ўқидаги проекцияси v_x дир ва $\frac{dx'}{dt}$ — K' системада жисм тезлигининг X' ўқидаги проекцияси $v'_{x'}$ эканлигини эътиборга олиб, уни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$v_x = v'_{x'} + v_0. \qquad (36.4)$$

(36.1) нинг иккинчи ва учинчи тенгламасини вақт бўйича дифференциаллаш натижасида қуйидагиларга эга бўлиш мумкин:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{dy'}{dt} = \frac{dy'}{dt'} \text{ ёки } v_y = v_y'. \qquad (36.5)$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{dz'}{dt} = \frac{dz'}{dt'} \text{ ёки } v_z = v'_{z'} \qquad (36.6)$$

(36.4), (36.5) ва (36.6) муносабатлар тезликнинг координата ўқларига олинган проекциялари бир системадан иккинчисига ўтишда қандай ўзгаришини кўрсатади.

(36.3) муносабатни вақт бўйича дифференциаллаб, қуйидаги тенгликни оламиз:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\vec{r}'}{dt} + v_0 = \frac{d\vec{r}'}{dt'} + v_0 \quad \text{ёки} \quad \vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0. \tag{36.7}$$

(36.7) муносабат кузатилаётган жисм тезлигининг K системадаги қиймати $\vec{v}$, унинг K' системага нисбатан аниқланган $\vec{v}'$ қийматидан $\vec{v}_0$ га фарқ қилишини кўрсатади. Одатда $\vec{v}$ — жисм ҳаракатининг абсолют тезлиги ва $\vec{v}'$ — жисм ҳаракатининг нисбий тезлиги деб аталади.

37-§. НИСБИЙЛИК ПРИНЦИПИ

40-расмда кўрсатилгандек, берилган жисм ҳаракатини K ва K' инерциал саноқ системаларга нисбатан қараб чиқайлик. Олдинги параграфда айтиб ўтилганидек, жисм ҳаракатининг K ва K' системалардаги тезликлари бир-биридан ўзгармас катталикка фарқ қилади. (36.4), (36.5), (36.6) ва (36.7) муносабатларни вақт бўйича дифференциаллаб ва $dt = dt'$ эканлигини эътиборга олиб қуйидагиларни ёзиш мумкин:

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{dv_{x'}'}{dt} + \frac{dv_0}{dt} = \frac{dv_{x'}'}{dt'} + 0$$

$$\frac{dv_y}{dt} = \frac{dv_{y'}'}{dt} = \frac{dv_{y'}'}{dt'}$$

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{dz_{z'}'}{dt} = \frac{dv_{z'}'}{dt'}$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{v}'}{dt} + \frac{d\vec{v}_0}{dt} = \frac{d\vec{v}'}{dt'} + 0$$

Бу ифодалардаги тезланишлар учун қуйидаги тенгликларни ёза оламиз

$$a_x = a_{x'}'; \; a_y = a_{y'}'; \; a_z = a_{z'}'$$

ёки умумий ҳолда

$$\vec{a} = \vec{a}'. \tag{37.1}$$

Бу формулалар ихтиёрий иккита инерциал саноқ система учун келтириб чиқарилди. Шунинг учун уларни умумлаштириб шундай хулосага келиш мумкин: *берилган жисм ҳаракатининг тезланиши ҳамма инерциал саноқ системаларда бир хил қийматга эга.*

Галилей алмаштиришларидан яна шу нарса кўринадики жисмларнинг бир-бирига нисбатан жойлашишлари ва уларнинг бир-бирига нисбатан тезликлари қайси инерциал саноқ системасида олиб қаралаётганлигига боғлиқ эмас.

Демак, ҳар қандай икки жисмнинг бир-бирига кўрсатаётган ўзаро таъсир кучлари ҳам барча инерциал саноқ системаларида бир хил қийматга эга. Бу хулосани кузатилаётган K ва K' саноқ системалар учун татбиқ этилса:

$$\vec{F} = \vec{F}', \tag{37.2}$$

бунда $\vec{F}$ ва $\vec{F}'$ — берилган жисмга K ва K' системаларда таъсир этаётган кучлардир.

Классик механикага асосан, берилган жисм массаси ҳамма инерциал саноқ системаларда бир хил қийматга эга ва жисмнинг физик ҳолатига боғлиқ эмас, яъни

$$m = m'. \tag{37.3}$$

Буларга асосан, Ньютоннинг иккинчи қонуни ҳам барча инерциал саноқ системаларда бир хил кўринишда ёзилади ва бир хил мазмунга эга деган хулосага келиш мумкин. Мисол учун

$$K \text{ системада } m\vec{a} = \vec{F}$$

$$K' \text{ системада } m'\vec{a}' = \vec{F}' \tag{37.4}$$

Юқорида кўрсатиб ўтилганидек, $m = m'$, $\vec{a} = \vec{a}'$ ва $\vec{F} = \vec{F}'$ бўлиб, агар K системада $m\vec{a} = \vec{F}$ муносабат бажарилса, K' системада ҳам $m'\vec{a}' = \vec{F}'$ тенглик албатта бажарилади. Бошқача айтганда, ҳар қандай механик ҳодиса барча инерциал саноқ системаларда бир хилда содир бўлади. Бу хулоса *Галилейнинг нисбийлик принципи* деб аталади.

Мисол тариқасида бири Ерга нисбатан тинч турган, иккинчиси эса тўғри чизиқли текис ҳаракатланаётган иккита поезд вагонини кўрайлик. Уларнинг ичида маълум баландликдан бирор жисмни вагонларга нисбатан бир хил жойдан қўйиб юборилган бўлсин. Бу жисм Ернинг тортиш кучи таъсирида иккала ҳолда ҳам вертикал йўналишда бир хилда ҳаракат қилиб, бир жойга тушади, ваҳоланки иккинчи ҳолда жисм ҳавода пастга тушаётганида поезд илгариланма ҳаракатда бўлган.

Иккинчи мисол. Тўғри чизиқли текис ҳаракат қилаётган поезд вагонининг ичидаги киши ташқаридаги нарса (дарахтлар, иморатлар, вагонлар ва бошқа)ларни кузатмасдан поездни тинч ҳолда турганини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат қилаётганлигини аниқлаши мумкин эмас.

Юқоридаги мулоҳазаларни умумлаштириб, Галилейнинг нисбийлик принципини қуйидагича таърифлаш мумкин: *ҳар қандай кузатилаётган механик ҳодисалар барча инерциал саноқ системаларда бир хилда содир бўлади, уларни бир хил кўринишдаги математик формулалар билан ифодаланади ва берилган инерциал саноқ системанинг ичида механикадан ўтказилган тажрибалар ёрдамида системанинг тинч ҳолатда ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатда эканлигини аниқлаб бўлмайди.*

38-§. НИСБИЙЛИКНИНГ МАХСУС НАЗАРИЯСИ ПОСТУЛАТЛАРИ

Олдинги параграфда классик механиканинг қонунлари (Ньютон қонунлари) барча инерциал саноқ системаларда бир хил эканлигини ва бир инерциал саноқ системасидан иккинчисига

Галилей алмаштиришлари орқали ўтишда бу қонунларда ҳеч қандай ўзгариш юз бермаслигини кўриб ўтдик. Бундай қонунлар Галилей алмаштиришларига нисбатан инвариант (ўзгартирилмайдиган)лар деб аталади.

Кузатишлар натижасида тўпланган маълумотлар, фақат механик ҳодисалар эмас, балки ҳар қандай ҳодисалар ва уларни ифодаловчи табиат қонунлари ҳамма инерциал саноқ системаларда бир хилда содир бўлишини кўрсатади.

Физиканинг асосий қонунларидан бўлган электродинамика қонунларини ифодаловчи Максвелл тенгламалари ҳам барча инерциал саноқ системаларда бир хил кўринишга эга.

1887 йилда Майкельсон ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги ёруғлик манбаининг ҳаракатидан қатъи назар барча инерциал саноқ системаларда бир хил қийматга эга эканлигини тажрибада исботлади.

Лекин Максвелл тенгламаларини Галилей алмаштиришларидан фойдаланиб, бир инерциал саноқ системадан иккинчисига ўтказилса, тенгламалар мутлақо бошқача кўринишга эга бўлиб қолади. Демак, Максвелл тенгламалари Галилей алмаштиришларига инвариант эмас экан. Шунингдек K' саноқ системада (40-расмга қаранг) X' ўқининг мусбат йўналиши бўйича тарқалаётган ёруғлик тезлиги c га тенг бўлса (ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги $c=3\cdot10^8$ м/с), Галилей алмаштиришларига асосан K системада шу ёруғлик тезлигининг X ўқига нисбатан олинган проекцияси қуйидагига тенг:

$$v_x = c + v_0.$$

Демак, келтирилган мисолларда Галилей алмаштиришларидан келиб чиқаётган хулосалар тажрибаларда олинган маълумотларни тўғри акс эттирмас экан. Бу натижалар Галилей алмаштиришларига нисбатан умумийроқ, олинган хулосаларни қониқтира оладиган янги алмаштиришларни излаб топишни фан олдига катта вазифа қилиб қўйди. Бу вазифа Эйнштейн томонидан муваффақиятли адо этилди. Эйнштейн Галилей алмаштиришларини универсал характерга эга эмаслигини, фазо ва вақт абсолют бўлмасдан бир инерциал саноқ системасидан иккинчисига ўтишда уларнинг хусусиятлари ўзгариши мумкинлигини ва фазо билан вақт орасида ўзаро боғланишлар мавжудлигини кўрсатди.

Эйнштейн янги алмаштиришларни таклиф этар экан, қуйидаги иккита постулатга таянади:

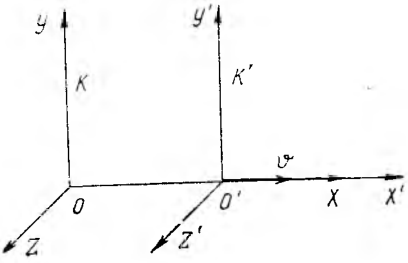
1. Нисбийлик принципи ёки Эйнштейннинг нисбийлик принципи деб аталувчи биринчи постулатни қуйидагича ифодалаш мумкин: ҳар қандай инерциал саноқ системаларда бир хил шароитларда барча физик ҳодисалар айнан бир хил содир бўлади. Бошқача айтганда, физик қонуниятларни ифодаловчи математик тенгламалар барча инерциал саноқ системаларда бир хил кўринишга эга, яъни турли инерциал саноқ системаларга нисбатан инвариантдир.

2. Ёруғлик тезлигининг инвариантлик принципи деб аталувчи иккинчи постулатни қуйидагича таърифлаш мумкин: ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги барча инерциал саноқ системаларда бир хил қийматга эга бўлиб, ёруғлик манбаининг ҳаракатига боғлиқ эмас.

Юқорида келтирилган иккала постулат Эйнштейн томонидан яратилган нисбийликнинг махсус назариясини асосини ташкил этади.

39-§. ЛОРЕНЦ АЛМАШТИРИШЛАРИ

Иккита K ва K' инерциал саноқ системалари берилган бўлиб, уларнинг мос келувчи ўқлари ўзаро параллел ва X, X' ўқлари эса устма-уст тушсин. K' саноқ система тинч ҳолатда турган K системага нисбатан X ўқининг мусбат йўналиши бўйича ўзгармас v тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин (41-расм). Иккала саноқ системанинг координаталар боши устма-уст тушган ҳолатдан бошлаб вақтни ҳисоблайлик. Нисбийликнинг махсус назариясига асосан иккала саноқ системада вақт ва фазо бир жинсли характерга эга бўлиб, уларнинг иккала системадаги хусусиятлари бир-биридан фарқ қилади. Масалан, вақт иккала саноқ системада икки хил тарзда ўтиб боради, яъни ҳар бир системада ўтган вақт оралиғи ҳар хилдир.



41-расм.

Иккала системанинг координаталар боши устма-уст тушганда K системанинг бирор нуқтасига жойлашган манбадан ёруғлик X ўқининг мусбат йўналиши бўйича тарқала бошласин. Бошланғич вақтда манбадан чиқаётган ёруғлик таъсири етиб борган нуқтанинг иккала системадаги координаталари

$$t_0 = t'_0 = 0; \quad x_0 = x'_0 = 0; \quad y_0 = y'_0 \quad z_0 = z'_0 \qquad (39.1)$$

бўлсин.

Маълумки, ёруғликнинг бўшлиқдаги тарқалиш тезлиги $c = \nu\lambda$, бунда ν — тўлқин частотаси, яъни манбада 1 секунд ичида содир бўлаётган тебранишлар сони; λ —бўшлиқдаги тўлқин узунлиги.

Тушунишимиз осон бўлиши учун, фараз қилайлик, кузатиш бошлангандан сўнг манбада ν_0 ($\nu_0 = n\nu$, n — ўзгармас сон) тебранишлар содир бўлган. Шунга мос равишда вужудга келган ν_0 та тўлқин узунлигидан ташкил топган ёруғлик нури етиб борган нуқта координаталарини K системада x, y, z ва t орқали, K' системада эса x', y', z' ва t' орқали белгилайлик.

Иккала системага нисбатан координаталар орасидаги боғланишларни ифодаловчи формулаларни топайлик. Фазо ва вақтнинг бир жинсли эканлигидан бу формула (боғланиш)лар чизиқли кўринишга эга бўлиши керак. (39.1) ва 41-расмда ифодаланган шартларга асосан y ва z координаталар

$$y = y' \text{ ва } z = z'$$

муносабатлар воситасида ўзгариб боради.

Энди манбада $t_0 = t'_0 = 0$ дан бошлаб тебранишлар натижасида вужудга келган ёруғликнинг манбада ν_0-тебраниш содир бўлганида иккала саноқ системага нисбатан босиб ўтган йўлларини аниқлайлик.

K система тинч ҳолатда, K' система эса унга нисбатан X ўқининг мусбат йўналиши бўйича v тезлик билан ҳаракатланаяпти деб олсак, ёруғликнинг босиб ўтган йўли K ва K' системаларда мос равишда x *ва* $x'+vt'$ га тенг.

Биз фойдаланаётган инерциал саноқ системалар бир-бирига нисбатан ҳаракатланади. K система тинч ҳолатда ва унга нисбатан K' система эса ҳаракатланмоқда деб олдик. Лекин, бу ҳолатнинг тескарисини ҳам олиш мумкин. Яъни, K' система тинч ҳолатда, K система эса X ўқининг манфий йўналиши бўйича ўзгармас v тезлик билан ҳаракатланади. Чунки, инерциал саноқ системалари тенг ҳуқуқлидир. Шунинг учун K' тинч ҳолатда, K система эса ҳаракатланаётган ҳолда ёруғликнинг босиб ўтган йўллари K ва K' системаларда мос равишда $x - vt$ ва x' га тенг.

x ва x' координаталар бир-бири билан чизиқли боғлангандир. Ҳақиқатан ҳам, боғланиш чизиқли бўлмаса, K системадаги бир воқеага K' — системада мос келувчи воқеа биттадан ортиқ бўлиши мумкин. Шунингдек x — координата y', z' координаталарга ҳам боғлиқ эмас.

Шу сабабли, координаталар орасидаги боғланишни

$$x = \gamma\ (x' + vt'). \tag{39.2}$$

$$x' = \gamma\ (x - vt) \tag{39.3}$$

тарзда ёзиш мумкин.

Ёруғлик тезлигининг иккала саноқ системада қиймати бир хил эканлигидан

$$x = ct,\ x' = ct' \tag{39.4}$$

(39.4) ни (39.2) ва (39.3) га келтириб қўйсак,

$$ct = \gamma\ (ct' + vt')$$

$$ct' = \gamma\ (ct - vt)$$

тенгликларга эга бўламиз. Уларнинг чап ва ўнг томонларини ўзаро кўпайтириб

$$ctct' = \gamma^2\ (ct' + vt')\ (ct - vt)$$

ифодани оламиз. Уни γ га нисбатан ечамиз:

$$\gamma = \frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \tag{39.5}$$

бунда $\beta = \frac{v}{c}$. γ нинг топилган қийматини (39.2) ва (39.3) га келтириб қўйилса,

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad (39.6) \qquad x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (39.7)$$

(39.6) дан

$$x\sqrt{1-\beta^2} = x' + vt'.$$

Ҳосил бўлган тенгликка (39.7) даги x' нинг ифодасини келтириб қўямиз ва бундан t' ни аниқлашга имкон берувчи тенглама келиб чиқади:

$$t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (39.8)$$

Шу каби (39.6) ва (39.7) дан фойдаланиб, t ни аниқлаш мумкин:

$$t = \frac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (39.9)$$

Ҳосил қилинган формулаларни икки гуруҳга қуйидагича ажратиб ёзилади:

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (39.10)$$

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1-\beta}}, \quad y' = y, \; z' = z, \; t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (39.11)$$

Бу K ва K' саноқ системаларга оид координата ва вақтларни ўзаро боғланишини ифодаловчи формулалар биринчи марта Лоренц томонидан келтириб чиқарилганлиги учун *Лоренц алмаштиришлари* деб аталади.

Кундалик ҳаётимизда учрайдиган тезликлар — трамвай, троллейбус, поезд, самолёт ва ҳатто ракеталарнинг ҳаракат тезликлари ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигидан жуда кичик. Шунинг учун $\frac{v^2}{c^2}$ ёки $\frac{v}{c^2}$ катталикни нолга яқин деб олиш мумкин. Бундай шароитда Лоренц алмаштиришлари асосли равишда Галилей алмаштиришларига айланади.

40-§. РЕЛЯТИВИСТИК ДИНАМИКАНИНГ АСОСИЙ ТЕНГЛАМАСИ

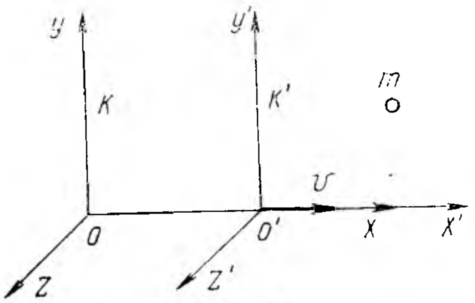
7-§. да Ньютоннинг иккинчи қонунини ифодаловчи қуйидаги формулалар

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}; \qquad \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{F} \qquad (40.1)$$

билан танишиб ўтган эдик. Классик механикада берилган жисм массаси ҳаракат давомида ўзгармас катталик деб қаралади. Шунинг учун юқоридаги формулани

$$md(\vec{v}) = \vec{F}\,dt \qquad (40.2)$$

кўринишда ёзиб, берилган жисмга чегараланмаган вақт оралиғида ўзгармас куч билан таъсир этиб, жисм ҳаракатининг тезлигини чексиз катта қийматга орттириш мумкин деган хулосага келиш мумкин. Лекин тажрибалар массаси нолдан фарқли бўлган исталган жисмнинг ҳар қандай инерциал саноқ системадаги ҳаракат тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига тенг ёки ундан катта бўлиши мумкин эмаслигини кўрсатади. Демак, Ньютоннинг иккинчи қонунини ифодаловчи формулани шундай ўзгартириш керакки, ҳар қандай ҳолда жисм тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан доимо кичик бўлсин.



42- расм.

X ўқининг мусбат йўналиши бўйича K инерциал саноқ системага нисбатан K' саноқ система v ўзгармас тезлик билан ҳаракатланаётган ҳолни кўрайлик (42-расм).

Массаси m га тенг бўлган жисм K' системага нисбатан тинч ҳолатда турган бўлсин. Жисмнинг K системага нисбатан импульси

$$p = m\frac{dx}{dt}, \qquad (40.3)$$

бунда dx — K системада жисмнинг X ўқи бўйича элементар силжиши, dt — K системага нисбатан тинч жойлашган соатнинг кўрсатиши бўйича жисмни dx масофага силжиши учун кетган вақт оралиғи.

Лекин K' системага нисбатан тинч ҳолатда жойлашган, яъни система билан биргаликда ҳаракатланаётган соатнинг кўрсатиши бўйича жисмни dx масофага силжиши учун кетган вақт dt' албатта dt дан фарқ қилади. Булар орасидаги тафовутни аниқлаш учун (39.8) дан фойдаланиб, қуйидаги математик амални бажарайлик:

$$t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1-\beta^2}}; \quad \frac{d}{dt}(t') = \frac{1 - \frac{v}{c^3}\frac{dx}{dt}}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

$\frac{dx}{dt}$ жисмнинг K системага нисбатан тезлиги эканлигини эътиборга олиб

$$\frac{dt'}{dt}=\frac{1-\frac{v^2}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}}=\sqrt{1-\beta^2};\quad dt'=dt\sqrt{1-\beta^2} \qquad (40.4)$$

ифодани ҳосил қиламиз.

dt' ни одатда кузатилаётган жисмнинг *хусусий вақти* дейилади. (40.4) дан кўринадики, хусусий вақт жисмга нисбатан x ўқининг манфий йўналиши бўйича K система билан биргаликда ҳаракатланаётган соатнинг кўрсатишидан кичикдир.

Кузатишлар (40.3) даги dt ни хусусий вақт билан алмаштирилгандагина импульс сақланиши қонунининг Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант бўлишини кўрсатади. dt ни ўрнига dt' ни ва ниҳоят унинг (40.4) ифода бўйича қийматини (40.3) муносабатга қўйиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$p=m\frac{dx}{dt'}=\frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}}\,\frac{dx}{dt}=\frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (40.5)$$

Бу формула билан ифодаланувчи импульсга *релятивистик импульс* деб аталади ва уни умумий кўринишда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\vec{p}=\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}\quad \text{ёки}\quad \vec{p}=\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \qquad (40.6)$$

Бу муносабат импульснинг тезликка боғлиқлиги классик механикадаги боғланишга қараганда мураккаб эканлигини кўрсатади.

Алоҳида таъкидлаб ўтиш керакки, юқорида келтирилган формулаларда m кузатилаётган жисмнинг берилган саноқ системага нисбатан тинч турган ҳолатидаги массасидир. Шунинг учун, худди хусусий вақт каби, тинч ҳолатдаги масса ҳам инвариант катталикдан иборат, яъни барча инерциал саноқ системаларида бир хил қийматга эга.

(40.6) ни (40.1) га келтириб қўйиб, моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган жисм учун релятивистик динамиканинг асосий тенгламасини ёзиш мумкин:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)=\vec{F}. \qquad (40.7)$$

Энди жисмга таъсир этаётган ўзгармас катталикдаги куч ва жисм ҳаракатининг йўналишлари ўзаро мос келган ҳолни қараб чиқайлик. Бундай ҳол учун қуйидаги тенгламани ёзамиз:

$$d\left(\frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)=Fdt.$$

Тенгламани вақт бўйича интеграллаб

$$\frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}}=Ft+C \qquad (40.8)$$

ни ҳосил қиламиз.

Интеграллаш доимийсини қуйидаги мулоҳазага асосан аниқлайлик. Агар бошланғич вақтда жисм ҳаракатининг тезлиги нолга тенг бўлган бўлса, яъни $t=0$ ва $v=0$ лигидан интеграллаш доимийси C нолга тенг эканлиги кўриниб турибди. $\beta=\frac{v}{c}$ белгиланганлигини эътиборга олиб, (40.8) тенгликдан ихтиёрий t вақтда жисм эришган тезлигининг қийматини ифодаловчи муносабатни келтириб чиқариш мумкин:

$$v=\frac{\frac{F}{m}t}{\sqrt{1+\left(\frac{\frac{F}{m}t}{c}\right)^2}}. \tag{40.9}$$

(40.9) формуладан қуйидаги хулосага келишимиз мумкин: исталган жисм тезлигини ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига тенглаштириш ёки ундан ҳам катта қийматларга эриштириш мумкин эмас.

41-§. РЕЛЯТИВИСТИК ЭНЕРГИЯ

Массаси m га тенг ва моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган жисмга $\vec{F}$ куч таъсир этсин. Бу кучнинг бирор $d\vec{r}$ оралиқда бажарган иши жисм кинетик энергиясининг ўзгаришига тенг:

$$dE_к=\vec{F}d\vec{r},$$

жисм ҳаракатининг тезлиги $\vec{v}=\frac{d\vec{r}}{dt}$ эканлигини эътиборга олиб, юқоридаги ифодани

$$dE_к=\vec{F}\vec{v}\,dt \tag{41.1}$$

кўринишда ёзиш мумкин.

Кинетик энергиянинг ўзгариш катталигини аниқлаш учун қуйидаги математик усулдан фойдаланамиз. Аввало, жисм массасини ўзгармас катталик деб ҳисоблаб, (40.7) ифодани вақт бўйича дифференциаллайлик

$$\vec{F}=\frac{d}{dt}\left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)=\frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}}\frac{d\vec{v}}{dt}+\frac{m\vec{v}}{c^2(1-\beta^2)^{3/2}}v\frac{dv}{dt}.$$

Кучнинг бу ифодасини (41.1) га келтириб қўйиб, қуйидаги тенгликни оламиз:

$$dE_к=\frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}}\vec{v}d\vec{v}+\frac{m\,vdv}{c^2(1-\beta^2)^{3/2}}\vec{v}\vec{v} \tag{41.2}$$

бунда $\vec{v}d\vec{v}=vdv\cos\alpha$, $\vec{v}\cdot\vec{v}=vv\cos\alpha$ ва $\alpha=0$. (41.2) муносабатни ихчамлаштириб, уни қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$dE_{\text{к}} = \frac{mvdv}{(1-\beta^2)^{3/2}}$$

бу ифода ўз навбатида $\frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ дан вақт бўйича олинган дифференциалга тенг:

$$dE_{\text{к}} = \frac{mvdv}{(1-\beta^2)^{3/2}} = d\left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}\right).$$

Демак, кинетик энергиянинг қиймати $\frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ дан бирор ўзгармас катталикка фарқ қилиши мумкин:

$$E_{\text{к}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} + C. \qquad (41.3)$$

Ўзгармас катталик C ни қуйидаги мулоҳаза орқали осон аниқлаш мумкин: жисм ҳаракатининг тезлиги нолга тенг бўлганда табиий, унинг кинетик энергияси ҳам нолга тенгдир, яъни

$$v = 0,\ \beta = \frac{v}{c} = \frac{0}{c} = 0 \quad \text{ва} \quad E_{\text{к}} = 0.$$

Бу ҳолда (41.3) дан $C = -mc^2$ эканлигини кўриш мумкин. Демак, жисм кинетик энергиясини ифодаловчи формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$E_{\text{к}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2. \qquad (41.4)$$

Бу ифодага асосан кинетик энергия жисмнинг ҳаракат ҳолатидаги энергияси билан унинг тинч ҳолатдаги энергиясининг фарқига тенг экан. Шунинг учун (41.4) тенглигини ўнг қисмидаги биринчи ҳад жисмнинг тўла энергиясини ифодалаши ва бу тўла энергия кинетик энергия билан жисмнинг тинч ҳолатидаги энергияларини йиғиндисига тенг деган хулосага келиш мумкин:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = E_{\text{к}} + mc^2. \qquad (41.5)$$

Маълумки, математикадан бизга таниш бўлган Ньютон биноми формуласи

$$(a+b)^n = a^n b^0 + \frac{n}{1} a^{n-1} b + \frac{n(n-1)}{1\cdot 2} a^{n-2} b^2 + \ldots + a^0 b^n$$

кўринишда ёзилади.

Биздаги $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = (1-\beta^2)^{-1/2}$ ифодани ҳам бином қоидасига кўра ёзиб, жисм ҳаракатининг тезлиги жуда кичик бўлган ҳолларда

$$(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2}\beta^2 + \frac{3}{8}\beta^4 + \ldots \cong 1 + \frac{1}{2}\beta^2$$

тарзда ифодалаш мумкин. Бу ерда шартга кўра $v \ll c$ бўлганлиги учун қаторнинг фақат иккита ҳади билан чегаралинилади.

Демак,

$$E_к = mc^2 (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}} - mc^2 = mc^2 \left(1+\frac{1}{2}\beta^2\right) - mc^2 =$$

$$= \frac{1}{2} mc^2 \frac{v^2}{c^2} = \frac{mv^2}{2}. \qquad (41.6)$$

Демак, тезликнинг кичик қийматларида кинетик энергиянинг релятивистик формула (41.4) шаклидаги ифодаси унинг классик механикадаги қийматини ифодаловчи формулага айланар экан.

42-§. МАССА БИЛАН ЭНЕРГИЯНИНГ ЎЗАРО БОҒЛАНГАНЛИК ҚОНУНИ

(41.5) ифодага кўра жисмнинг тинч ҳолатдаги энергияси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$E_0 = mc^2. \qquad (42.1)$$

Берилган жисмнинг массаси ва ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги барча инерциал саноқ системаларда бир хил қийматга эга, яъни улар инвариантдир. Шу катталиклардан ташкил топган E_0 ҳам барча инерциал саноқ системаларда бир хил қийматга эга. Тажрибаларнинг кўрсатишича, жисм ёки ўзаро таъсир этувчи зарралардан ташкил топган система (эластик қаттиқ жисм, молекула, атом, атом ядроси ва бошқалар) массаси бирор физик жараёнда ўзгариши мумкин. Масалан, уран ядросининг парчаланиши натижасида ҳосил бўлган иккиламчи зарралар массаларининг йиғиндиси уран ядросининг массасидан кичик бўлар экан.

(42.1) га асосан, берилган жисм массасининг ҳар қандай ўзгариши мос равишда, шу жисмнинг тинч ҳолатдаги энергиясининг ўзгаришини вужудга келтиради:

$$\Delta E_0 = \Delta mc^2. \qquad (42.2)$$

Умуман, кузатилаётган жисм массаси физик жараёнда бирор қийматдан нолгача камайиши мумкин. Масалан, электрон билан позитрон (позитрон — массаси электрон массасига тенг, лекин мусбат зарядли зарра) ўзаро таъсир этишиб йўқолиши мумкин, бундай жараёнда уларнинг ўрнига иккита γ нури ҳосил бўлади. Бошқача айтганда, массага эга бўлган жисм тинч ҳолатдаги массаси нолга тенг материал борлиққа, масалан электромагнит майдонга айланиши мумкин. Бундай ҳолларда m массали жисм

$$E_0 = mc^2$$

ифодага кўра, E_0 миқдордаги энергия манбаи сифатида қаралиши мумкин экан.

m_0 массали жисмни тинч ҳолатдаги энергияси қуйидагига тенг:

$$E_0 = m_0c^2 = m_0 (3 \cdot 10^8 м/с)^2 = 9 \cdot 10^{16} m_0 Ж.$$

Бу энергияни қандай катта қийматга эга эканлигини қуйидаги мисолда кўриш мумкин. 1 г массали жисмни тинч ҳолатдаги энергияси 20 000 тонна учнитротолуол (махсус портловчи модда) портлаганда ажралиб чиқадиган энергияга тенг. Шуни таъкидлаб ўтиш керакки, жисмнинг тинч ҳолатдаги энергиясидан амалий мақсадларда фойдаланишда катта муаммолар мавжуд.

Ҳақиқатан ҳам, бўлиниш ва қўшилиш реакцияларида бу энергия ажралиб чиқиши мумкин бўлса-да, бу реакцияларнинг амалга ошишини таъминлаш ва айниқса ажралиб чиққан энергияни сақлаш, ундан керагича фойдаланиш мураккаб техник масаладир.

(42.1) ифода физика фанининг энг муҳим формуласи ҳисобланиб, уни масса ва энергиянинг ўзаро боғланганлик қонуни дейилади. Ядро физикаси соҳасида ўтказилган кўпдан-кўп тажрибалар бу қонунни жуда катта аниқлик билан бажарилишини кўрсатади.

Жисм массаси фақат унинг тинч ҳолатдаги энергияси билан эмас, жисмнинг тўла энергияси билан ҳам боғлангандир (41.5) ва (40.6) нинг модул қийматларини ўзаро таққослаб, тўла энергиянинг импульсга қуйидагича боғлиқлигини оламиз:

$$E = \frac{p}{v} c^2.$$

Агар тезлик v ни (41.5) ва (40.6) муносабатлардаги бошқа физик катталиклар орқали ифодаланса, юқоридаги тенглик яна қуйидаги кўринишга келади:

$$E^2 = m^2c^4 + p^2c^2. \tag{42.3}$$

Бирор инерциал саноқ системага нисбатан ҳаракатланаётган жисмнинг тезлиги, импульси, кинетик энергияси бошқа инерциал саноқ системага ўтишда ўзгаради. Лекин (42.3) дан кўринадики, масса ва ёруғлик тезлиги ҳамма инерциал саноқ системаларда бир хил бўлганлиги учун

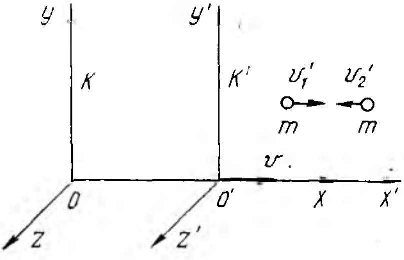
$$E^2 - p^2c^2 = m^2 c^4 \tag{42.4}$$

тенглик асосида $E^2 - p^2c^2$ ҳам барча инерциал саноқ системаларда бир хил қийматга эга, яъни инвариант катталикдир деган хулосага келиш мумкин. (42.4) формула асосида яна қуйидаги хулосага келиш мумкин: релятивистик энергияга фақат массаси нолдан фарқли бўлган жисмлар эга бўлиб қолмасдан, балки массаси нолга тенг бўлган зарралар (электромагнит майдон зарралари — фотонлар) ҳам эга. Бундай зарраларнинг энергияси

$$E = pc. \tag{42.5}$$

Ёруғлик нурлари билан ўтказилган тажрибалар (42.5) формула ҳақиқатни жуда тўғри акс эттиришини кўрсатади.

43-§. ЭНЕРГИЯ ВА ИМПУЛЬСНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНЛАРИ



43- расм.

Физика қонунлари Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант: улар барча инерциал саноқ системаларда бир хил кўринишга эга. Мисол тариқасида энергия ва импульснинг сақланиш қонунини бирор физик жараён учун кўриб ўтайлик. Бу қонунларни татбиқ қилар эканмиз, системанинг тинч ҳолатдаги энергияси ўзгаришини албатта эътиборга олиш керак. Фараз қилайлик, K' инерциал саноқ системада m массали иккита бир хил зарранинг миқдоран бир хил тезлик билан X' ўқи бўйича бир-бирига қарама-қарши ҳаракатланиб келишида абсолют ноэластик тарздаги марказий урилиш содир бўлсин (43- расм). K' система K системага нисбатан X ўқининг мусбат йўналиши бўйича v ўзгармас тезлик билан ҳаракат қилаётган бўлсин. Бу тезлик қийматини K' системадаги зарралар тезлиги $\vec{v}_1'$ ҳамда $\vec{v}_2'$ га миқдоран тенг деб танлаб олайлик, яъни $|\vec{v}| = |\vec{v}_1'| = |\vec{v}_2'|$.

K' системага нисбатан энергиянинг сақланиш қонунини татбиқ этайлик. Кузатилаётган ҳар бир зарранинг урилишдан олдинги тўла энергияси (41.5) га асосан

$$\frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = E_к + mc^2,$$

бунда m — зарранинг урилишдан олдинги массаси, v — биринчи зарра учун v_1' ва иккинчи зарра учун v_2' га миқдоран тенг, лекин юқорида кўрсатиб ўтилганидек, уларнинг сон қийматлари ўзаро тенг ($v_1' = v_2'$). Агар иккала зарра берк системани ташкил қилади деб қаралса, системанинг урилишдан олдинги энергияси

$$2\frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

га тенг.

Урилишдан сўнг иккала зарранинг тезликлари нолга тенг бўлади. Зарраларнинг урилишгача мавжуд бўлган кинетик энергиялари урилиш жараёнида зарраларнинг ички энергияларига айланади. Бу эса зарраларнинг урилишдан кейинги тинч ҳолатдаги энергия (масса)ларини ортишига олиб келади. Натижада урилишдан кейинги системанинг тўла энергиясини $2\,m'c^2$ кўринишида ифодалаш мумкин. m' — зарранинг урилишдан кейинги массаси.

Системанинг урилишдан олдинги ва урилишдан кейинги тўла энергияларини ўзаро тенглаштириб қуйидагича ёзиш мумкин:

$$2\frac{mc^3}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = 2m'c^2.$$

Ҳар бир зарранинг урилишдан кейинги массасини аниқлаш мумкин:

$$m' = \frac{m}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}. \qquad (43.1)$$

Демак, ҳар бир зарранинг урилишдан олдинги ва кейинги массалари бир-биридан фарқли эканлигини эътиборга олинган чоғда энергиянинг сақланиш қонунида тўғри фойдаланиш мумкин.

K' системада иккала зарра импульсларининг урилишгача ва урилишдан кейинги йиғиндилари нолга тенг, яъни импульснинг сақланиш қонуни бажарилади.

Энди K системага нисбатан импульс сақланиш қонунининг татбиқ этилишини қараб чиқайлик. Бунинг учун, аввало биринчи зарра тезлигининг K системага нисбатан қийматини аниқлайлик. Бошланғич вақтда, яъни $t=t'=0$ да (бу ерда t ва t' лар K ва K' саноқ системаларга нисбатан тинч ҳолатда жойлашган соатларнинг кўрсатишлари) иккала саноқ система координаталар боши бир-бирининг устига тушсин. Ҳаракат натижасида жисмнинг силжишдаги элементар масофани ва бу масофага силжиш учун кетган элементар вақт оралигини (39.10) тенгликларнинг биринчи ва тўртинчисидан фойдаланиб қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$dx = \frac{dx' + vdt'}{\sqrt{1-v^2/c^2}}; \qquad dt = \frac{dt' + \frac{v}{c^2}dx'}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \qquad (43.2)$$

Бу тенгликларнинг биринчисини иккинчисига нисбатини олиб,

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx' + vdt'}{dt' + \frac{v}{c^2}dx'}$$

ҳамда тенгликнинг сурат ва махражини dt' га бўламиз. Бунда $\frac{dx}{dt}$ ва $\frac{dx'}{dt'}$ лар зарраларнинг мос равишда K га K' системадаги тезликлари проекцияси v_{1x} ҳамда $v'_{1x'}$ эканлиги эътиборга олинса, K' системадан K системага ўтишидаги тезликнинг X' ўқига олинган проекциясини алмаштириш формуласига эга бўламиз:

$$v_{1x} = \frac{v'_{1x'} + v}{1 + \frac{v'_{1x'}v}{c^2}} = \frac{v+v}{1+\frac{vv}{c^2}} = \frac{2v}{1+\frac{v^2}{c^2}}. \qquad (43.3)$$

Шунингдек, иккинчи зарра учун

$$v_{2x} = \frac{v'_{2x'} + v}{1 + \frac{v'_{2x'}\, v}{c^2}} = \frac{-v + v}{1 + \frac{(-v)v}{c^2}} = 0. \qquad (43.4)$$

(43.3), (43.4) ва (40.5) муносабатдан фойдаланиб зарраларнинг урилишдан олдинги импульсларининг X ўқига нисбатан олинган проекцияларини йиғиндисини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{mv_{1x}}{\sqrt{1 + \frac{v_{1x}^2}{c^2}}} + \frac{mv_{2x}}{\sqrt{1 - \frac{v_{2x}^2}{c^2}}} = \frac{m\, 2\, v}{\left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right)\sqrt{1 - \frac{\frac{2v}{1 + v^2/c^2}}{c^2}}} =$$

$$= \frac{2\, m\, v}{\left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right)\sqrt{1 - \frac{\left(\frac{2\, v}{c}\right)^2}{(1 + v^2/c)^2}}} = \frac{2\, v\, m}{\sqrt{(1 + v^2/c^2)^2 - 4\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{2\, m\, v}{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \qquad (43.5)$$

Зарраларнинг урилиши абсолют ноэластик урилишдан иборат бўлганлиги учун урилишдан сўнг зарралар K' системага нисбатан тинч ҳолатда ва K системага нисбатан эса v тезлик билан биргаликда ҳаракатланади. Шунинг учун абсолют ноэластик урилишдан кейинги зарралар импульсларининг X ўқига нисбатан олинган проекцияларининг йиғиндиси

$$\frac{2\, m'\, v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

га тенг.

m' нинг қийматини (43.1) дан келтириб,

$$\frac{2\, m'\, v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{2\, m\, v}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

охирги натижани (43.5) билан таққослаб, зарраларнинг урилишдан кейинги импульсларининг йиғиндиси урилишдан олдинги импульсларнинг йиғиндисига айнан тенг эканлигига қаноат ҳосил қиламиз.

Демак, физик жараёнда системанинг массасини ўзгаришини ҳисобга олган ҳолда энергия ва импульснинг сақланиш қонунларидан фойдаланиш мумкин, акс ҳолда бу қонунларни татбиқ этилиши нотўғри хулосага олиб боради.

Саволлар

1. Галилейнинг нисбийлик принципи асосида қандай хулосаларга келиш мумкин?
2. Нисбийликнинг махсус назарияси қандай постулатларга асосланган?
3. Лоренц алмаштиришлари қандай шартлар бажарилганда Галилей алмаштиришларига айланади?

4. Релятивистик динамиканинг асосий тенгламасидан фойдаланиб исталган жисм тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига тенглашиши ёки ундан катта қийматларга эга бўлиши мумкин эмаслигини исботлай оласизми?

5. Энергиянинг релятивистик ифодасига асосан жисмнинг тўла энергияси қандай хилдаги энергияларнинг йиғиндисидан ташкил топган?

6. Масса билан энергиянинг ўзаро богланганлик қонунининг мазмунини қандай тушунасиз?

7. Нисбийликнинг махсус назариясида импульснинг сақланиш қонуни бажариладими?

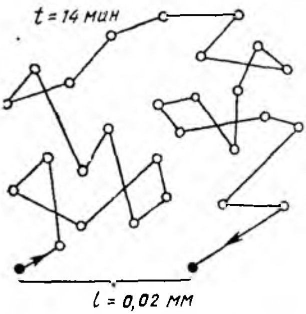
8. Релятивистик механикага асосан тинч ҳолатдаги массаси нолга тенг бўлган зарра мавжуд бўлиши мумкинми? Агар мавжуд бўлса, унинг импульси қандай формула орқали ифодаланади?

9. Ҳар қандай инерциал саноқ системаларида бир хил қийматга эга бўлиб қолувчи қандай катталикларни биласиз?

СТАТИСТИК ФИЗИКА ВА ТЕРМОДИНАМИКА

VIII БОБ.

УМУМИЙ ТУШУНЧАЛАР



44-§. ИССИҚЛИК ҲАРАКАТИ

Табиатда ҳар қандай модда молекулалардан ташкил топган бўлиб, молекула лотинча сўз бўлиб, «молес»— масса ва «кула»— кичрайтирувчи деган маънони англатувчи суффиксдир. Берилган модданинг химиявий хоссаларини ўзида сақлаб қола оладиган ҳамда мустақил тарзда мавжуд бўла оладиган энг кичик заррасига шу модданинг *молекуласи* деб аталади.

Молекулалар атомлардан ташкил топган. Агар молекулалар ташқи таъсир туфайли ўзларининг тузилишларини ўзгартирса ёки алоҳида атомларга ажралса, у ҳолда бошқа химик ва физик хусусиятларга эга бўлган янги моддалар ҳосил бўлади. Масалан, сув молекуласини кислород ва водород атомларига ажратиш мумкин. Натижада кислород ва водород газлари ҳосил бўлади, лекин кислород ҳамда водород атомларини янада оддийроқ атомларга химиявий усул билан ажратиб бўлмайди. Янада оддийроқ таркибий қисмларга ажратиб бўлмайдиган моддалар *химиявий элементлар* деб аталади.

Ҳар қандай химиявий элемент Менделеев жадвали орқали характерланувчи бирор хилдаги атомлардан ташкил топган. Бир хил ёки турли хил атомлар ўзаро бирлашиб молекулаларни ҳосил қилади. Ҳар қандай модда бир хилдаги молекулалардан ташкил топган. Берилган модданинг химик ва физик хусусиятлари уни ташкил этувчи молекулаларнинг таркибидаги атомлар сони ва турларига, атомлар молекула таркибида қандай усулда бир-бирига нисбатан жойлашганликларига, шунингдек, молекулаларнинг ўзлари ўзаро қандай тартибда жойлашганликларига боғлиқ.

Кейинги мулоҳазаларимизда ҳар қандай жисм молекулалардан ташкил топган деб қараймиз ва бунда химиявий элемент атомларини бир атомли молекулалар деб назарда тутамиз.

Тажрибалар исталган жисмни ташкил этувчи молекулалар узлуксиз бетартиб ҳаракат ҳолатда эканликларини кўрсатади. Бу ҳаракатнинг жадаллиги жисм ҳароратига боғлиқ.

Модда тузилишини ва унинг хоссаларини шу модданинг молекулаларидан ташкил топганлиги, бу молекулалар ҳамма вақт бетартиб ҳаракат ҳолатида бўлишлари ва молекулалар орасида ўзаро таъсир кучлари мавжудлиги асосида ўрганувчи назария *молекуляр-кинетик назария* деб аталади.

Молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучлари мураккаб характерга эга. Молекулалар бир-биридан нисбатан катта масофа узоқликда турганида улар орасида ўзаро тортишиш кучлари мавжуд бўлади, масофа жуда кичик бўлган ҳолларда эса улар орасидаги ўзаро таъсир кучлари итариш кучларидан иборат бўлади. Модда таркибидаги молекулалар орасидаги ўзаро тортишиш кучлари бу молекулаларни бир-бирига боғлаб ягона система ҳосил қилишга интилса, молекулаларнинг узлуксиз бетартиб ҳаракатлари эса унга қаршилик кўрсатади. Кузатилаётган модда учун уни таркибидаги молекулаларнинг ўзаро боғланиш энергияси асосий аҳамиятга эгами ёки молекулаларнинг бетартиб ҳаракатдаги кинетик энергияси асосий аҳамиятга эга эканлигига қараб модда асосан уч хил агрегат ҳолатда — қаттиқ, суюқ ва газ ҳолатда бўлиши мумкин.

Оддий шароитда, яъни босим атмосфера босимига яқин ёки ундан кичик бўлган ҳолларда газни ташкил қилувчи молекулалар орасидаги масофа шу даражада каттаки, молекулалар орасидаги ўзаро тортишиш кучларини мутлақо эътиборга олмаса ҳам бўлади.

Демак, бундай шароитда газнинг хусусиятлари, асосан молекулаларнинг бетартиб ҳаракат жадаллигига боғлиқ бўлиб қолади. Шунинг учун ҳам берилган газ на аниқ шаклга ва на ҳажмга эга бўлмасдан ўзи турган идишнинг бутун ҳажмини эгаллайди ҳамда идиш шаклига эга бўлади. Газдаги молекулалар орасида ўзаро таъсир кучлари бўлмаганлиги учун улар бир-бирлари билан ёки идиш девори билан тўқнашгунча тўғри чизиқли текис ҳаракат қилади.

Суюқликларда молекулалар бир-бирига яқин туради. Шунинг учун ҳар бир молекула ўзининг атрофидаги қўшни молекулалар билан ўзаро таъсирлашиб туради. Суюқлик молекулалари газ молекулалари каби эркин ҳаракат қилмасдан қандайдир вақт оралигида ўтроқ ҳолат деб аталувчи ҳолатдаги мувозанат вазият атрофида тебраниб туради. Вақти-вақти билан суюқлик молекуласи олдинги мувозанат вазиятидан ўз ўлчамларига яқин бўлган масофача узоқликка ўтиб янги мувозанат вазиятни эгаллаб боради. Шу тарзда суюқлик молекулалари суюқлик ҳажми бўйича бетартиб равишда секинлик билан кўча бошлайди. Суюқлик аниқ ҳажмга эга бўлишига қарамай маълум шаклни сақлаб қола олмайди ва идишнинг ўзи эгалланган қисмининг шаклини олади.

Суюқлик хусусиятлари уни ташкил этувчи молекулаларнинг узлуксиз бетартиб ҳаракати ва молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучларининг қўшган ҳиссаларига боғлиқ.

Қаттиқ ҳолатдаги моддани ташкил этувчи молекулалар орасида кучли ўзаро таъсир кучлари мавжуд бўлиб, бу кучлар ҳам ўзаро итариш кучларидан, ҳам ўзаро тортишиш кучларидан иборат. Ҳар бир молекула ўзи турган қисмдаги ўртача вазият атрофида тебранма ҳаракатланади. Тебраниш йўналиши ва амплитудаси вақт ўтиши билан ўзгариб туради. Лекин молекула ўзи турган қисмдан бошқа қисмларга кўчиб ўтолмайди. Шунинг учун қаттиқ ҳолатдаги ҳар қандай модда ўзининг аниқ ҳажмини ва аниқ шаклини сақлаб қолади.

45-§. МОЛЕКУЛАЛАРНИНГ МАССА ВА ЎЛЧАМЛАРИ. МОДДА МИҚДОРИ

Атом ва молекулаларнинг массалари уларнинг килограммларда ўлчанган абсолют қийматлари орқали эмас, балки нисбий катталик, яъни бирор атом ёки молекула массаси бошқа бирор атомнинг массасидан неча марта катта ёки кичиклиги орқали аниқланади. Атом массасининг бирлиги қилиб, углерод ^{12}C изотопи атомининг массасининг $^1/_{12}$ қисми қабул қилинган:

$$m_{\text{бир}} = \frac{\text{углерод } ^{12}\text{C изотопи атомининг массаси}}{12} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Атомнинг нисбий массаси (Aг) ўлчамсиз катталикдан иборат бўлиб, шу атом массасини углерод ^{12}C изотопи атоми массасининг $^1/_{12}$ қисмига олинган нисбати билан аниқланади:

$$A_{\text{г}} = \frac{m_{\text{ат}}}{m_{\text{бир}}} = \frac{\text{атом массаси}}{^{12}\text{C атомининг массаси}} \cdot 12.$$

Молекулаларнинг нисбий массаси (Mг) ҳам ўлчамсиз катталикдан иборат бўлиб, шу молекула массасини углерод ^{12}C изотопи атомининг массасини $^1/_{12}$ қисмига олинган нисбати билан аниқланади:

$$M_{\text{г}} = \frac{m_{\text{мол}}}{m_{\text{бир}}} = \frac{\text{молекула массаси}}{^{12}\text{C атомининг массаси}} \cdot 12.$$

СИ системасида модда миқдори ундаги таркибий (структуравий) элементларнинг сони орқали характерланади ва молларда ифодаланади.

Массаси 0,012 кг га тенг бўлган углерод ^{12}C изотопининг таркибидаги атомлар сонига тенг бўлган таркибий элементлардан ташкил топган модда миқдори шу модданинг *бир моли* деб аталади.

Умуман таркибий элементлар вазифасини молекулалар, атомлар, электронлар ва бошқа бир хилдаги зарралар ўташи мумкин.

Ҳар қандай модданинг бир моли бир хил сондаги таркибий элементлардан ташкил топгандир. Бу сон одатда, Авогадро доимийси деб аталади ва унинг тажрибалар асосида аниқланган қиймати

$$N = 6{,}022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1} \text{ га тенг.}$$

Шуни алоҳида таъкидлаб ўтиш керакки, моль тушунчаси модданинг таркибий элементларига тегишли бўлади. Шунинг учун моль қайси заррага тегишли эканлиги кўрсатилиши керак. Мисол учун сув молекулаларининг бир моли деганда $6{,}02 \cdot 10^{23}$ та сув молекулаларини тушунилади. $6{,}02 \cdot 10^{23}$ та сув молекулалари таркибида эса водород атомларининг 2 моли, кислород атомларининг бир моли ёки протонларнинг 10 моли, нейтронларнинг 8 моли ва электронларнинг 10 моли мавжуддир.

Берилган модда молекулаларининг бир молининг массаси шу модданинг *моляр массаси* деб аталади. Моляр масса Авогадро доимийсини молекула массасига кўпайтмасига тенгдир:

$$M = N_A M_r m_{бир}.$$

Юқорида келтирилган маълумотлардан фойдаланиб, молекулаларнинг ўлчамлари ҳақида мулоҳаза юритиш мумкин. Агар қаттиқ ва суюқ моддаларда молекулалар ёнма-ён жойлашган деб олсак, исталган қаттиқ ёки суюқ модда молекулаларининг бир молини эгаллаган ҳажмини Авогадро доимийсига бўлиб, ҳар бир молекула ҳажмини аниқлаш мумкин. Агар бу амални сув мисолида бажарсак, қуйидагича бўлади. Сув молекулаларининг бир моли, яъни 0,018 кг $V = 18 \cdot 10^{-6}$ м^3 ҳажмни эгаллайди.

Демак, бир дона сув молекуласининг тахминий ҳажми:

$$\frac{V}{N_A} = \frac{18 \cdot 10^{-6}\ \text{м}^3\ \text{моль}^{-1}}{6.02, 10^{23}\ \text{моль}^{-1}} \approx 3 \cdot 10^{-29}\ \text{м}^3 \text{ га тенг.}$$

Бундан сув молекуласининг чизиқли ўлчами тахминан $3 \cdot 10^{-10}$ м, яъни 3 Å тенг эканлиги кўриниб турибди. Демак, молекулаларнинг ўлчамлари бир неча ангестремдан иборат экан.

46-§. ФИЗИКАДА ДИНАМИК, СТАТИСТИК, ТЕРМОДИНАМИК ҚОНУНЛАР ВА УСУЛЛАР

Олдинги параграфда ҳар қандай модда молекулаларининг бир моли, жумладан сув молекулаларининг бир моли, яъни 0,18 кг сув таркибида $6{,}02 \cdot 10^{23}$ дона молекула мавжуд эканлиги билан танишиб чиқдик. Сувнинг 1 см^3 ҳажмидаги молекулаларининг сони $3{,}35 \cdot 10^{22}$. Нормал шароитда, яъни ҳарорат 0°С ва босим бир атмосферага тенг бўлган ҳолда ҳар қандай газнинг 1 см^3 ҳажмидаги молекулаларининг сони тахминан $2{,}7 \cdot 10^{19}$ га тенг. 1 см^3 ҳажмдаги металл таркибида мавжуд бўлган эркин электронларнинг сони эса тахминан 10^{23} та бўлади. Бундай жуда кўп миқдордаги зарралардан ташкил топган системадаги физик жараёнларни ўрганишда динамик, статистик ва термодинамик усуллардан фойдаланиш мумкин.

Умуман, моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган жисмнинг бошланғич вақтдаги ҳолати ҳамда ҳаракат давомида унга таъсир этувчи кучларнинг табиати маълум бўлса, динамика қонунларига асосланган ҳолда, шу жисмнинг ҳаракат тенгламасини тузиш мумкин. Тузилган ҳаракат тенгламасидан фойдаланиб, ушбу жисмнинг исталган вақтда фазодаги ўрнини, ҳаракатини характерловчи тезлик, тезланиш ва бошқа физик катталикларни аниқлаш мумкин. Агар система атиги битта ёки сони чекланган жисмлардан ташкил топган бўлса, динамик қонуниятлардан фойдаланиб системадаги физик ҳодисаларни ўрганиш мумкин.

Алоҳида олинган молекула ҳаракати динамика қонуниятларига бўйсунади. Шунинг учун, биринчи қарашда, масалан 1 см^3 ҳажмга жойлашган молекулаларнинг бетартиб ҳаракатлари билан боғлиқ ҳодисаларни динамика қонунларидан фойдаланиб ўрганиш мумкиндек туюлади. Бунинг учун ҳар бир молекуланинг бошланғич вақтда фазодаги ўрни, тезлиги ва улар орасидаги ўзаро таъсир кучларининг характери маълум бўлса, ҳар бир молекула учун ҳаракат тенгламасини тузиб уларни ечиб, кейинги исталган вақтда ҳамма молекулаларнинг фазодаги ўринларини, тезликларини аниқлаш мумкин. Бу маълумотлар ўз навбатида турли физик катталикларни, масалан, идиш деворининг бир бирлик сиртига молекулаларнинг кўрсатаётган таъсир кучини — босимини ва бошқа физик катталикларни ҳисоблашга имкон беради. Бу тартибдаги динамик усулдан фойдаланиш жуда кўп сонли зарралардан ташкил топган системадаги физик жараёнларни ўрганишнинг идеал усулидир. Аммо ҳозирги замон техникасининг охирги ютуқларидан фойдаланилган чоғда ҳам динамик усулдан фойдаланишнинг имконияти йўқ. Ҳақиқатан юқорида келтирилган 1 см^3 ҳажмга жойлашган газ молекулаларининг ҳаракат тенгламалари ечилди, деб фараз қилайлик. Улардан фойдаланиб барча молекулаларнинг бирор вақтда фазодаги ўрни ва тезликлари аниқланган бўлиб, энди фақат уларни қоғозларда ифодаланадиган ёки электрон ҳисоблаш машинаси хотирасига жойлаштириладиган бўлса, у ҳолда $6\cdot2{,}7\cdot10^{19}$ та рақам қайд қилиниши керак.

Агар бирор электрон ҳисоблаш машинаси бир секунд давомида бир миллионга яқин амални бажарса, у ҳолда барча молекулаларнинг ўрниларини ва тезликларини қайд этиш учун камида 6 миллион йил сарфланиши керак бўлар экан.

Иккинчи томондан жуда кўп сонли зарралардан ташкил топган системада алоҳида зарраларга хос бўлмаган янги хусусиятлар юзага келади. Масалан, бирор идишни газ билан тўлдирилса, маълум вақтдан сўнг газ ўзининг мувозанат ҳолатига келади. Мувозанатда турган газнинг идиш деворларига кўрсатаётган босими алоҳида ҳар бир молекуланинг бошланғич вақтдаги ҳолатига, бошланғич тезлигига, йўналишига ва бошқаларга боғлиқ бўлмай қолади. Динамик усулнинг бу қийинчиликларини статистик усулдан фойдаланиб бартараф этиш мумкин. Системанинг ташкил этувчи жуда кўп сонли зарраларнинг уларнинг динамик нуқтаи назардан характерловчи физик катталиклар (тезлик, импульс, эркин югуриш масофаси ва бошқалар) қийматлари бўйича тақсимот қонунларини аниқлаб, бу қонунлар асосида ҳисобланган ўртача физик катталиклар ёрдамида система хусусиятларини ўрганиш усули статистик усулдир. Статистик усул эҳтимоллик назариясидан фойдаланишга асосланган. Жуда кўп сонли зарралардан ташкил топган системанинг физик хусусиятларини статистик усулдан фойдаланниб ўрганувчи физиканинг бўлими *статистик физика* деб аталади. Ҳозирги даврда статистик физика, физика фанининг турли соҳаларида муваффақиятли равишда татбиқ этилмоқда. Масалан, молекуляр физикада иссиқлик ҳодисаларини; электромагнетизмда жисмларнинг ўтказувчанлик, диэлектрик, магнит хусусиятларини; оптикада иссиқликдан нурланиш ва бошқа ҳодисаларини статистик физика асосида ўрганилади.

Физик ҳодисаларни ўрганадиган динамик ва статистик усуллардан ташқари термодинамик усул ҳам мавжуддир. Термодинамик усулда ўрганилаётган системанинг ички тузилиши ва системани ташкил этувчи қисмларининг харакат ҳолатларига эътибор берилмайди. Физик жараёнда иштирок этаётган системаларда содир бўлаётган энергиянинг бир турдан иккинчи турга ўтишини ва улар орасидаги муносабатларни аниқлаш, системадаги физик ҳодисаларни ўрганишга имкон беради.

Системанинг физик хусусиятларини термодинамик усул билан ўрганадиган физиканинг бу бўлими *термодинамика* деб аталади.

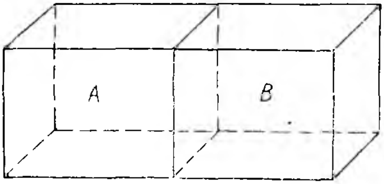
Термодинамика асосини тажрибалардан топилган жуда кўп маълумотларни умумлаштирилиши натижасида аниқланган иккита қонун ташкил этади.

Жуда кўп сонли зарралардан ташкил топган системани ўрганишда бир йўла ҳам статистик ва ҳам термодинамик усуллардан фойдаланиш натижасида олинган маълумотлар бир-бирини тўлдиради. Чунки, юқорида айтиб ўтилганидек, термодинамик усул орқали ҳодисани ўрганишда системанинг тузилиши ва уни ташкил этувчи зарраларнинг ҳаракатланиш қонунлари ҳисобга олинмайди. Статистик усул эса кузатилаётган ҳодисани тушунишга ва бу ҳодисанинг системадаги зарраларнинг қандай хусусиятларига боғлиқ эканлигини аниқлашга ёрдам беради. Шундай қилиб, иккала усулдан фойдаланиш қўйилган масалани янада аниқроқ ва тезроқ ҳал этилишига имкон беради.

47-§. ЭҲТИМОЛЛИКЛАР НАЗАРИЯСИНИНГ АСОСИЙ ТУШУНЧАЛАРИ

Система (масалан, газ)ни ташкил этувчи жуда кўп миқдордаги зарра (молекула)ларнинг исталган вақтда фазода эгаллаган ўринлари, тезликлари, улар орасидаги ўзаро таъсир кучлари ва бошқаларни билиш шу системада содир бўлаётган физик жараёнларни ўрганиш учун зарур бўлган маълумотларни беради. Лекин олдинги параграфда кўриб ўтилганидек, бундай маълумотларга эга бўлиш, уларни вақт ўтиши билан ўзгаришини кузатиб бориш ва улардан системанинг хусусиятини ўрганишда фойдаланиш мутлақо мумкин эмас.

Аммо, алоҳида ҳар бир зарранинг фазодаги эгаллаган ўрни, тезлиги, потенциал энергияси ва бошқаларни шу системани ташкил этувчи зарралар тўпламларини характерловчи умумлаштирилган физик катталиклар кўринишига келтирилиши система хусусиятини ўрганишда катта имкониятлар яратади. Бу масалалар асосан эҳтимолликлар назариясидан фойдаланиб ҳал этилиши мумкин.



44- расм.

Статистик физика ва термодинамикани ўрганишда зарур бўлган эҳтимолликлар назариясининг элементар тушунчалари билан танишиб ўтайлик.

1. Эҳтимоллик. 44-расмда кўрсатилгандек шаклга эга бўлган идишдаги газ фақат иккита молекуладан ташкил топган деб фараз қилайлик. Бу молекулаларни *1* ва *2* рақам орқали белгилаб олайлик. Бунда молекулалар орасида ҳеч қандай ўзаро таъсир кучи йўқ деб ҳисоблайлик. Агар газнинг ҳолати мувозанатли ҳолатдан иборат бўлиб, бу ҳолатни ўзгартирувчи ташқи таъсир бўлмаса, унинг молекулалари бир хил жадалликда бетартиб ҳаракатланиб, идишнинг бутун ҳажми бўйича кўчиб юради. Дастлаб, *1* молекула мисолида унинг ҳолатини кузата бошлайлик Ҳар бир кузатишда шу молекула идишнинг *A* қисмида бўлиши ҳам, бўлмаслиги ҳам мумкин.

Барча кузатишлар сонини N билан шулардан кутилаётган ҳодисанинг содир бўлиш сонини, масалан, молекуланинг идишнинг A қисмида қайд қилиниш сонини N_A билан белгиласак, исталган вақтдаги кузатишда молекуланинг идишнинг A қисмида бўлиш эҳтимоллиги қуйидаги муносабат орқали аниқланади:

$$P(A) = \frac{N_A}{N}. \tag{47.1}$$

Бунда кузатишлар сони N, шу даражада катта бўлиши керакки, натижада N_A/N нисбат кузатишлар сонига деярли боғлиқ бўлмай қолсин. (47.1) формуладан кўринадики, эҳтимоллик 0 дан 1 гача қийматларга эга бўлиши мумкин. N_A ва N мусбат катталиклар бўлиб, N_A нинг энг кичик қиймати 0 ва энг катта қиймати N га тенг.

Эҳтимоллик бирга тенг бўлса, яъни кузатилаётган ҳодиса ҳар бир кузатишда албатта рўй берса, бундай ҳодиса *муқаррар ҳодиса* дейилади. Агар кузатилаётган ҳодисанинг содир бўлиши мутлақо мумкин бўлмаса, эҳтимоллик нолга тенг бўлади. Масалан, берк идиш ичидаги молекуланинг идишдан ташқарида бўлиш эҳтимоллиги нолга тенг.

2. Эҳтимолликларнинг қўшилиши 44-расмда ифодаланган идишнинг A ва B қисмлари бир-бири билан аниқ чегараланган. *1* молекула идишнинг A қисмида ва шу молекула идишнинг B қисмида бўлишидан иборат икки ҳодисани кўриб чиқайлик. Бу ҳодисанинг бири содир бўлган бўлса, шу вақтнинг ўзида иккинчи ҳодиса содир бўлиши мумкин эмас. Бундай ҳодисалар биргаликда юз бера олмайдиган ҳодисалар деб аталади. Бирга юз бера олмайдиган бир қанча ҳодисаларнинг бироргасини содир бўлиш эҳтимоллиги, уларнинг ҳар бирини содир бўлишининг эҳтимолликларининг йиғиндисига тенг бўлади:

$$P = \sum P_i. \tag{47.2}$$

Мисол учун *1* молекула идишнинг *A* ёки *B* қисмида бўлиш эҳтимоллиги шу молекуланинг *A* қисмда бўлиш эҳтимоллиги $P(A)$ ва *B* қисмида бўлиш эҳтимоллиги $P(B)$ нинг йиғиндисига тенг:

$$P(A+B)=P(A)+P(B) \tag{47.3}$$

3. Эҳтимолликларнинг кўпайтирилиши. Ҳодисаларнинг бирини содир бўлиши бошқаларнинг содир бўлишига ҳеч қандай таъсир кўрсатмаса, бундай ҳодисалар *мустақил ҳодисалар* деб аталади.

Масалан, *1* молекула идишнинг *A* қисмида бўлиши биринчи ҳодиса ва шу вақтнинг ўзида *2* молекула идишнинг *B* қисмида бўлиши иккинчи ҳодисадан иборат бўлсин. Молекулалар орасида ҳеч қандай ўзаро таъсир кучлари бўлмаслиги учун *2* молекула идишнинг *B* қисмида бўлиши *1* молекула идишнинг *A* қисмида бўлиши ёки бўлмаслигига мутлақо боғлиқ эмас, яъни иккала ҳодиса мустақил ҳодисадан иборат.

Иккала мустақил ҳодисанинг бир вақтда биргаликда содир бўлишини кўриб чиқайлик. Барча кузатишлар сони N ва шу кузатишлардан *1* молекула идишнинг *A* қисмида қайд қилиниш сони N_A, *2* молекула идишнинг *B* қисмида қайд қилиниш сони N_B бўлса, ҳар бир ҳодисанинг содир бўлиш эҳтимоллиги қуйидагига тенг:

$$P(A)=\frac{N_A}{N} \text{ ва } P(B)=\frac{N_B}{N}.$$

Барча кузатишлар ичида фақат N_A тасида *1* молекула идишнинг *A* қисмида учраган бўлса, улардан $N_A\left(\frac{N_B}{N}\right)$ тасида биринчи молекула идишнинг *A* қисмида, иккинчи молекула эса идишнинг *B* қисмида учраган, чунки ҳар бир кузатишда *2* молекула идишнинг *B* қисмида бўлиш эҳтимоллиги N_B/N га тенг. Бу биринчи ва иккинчи мустақил ҳодисаларнинг бир вақтда содир бўлиш сонини барча кузатишлар сонига нисбати олинса, иккала ҳодисанинг биргаликда содир бўлиш эҳтимоллиги ҳосил бўлади:

$$P(AB)=\frac{N_A\left(\frac{N_B}{N}\right)}{N}=\frac{N_A}{N}\cdot\frac{N_B}{N}=P(A)\cdot P(B). \tag{47.4}$$

Демак, мустақил ҳодисаларнинг биргаликда содир бўлиш эҳтимоллиги ҳар бир мустақил ҳодисалар эҳтимолликларини кўпайтмаларига тенг экан.

4. Эҳтимоллик зичлиги. Бирор идишда жуда кўп сонли молекулалардан ташкил топган газ бўлиб, идишнинг турли қисмидаги кичик ҳажмга жойлашган молекулалар сони ҳақида гап юритилганда, бу катталик фақат дискрет қийматларгагина эга бўлишини доимо назарда тутиш керак. Бошқача айтганда, идишнинг турли қисмларидаги, кичик ҳажмларга жойлашган молекулаларнинг сони бир-биридан фақат бутун сонларгагина фарқ қилиб, у чекли қийматларга эга бўлади. Лекин шу газ молекулаларини характерловчи тезлик, энергия, импульс ва бошқа катталиклар эса узлуксиз қийматга эга бўлади. Бундай ҳолларда катталикларнинг аниқ қийматга эга бўлиш эҳтимоллиги ҳеч қандай аҳамиятга эга эмас. Ҳақиқатан, газдан ихтиёрий равишда танлаб олинган бир молекула тезлигининг қиймати айнан, айтайлик 475 м/с га тенг бўлиш эҳтимоллиги газ молекулаларининг тезликлари ҳақида бирор хулоса қилиш учун етарли эмас. Шунинг учун ихтиёрий равишда танлаб олинган битта молекула тезлигининг қиймати v дан $v+dv$ гача оралиқдаги қийматлардан бирортасига тенг бўлиш эҳтимоллиги ёки газни ташкил этувчи молекулаларнинг қанча қисмининг тезликлари v дан $v+dv$ гача оралиқдаги қийматларга эга эканлиги ҳақида мулоҳаза юритиш мақсадга мувофиқ бўлади.

Тезликлари v дан $v+dv$ гача оралиқдаги қийматларга эга бўлган молекулаларнинг сони $dN(v)$ газни ташкил қилувчи барча молекулаларнинг сони N га, тезлик интервали dv нинг катталигига ва тезлик интервали тезликнинг қайси абсолют қийматлари учун танланганлигига боғлиқ:

$$N(v)=f(v)N\,dv, \qquad (47.5)$$

бунда $f(v)$ — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, у тезликнинг қийматига боғлиқ. Чунки берилган газ учун $N=\text{const}$ ва тезлик қийматининг турли қисмлардаги бир хил интервалларига тўғри келувчи молекулалар сонлари $dN(v)$ бир хил эмас. Буни қуйидагича ўхшатиш мумкин: 1000 та эркак киши кузатилаётган бўлиб, бир хил интерваллардаги бўйларга эга бўлганларнинг сонлари, масалан, бўйлари 173 дан 174 сантиметргача бўлганларининг сони ва 186 дан 187 сантиметргача бўлганларни сони бирбиридан тубдан фарқ қилади.

Қуйидаги нисбат

$$\frac{dN(v)}{N}=f(v)\,dv \qquad (47.6)$$

газ таркибидаги ҳамма молекулаларнинг қанча қисмининг тезликлари v дан $v+dv$ гача қийматларга эга эканлигини характерлайди. Бу муносабатнинг иккала қисмини dv га бўлиб юборсак, ҳосил бўлган катталик

$$f(v)=\frac{dN(v)}{N\,dv} \qquad (47.7)$$

тезликнинг ҳар бир бирлик интервалидаги қийматларга эга бўлган молекулаларнинг сони барча молекулаларнинг қанча қисмини ташкил этишини аниқлайди.

Демак, $f(v)$ газ молекулаларининг тезликлари бўйича тақсимланишини ифодалайди ва шунинг учун уни тақсимот функцияси деб аталади. Эҳтимоллик нуқтаи назардан (47.7) муносабат қуйидаги мазмунга эга: $f(v)$ функция газдан ихтиёрий тарзда танлаб олинган молекула тезлигининг қиймати v тезликнинг умуман эришиши мумкин бўлган исталган катталигига тўғри келувчи бирлик интервалидаги қийматлардан бирортасига тенг бўлиш эҳтимоллигини кўрсатади ва уни *эҳтимоллик зичлиги* деб ҳам аталади.

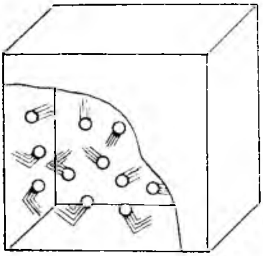
Юқорида келтирилган мулоҳазаларни фақат газнинг ташкил этувчи жуда кўп сонли молекулаларнинг тезликлари бўйича тақсимланиши учунгина эмас, балки шу молекулаларнинг, умуман системанинг ташкил этувчи жуда кўп сонли зарраларнинг энергиялари, импульслари ва бошқа катталиклари бўйича тақсимланишга татбиқ этиш мумкин.

Саволлар

1. Қаттиқ, суюқ ва газ ҳолатдаги моддани ташкил этувчи молекулалар қандай иссиқлик ҳаракатларида қатнашади?
2. СИ системасида модда миқдори қандай аниқланади?
3. Нима учун системадаги физик жараёнларни ўрганишнинг идеал усули динамик усулдан иборат деб ҳисобланади?
4. Физик ҳодисаларни ўрганишда қўлланиладиган статистик ва термодинамик усуллар бир-биридан қандай фарқ қилади?
5. Тақсимот функцияси эҳтимоллик нуқтаи назардан нимани ифодалайди?

IX БОБ.

МАКРОСКОПИК ҲОЛАТЛАР



$$\frac{m\langle v^2\rangle}{2} = \frac{3}{2}kT$$

48-§. МАКРОСКОПИК ПАРАМЕТРЛАР

Жуда кўп сонли молекулалардан ташкил топган жисм *макроскопик жисм* деб аталади. Макроскопик жисм (ёки микроскопик жисмлардан ташкил топган система)да содир бўлаётган жараёнлар *макроскопик жараёнлар* деб аталади. Макроскопик системанинг ҳолатини динамик усул орқали аниқлаш мумкин. Бунинг учун макроскопик системани ташкил этувчи барча молекулаларнинг берилган вақтда фазодаги жойлашган ўринларини ва уларнинг тезликларини билиш талаб этилади.

Макроскопик системанинг динамик усул билан тасвирланган ҳолатига *динамик ҳолат* ёки *микроскопик ҳолат* деб аталади. Лекин 46-§ да кўриб ўтганимиздек, макроскопик жисмни ташкил этувчи молекулаларнинг ўрниларини ва тезликларини аниқлаш мумкин эмас ва аниқланган тақдирда ҳам бу маълумотлардан ўринли равишда фойдаланиб бўлмайди.

Термодинамикада берилган макроскопик система ҳолатини тўла равишда аниқлай оладиган физик катталиклар *макроскопик параметрлар* ёки *термодинамик параметрлар* деб аталади. Макроскопик параметрлар жумласига босим, ҳарорат, зичлик, иссиқлик сиғими, солиштирма электрик қаршилик ва бошқа физик катталиклар киради. Макроскопик параметрлар ёрдамида тасвирланган ҳолат макроскопик ҳолат деб аталади.

Макроскопик параметрлар ҳамма вақт ҳам аниқ қийматларга эга бўлмайди. Масалан, зич қилиб мосланган ва осон сирпана оладиган поршенли цилиндр ичидаги газнинг ҳажми поршеннинг ташқи куч таъсирида кўтарилиши туфайли маълум тезликда кенгайиб бораётган бўлса, молекулаларнинг зичлиги газ эгаллаган ҳажмнинг ҳамма қисмларида бир хил бўлмайди. Яъни, системани характерловчи физик катталик — зичлик аниқ қийматга эга бўлмайди.

Макроскопик система ҳолатини характерловчи параметрлардан бир нечтаси, ҳатто улардан биттаси аниқ қийматга эга бўлмаса, бундай ҳолат *мувозанатсиз ҳолат* деб аталади.

Берилган системани характерловчи макроскопик параметрлар аниқ қийматларга эга бўлиб, бу қийматлар ташқи шароит ўзгармас бўлганда, исталган узоқ вақт давомида ўзгармасдан қолса, системанинг бундай ҳолати *мувозанатли ҳолат* деб аталади.

Мувозанатли ҳолатда турган газни ташкил этувчи молекулалар доимо бетартиб ҳаракатда бўлади ва шунинг учун ҳам системанинг микроскопик ҳолати узлуксиз тарзда ўзгариб туради. Демак, системанинг бирор макроскопик ҳолатига жуда кўп миқдордаги микроскопик ҳолатлар тўғри келар экан.

Макроскопик параметрларни экстенсив ва интенсив параметрларга ажратиш мумкин. Системанинг ички ҳолати ўзгармас бўлиб қолган ҳолларда системадаги модда миқдорига боғлиқ равишда ўзгарувчи параметрлар *экстенсив параметрлар* дейилади. Бунга мисол тариқасида системанинг эгаллаган ҳажмини, ички энергиясини ва бошқаларни келтириш мумкин. Системанинг ўлчамликларига ва ундаги модда миқдорига эмас, фақат системанинг ички ҳолатига боғлиқ бўлган параметрлар *интенсив параметрлар* дейилади. Интенсив параметрларга мисол тариқасида ҳарорат ва босимни келтириш мумкин.

49-§. ГАЗ БОСИМИНИНГ МОЛЕКУЛЯР-КИНЕТИК НАЗАРИЯ АСОСИДА ТУШУНТИРИЛИШИ

Статистик усулдан фойдаланиб, модданинг энг оддий агрегат ҳолати — газ ҳолати хусусиятларини кўриб чиқайлик.

Табиатдаги ҳамма газлар реал газлардан иборат бўлиб, уларнинг ташкил этувчи молекулалар орасида ўзаро таъсир кучлари мавжуддир. Молекулалар бир-бирига жуда яқинлашганида улар орасида ўзаро итариш кучлари вужудга келиб, бу кучлар масофа камайган сари ортиб боради. Молекулалар орасидаги ўзаро тортишиш кучлари эса, нисбатан катта масофаларда мавжуд бўлиб, бу кучлар молекулалар орасидаги масофа ортган сари тезлик билан камайиб боради. Масалан, молекулалар орасидаги масофа тахминан 10^{-9} м бўлганда тортишиш кучи шу даражада кичик қийматга эга бўладики, уни эътиборга олмаслик ҳам мумкин. Шунинг учун ҳам оз миқдордаги газ нисбатан катта ҳажмни эгаллаганида уни ташкил этувчи молекулалари орасида ҳеч қандай ўзаро таъсир кучлари йўқ деб ҳисоблаш мумкин. Иккинчи томондан, молекулаларнинг хусусий ҳажмлари газнинг эгаллаган умумий ҳажмига қараганда жуда кичик бўлганлиги сабабли, сийраклаштирилган газ учун уни ташкил этувчи молекулаларнинг хусусий ҳажмларини ҳам эътиборга олмаса бўлади. Итаришиш кучлари молекулаларнинг бир-бири билан ва идиш девори билан урилишида вужудга келади.

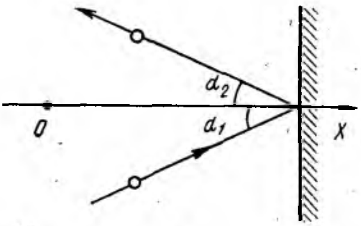
Газни ташкил этувчи молекулаларнинг хусусий ҳажмларини эътиборга олмаслик ва молекулалар орасидаги масофанинг катта ёки кичиклигидан қатъи назар молекулалар (уларнинг бир-бири билан урилишларидан ташқари) ўзаро мутлоқо таъсирланмайди деб ҳисобланиши мумкин бўлган газ *идеал газ* деб аталади.

Демак, ҳар қандай реал газ зичлиги жуда кичик бўлган ҳолларда ўзининг табиати бўйича идеал газга яқинлашиб борар экан.

Идеал газни характерловчи асосий макроскопик параметрлардан бири босимдир.

Мувозанатли ҳолатда газнинг ташкил этувчи молекулалар ҳар доим бетартиб ҳаракатда эканликлари ва ўзаро эластик урилишиб туришлари натижасида эгалланган ҳажмнинг ҳамма қисмлари бўйича бир хилда тақсимланади. Молекулалар тезликларининг фазодаги йўналишлар бўйича тақсимланиши ҳам бир хилда бўлади.

Молекулалар ўзларининг ҳаракатлари туфайли доимо идиш деворига урилиб, ундан эластик урилиш қонунияти бўйича қайтиб туради. Шундай урилишлар натижасида молекулалар томонидан идиш деворининг бирлик юзасига кўрсатилаётган кучи — босимни қуйидагича ҳисоблаш мумкин. Идиш деворидан S ясси текисликни ажратиб, биз юзга тик равишда OX ўқини ўтказайлик. Фараз қилайлик, бирор молекула шу юзга келиб урилсин. Урилиш абсолют эластиклик табиатига эга бўлганлиги учун 45-расмда кўрсатилгандек, молекула ўз тезлигининг сон қийматини ўзгартирмаган ҳолда тушиш бурчаги α_1 га тенг α_2 бурчак остида қайтади.



45- расм.

Молекула тезлигининг OX ўқидаги проекцияси урилишгача $+v_x$, урилишдан сўнг эса $-v_x$ га тенг. Агар газ бир хил молекулалардан ташкил топган бўлса, m массали битта молекуланинг идиш деворига урилиши натижасида унинг импульсининг ўзгариши қуйидагича аниқланади:

$$-mv_x-(mv_x)=-2mv_x. \qquad (49.1)$$

$dn(v_x)$ орқали тезликлари v_x дан v_x+dv гача бўлган молекулаларнинг бирлик ҳажмдаги сонини ифодалайлик. Ҳаракат бетартиб бўлганлиги учун улардан ярмиси OX ўқининг мусбат йўналиши бўйича ҳаракатланаётганлигини эътиборга олсак, кузатилаётган S юзга қандайдир dt вақт давомида асоси S га ва баландлиги $v_x dt$ га тенг бўлган цилиндр ичига жойлашган шундай молекулаларнинг ярмиси келиб урилади:

$$dN\,(v_x)=\frac{d\,n(v_x)}{2}\,v_x\,d\,t\,S. \qquad (49.2)$$

dt вақт давомида S юзага келиб урилаётган, тезликлари v_x дан v_x+dv_x гача бўлган молекулалар импульсларининг ўзгариши, урилаётган молекулалар сонини ҳар бир молекула импульсининг ўзгаришига кўпайтирилганига тенг:

$$-2mv_x\,dN\,(v_x)=-2mv_x^2\frac{d\,n(v_x)}{2}\,dt\,S.$$

Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан деворнинг молекулаларга кўрсатаётган ўртача таъсир кучини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$dF'(v_x) = -mv_x^2\, dn(v_x)\, S.$$

Ньютоннинг учинчи қонунига асосан молекулаларнинг деворга кўрсатаётган босим кучи

$$dF(v_x) = -dF'(v_x)$$

эканлигидан, тезликлари v_x дан $v_x + dv_x$ гача бўлган молекулаларнинг идиш деворига кўрсатаётган босими қуйидагича бўлади:

$$dp(v_x) = \frac{dF(v_x)}{S} = m v_x^2\, dn(v_x). \qquad (49.3)$$

Идиш деворининг бирлик юзига келиб урилаётган барча молекулаларнинг ҳосил қилаётган босимини аниқлаш учун тезлик қийматининг ҳар қандай қисмлардаги интервалларга тўғри келувчи молекулалар учун (49.3) кўринишдаги босимлар йиғиндисини ҳисоблаш лозим, яъни

$$P = \int dp(v_x) = \int m v_x^2\, dn(v_x). \qquad (49.4)$$

Агар бирлик ҳажмдаги барча молекулалар сони n, улардан тезликлари v_x дан $v_x + dv_x$ гача бўлган молекулаларнинг сони $dn(v_x)$ бўлса, (47.7) га асосан эҳтимоллик зичлиги

$$f(v_x) = \frac{dn(v_x)}{n\, dv_x}$$

бундан

$$dn(v_x) = n f(v_x)\, dv_x. \qquad (49.5)$$

(49.5) ни (49.4) га олиб келиб қўйсак, газнинг идиш деворига кўрсатаётган тўла босимининг қуйидаги ифодасига эга бўламиз:

$$p = nm \int_0^{\infty} v_x^2 f(v_x)\, dv_x. \qquad (49.6)$$

Энди ушбу формуладаги интеграл қандай мазмунга эга эканлиги билан танишиб ўтайлик. Тезликлари v_x дан $v_x + dv_x$ гача бўлган молекулалар сони $dn(v_x)$ ни dv_x жуда кичик интервал бўлганлиги учун, шу интервалга тегишли v_x^2 га кўпайтмаси $dn(v_x)$ молекулалар тезликларининг OX ўқига олинган проекциялари квадратларининг йиғиндисига тенг бўлади. Бирлик ҳажмдаги барча молекулалар тезликларининг OX ўқидаги проекциялари квадратларининг йиғиндисини уларнинг умумий сонига бўлиб юборилса, ҳар бир молекула тезлигининг OX ўқи бўйича проекцияси квадратининг ўртача қийматига эга бўламиз

$$<v_x^2> = \frac{\int dn(v_x)\, v_x^2}{n} = \frac{\int_0^{\infty} n f(v_x)\, v_x^2\, dv_x}{n} = \int_0^{\infty} f(v_x)\, v_x^2\, dv_x. \qquad (49.7)$$

(49.7) дан фойдаланиб, (49.6) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$p = nm <v_x^2>. \qquad (49.8)$$

Ҳар бир молекула тезлигининг квадрати қуйидаги кўринишда бўлади:

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_x^2.$$

Шунинг учун тезлик квадратининг ўртача қиймати уни ташкил этувчиларининг ўртача қийматини йиғиндисига тенг:

$$< v^2 > = < v_x^2 > + < v_y^2 > + < v_z^2 >.$$

Молекулалар ҳаракати бутунлай бетартиб ҳаракатдан иборат эканлигини ва улар барча йўналишлар бўйича бир хил эҳтимоллик билан ҳаракатланишини эътиборга олиб қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle \text{ ва } \langle v^2 \rangle = 3 \langle v_x^2 \rangle. \qquad (49.9)$$

Охирги муносабатдан фойдаланиб, (49.8) ни

$$p = \frac{1}{3} n m \langle v^2 \rangle \qquad (49.10)$$

кўринишда ёзиш мумкин.

Демак, газнинг идиш деворига кўрсатаётган босими молекулаларнинг зичлигига ва молекулалар тезликлари квадратларининг ўртача қийматига боғлиқ экан. Агар $\langle \varepsilon \rangle = m \frac{< v^2 >}{2}$ катталик молекула илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси эканлигини эътиборга олсак, (49.10) ни яна қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$p = \frac{2}{3} n \langle \varepsilon \rangle. \qquad (49.11)$$

(49.11) муносабат *газлар молекуляр кинетик назариясининг асосий тенгламаси* деб аталади.

Бу тенглама газнинг ташкил этувчи ҳар бир молекулани характерловчи илгариланма ҳаракатнинг ўртача кинетик энергияси билан газни макроскопик параметри — босими орасидаги боғланишни ифодалайди.

50-§. ИДЕАЛ ГАЗНИНГ ҲОЛАТ ТЕНГЛАМАСИ

Ҳар қандай бир жинсли жисмнинг (у қандай агрегат кўринишда эканлигидан қатъи назар) ҳолатини характерловчи макроскопик параметрлар маълум қонуният бўйича ўзаро боғланган бўлади. Улардан бирининг ўзгариши бошқа параметрларни ўзгаришига олиб келади. Масалан, аниқ массага эга бўлган газнинг мувозанатли ҳолатини p босим, V ҳажм, T ҳароратдан иборат макроскопик параметрлар орқали тўла равишда ифодаланади. Параметрлардан бирининг масалан, ҳажмининг ўзгариши албатта босим ва ҳароратни ёки улардан бирини ўзгаришига олиб келади.

Жисмнинг мувозанатли ҳолатини характерловчи параметрларнинг ўзаро боғланишини ифодаловчи математик тенглик шу жисмнинг *ҳолат тенгламаси* деб аталади. Берилган газнинг ҳолат тенгламасини умумий кўринишда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$F(p,\ V,\ T)=0. \qquad (50.1)$$

Ўрта мактаб физика курсидан маълумки, идеал газ учун (50.1) муносабат қуйидаги кўринишга эга:

$$\frac{pV}{T}=b, \qquad (50.2)$$

бунда b — берилган газ массаси учун ўзгармас катталик. Яъни, берилган идеал газ учун унинг эгаллаган ҳажмини босимга кўпайтмасини ҳароратига олинган нисбати ўзгармас катталикдан иборат экан.

Агар физик катталиклар бир моль моддага тааллуқли бўлса, улар *моляр катталиклар* деб аталади. Мисол учун ўрганилаётган газнинг бир молини эгаллаган ҳажми *моляр ҳажм* дейилади. Бир моль газ учун (50.2) муносабат татбиқ этилса, уни бир моль газ учун b катталикни R, ҳажмни $V_м$ орқали белгилаб, қуйидагича ёзиш мумкин:

$$pV_м=RT. \qquad (50.3)$$

(50.3) муносабатдан кўринадики, турли хил газларнинг бир хил шароитда, яъни бир хил босим ва ҳароратда эгаллаган моляр ҳажмлари ҳам бир хил бўлади. Авогадро кашф этган бу қонунга асосан хусусий ҳолда — нормал шароитда ҳар қандай газнинг эгаллаган моляр ҳажми $22{,}4\cdot10^{-3}$ м^3 га тенг.

Демак, моляр газ доимийси R барча газлар учун бир хил экан. Шунинг учун ҳам универсал газ доимийси деб аталади. Бир моль газнинг нормал шароитдаги ҳолатини характерловчи параметрлар қийматларидан фойдаланиб, универсал доимийсининг сон қийматини аниқлаш мумкин:

$$R=\frac{pV_м}{T}=\frac{1{,}013\cdot10^5\ 22{,}4\cdot10^{-3}}{273{,}15}=8{,}31\ \frac{Ж}{моль\cdot К}.$$

Бир моль газ учун ёзилган (50.3) формулани ихтиёрий m массали газ учун умумлаштириш осон. Бунинг учун тенгликнинг иккала қисмини m/M га қуйидагича кўпайтирайлик:

$$p\frac{m}{M}V_м=\frac{m}{M}RT.$$

Бир хил босим ва бир хил ҳароратда ихтиёрий m массали газнинг эгаллаган ҳажми V, бир молникига қараганда $\frac{m}{M}$ марта фарқланади, яъни $V=\frac{m}{M}V_м$. Шундай қилиб, ҳар қандай миқдордаги газнинг ҳолатини характерловчи параметрлар: p — босим, V — ҳажм, T — ҳарорат ва m — масса орасидаги боғланишни ифодаловчи қуйидаги тенгламани ёзишимиз мумкин:

$$pV=\frac{m}{M}RT, \qquad (50.4)$$

бунда M — газнинг моляр массаси.

(50.4) муносабат — ихтиёрий m массали идеал газнинг ҳолат тенгламаси одатда Клапейрон — Менделеев тенгламаси деб ҳам аталади. Бу тенгликка яна бошқача кўриниш ҳам бериш мумкин. Бунинг учун тенгламани ўнг қисмини Авогадро сонига ҳам кўпайтириб, ҳам бўлиб юборайлик.

$$pV = \frac{m}{M} RT \frac{N_A}{N_A} = \frac{m}{M} N_A \frac{R}{N_A} T = NkT, \qquad (50.5)$$

бу ерда $\frac{m}{M} N_A = N$ массаси m га тенг бўлган газ таркибидаги молекулалар сони; $\frac{R}{N_A}$ ни k орқали белгилаб олинди ва у *Больцман доимийси* деб аталади. Больцман доимийсининг қиймати қуйидагига тенг:

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8{,}31 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}}{6{,}02 \cdot 10^{23}\ \text{моль}^{-1}} = 1{,}38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К}}.$$

(50.5) муносабатни газ ҳажмига бўлиб юборилса

$$p = \frac{N}{V} kT = nkT, \qquad (50.6)$$

бунда n — бирлик ҳажмдаги молекулалар сони.

Сўнгги тенглама идеал газ ҳолат тенгламасининг турли хил кўринишлардан бири бўлиб, идеал газни идиш деворига кўрсатаётган босими молекулалар зичлигига ва ҳароратга тўғри пропорционал эканлигини кўрсатади.

Мувозанат ҳолатда турган газ турли газларнинг аралашмасидан ташкил топган ва шу аралашмадаги ҳар бир газ молекулаларининг ҳажм бирлигидаги сони n_1, n_2, n_3 ... га тенг бўлса, у ҳолда ҳажм бирлигидаги барча молекулаларнинг сони

$$n = n_1 + n_2 + n_3 + \ldots .$$

Аралашманинг ташкил этувчи турли хил газларнинг биргаликда идиш деворига кўрсатаётган босими (50.6) муносабатга асосан қуйидагича бўлади:

$$p = n_1 kT + n_2 kT + n_3 kT + \ldots .$$

ёки

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \ldots . \qquad (50.7)$$

Бу ифода ҳар бир турдаги молекулаларнинг идиш деворига кўрсатаётган босими бошқа турдаги молекулаларнинг қанча босимни вужудга келтираётганига боғлиқ эмаслигини кўрсатади. Бунинг сабаби, идеал газни ташкил этувчи молекулалар орасида ўзаро таъсир кучларининг мавжуд эмаслигидадир.

p_1, p_2, p_3 ва ҳоказоларни, яъни аралашмани ташкил этувчи ҳар бир турдаги газнинг вужудга келтираётган босимлар *парциал босимлар* дейилади.

Демак, идеал газлар аралашмасининг умумий босими шу аралашманинг ташкил этувчи газлар парциал босимларининг йиғиндисига тенг. Бу хулоса Дальтон қонунини ифодалайди.

51-§. МОЛЕКУЛА ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИНИНГ ЎРТАЧА КИНЕТИК ЭНЕРГИЯСИ ВА ҲАРОРАТ

(49.11) тенгламани ўнг ва чап томонларини бир моль идеал газнинг эгалланган ҳажми $V_м$ га кўпайтирсак, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$pV_м = \frac{2}{3} nV_м \langle \varepsilon \rangle . \qquad (51.1)$$

Бирлик ҳажмдаги молекулалар сонини бир моль газ ҳажмига кўпайтмаси бир моль газдаги молекулалар сони, яъни Авогадро сонидан иборат бўлади

$$nV_м = N_A .$$

Шунинг учун (51.1) ни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$pV_м = \frac{2}{3} N_A \langle \varepsilon \rangle$$

ва уни бир моль идеал газнинг ҳолат тенгламаси (50.3) билан таққосласак

$$\frac{2}{3} N_A \langle \varepsilon \rangle = RT$$

бундан

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T.$$

Натижада берилган газни ташкил этувчи ҳар бир молекула илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергиясини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{m \langle v^2 \rangle}{2} = \frac{3}{2} kT. \qquad (51.2)$$

(51.2) дан молекулалар илгариланма ҳаракатининг тезликлари квадратларининг ўртача қиймати ва ўртача квадратик тезлиги учун

$$\langle v^2 \rangle = \frac{3kT}{m} = \frac{3RT}{mN} = \frac{3RT}{M} \qquad (51.3)$$

$$\sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}$$

ифодаларни ёзиш мумкин.

(51.2) формуладан қуйидаги хулоса келиб чиқади: молекулалар илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси фақат ҳароратга боғлиқ бўлиб, молекула массасига боғлиқ эмас. Яъни мувозанат ҳолатда турган газ турли газларнинг аралашмасидан ташкил топган бўлса, ҳар бир газдаги молекулалар бир-биридан массалари бўйича фарқ қилишига қарамасдан уларнинг илгариланма ҳаракат туфайли эришган ўртача кинетик энергияси бир хил қийматга эга бўлади.

(51.3) формула берилган газ молекулалари илгариланма ҳаракатининг ўртача квадратик тезлиги ҳам фақат шу газ ҳароратига боғлиқ эканлигини кўрсатади. Ҳақиқатан ҳам, турли даражада иситилган икки хил газни бир-бирига теккизилганда ҳарорати катта бўлган газ молекулаларининг кинетик энергиясини камайиши ва ҳарорати нисбатан кичик бўлган газ молекулаларининг кинетик энергиялари эса ортиб бориши кузатилади, яъни бир газдан иккинчи газга энергия узатила бошлайди. Энергиянинг узатилиши иккала газни ташкил этувчи молекулаларнинг ўртача кинетик энергиялари ўзаро тенглашгунча давом этади. Бунда молекулаларнинг ўртача кинетик энергиялари каби иккала газнинг ҳарорати ҳам ўзаро тенглашади ва иссиқликнинг мувозанат ҳолати вужудга келади.

Юқорида келтирилганидек, ҳароратни молекуляр-кинетик назария асосида талқин этиб, қуйидаги муҳим хулосага келиш мумкин: берилган газ ҳарорати шу газни ташкил этувчи молекулаларнинг илгариланма ҳаракатлари туфайли эришган ўртача кинетик энергиясига пропорционал катталик экан.

Халқаро бирликлар системасида ҳароратнинг бирлиги қилиб бир-бирига тенг бўлган Цельсий градуси ва кельвин қабул қилинган. Халқаро юз градусли ҳарорат шкаласида ҳарорат Цельсий градусида ифодаланиб, t орқали белгиланади. Бу шкалани тузишда босим нормал атмосфера босимига тенг бўлган шароитдаги музнинг эриш ҳароратини 0°С ва сувнинг қайнаш ҳароратини 100°С деб қабул қилинган.

Термодинамик ҳарорат шкаласида ҳарорат кельвинда ифодаланади ва T орқали белгиланади. Одатда, термодинамик ҳарорат шкаласи бўйича аниқланган ҳарорат *термодинамик ҳарорат* деб аталади. Бу шкалани тузишда нормал атмосфера босимидаги музнинг эриш ҳарорати 273, 15Қ деб қабул қилинган. Шунинг учун термодинамик ҳарорат билан Цельсий шкаласи бўйича аниқланган ҳарорат орасидаги муносабатни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\mathrm{T}=t+273{,}15°\mathrm{C}.$$

$T=OK$ (Цельсий шкаласи бўйича —273,15°С) ҳарорат *абсолют ноль ҳарорат* деб аталади.

(51.2) дан кўринадики, абсолют ноль ҳароратда молекулаларнинг илгариланма ҳаракати бутунлай тўхтаб қолади. Лекин алоҳида таъкидлаб ўтиш керакки, абсолют ноль ҳароратда ҳаракатнинг ҳар қандай турлари эмас, балки фақат иссиқлик ҳаракатлари тўхтаб қолади. Атомдаги электронларнинг ҳаракатлари, молекуладаги атомларнинг тебранма ҳаракатлари ва бошқалар абсолют ноль ҳароратда ҳам сақланиб қолади. Бундай ҳаракатларнинг сақланиб қолишини квант механикаси асосида тушунтириш мумкин.

52-§. ИДЕАЛ ГАЗНИНГ ИЧКИ ЭНЕРГИЯСИ. ЭРКИНЛИК ДАРАЖАСИ

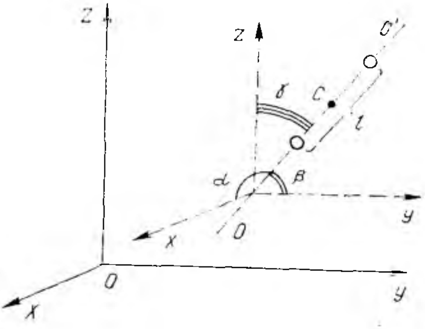
Берилган идеал газнинг ички энергияси деганда, шу газни ташкил этувчи барча молекулаларнинг бетартиб тарздаги илгариланма ва айланма ҳаракат, кинетик энергиялари билан молекуладаги атомларнинг бетартиб тарздаги тебранма ҳаракат кинетик ва потенциал энергияларнинг йиғиндиси тушунилади. Олдинги параграфда молекула илгариланма ҳаракатнинг ўртача кинетик энергияси билан танишиб ўтган эдик. Бир атомли молекуланинг ҳаракати фақат илгариланма ҳаракатдан иборат бўлади. Лекин икки ва ундан ортиқ атомлардан ташкил топган молекулалар илгариланма ҳаракатдан ташқари айланма ҳаракатда ҳам иштирок этишлари мумкин, шунингдек улар таркибидаги атомлар эса яна тебранма ҳаракатда ҳам иштирок этишлари мумкин. Шунинг учун молекуланинг тўла энергияси илгариланма, айланма ва тебранма ҳаракат энергияларининг йиғиндисидан иборат.

Тўла энергияни ҳисоблаш учун эркинлик даражаси тушунчаси билан танишиб чиқайлик. Жисмнинг фазодаги вазиятини тўла равишда ифодалаш учун зарур бўлган эркли координаталар сонига шу жисмнинг *эркинлик даражаси* дейилади. Масалан, моддий нуқтанинг фазодаги ҳолатини тўғри бурчакли координаталар системасида x, y ва z координаталар билан аниқланади.

Демак, моддий нуқтанинг эркинлик даражаси учга тенг экан. Ҳар қандай атом ёки бир атомли молекула моддий нуқта деб қаралиши мумкин. Агар молекула бир-бири билан эластик тарзда боғланган N та атомдан ташкил топган бўлса, молекуланинг берилган вақтда фазодаги вазиятини тўла аниқлаш учун $3N$ та эркин координата зарур бўлади. Яъни, бундай молекуланинг эркинлик даражаси $3\ N$ га тенг. Лекин шу молекуладаги исталган икки атом орасидаги масофа аниқ қийматга эга бўлиб, у вақт ўтиши билан ўзгармаса, молекуланинг эркинлик даражаси $3N$ дан битта кам бўлади. Бундай масофа бир нечта бўлса, $3\ N$ шундай масофалар сонига кам бўлади. Мисол тариқасида қуйидагиларни кўриб чиқайлик.

1. **Икки атомли молекула эркинлик даражаси.** Иккала атом орасидаги масофа вақт ўтиши билан ўзгармаса, бундай молекуланинг эркинлик даражаси $3N-1=3.2-1=5$ га ва аксинча, атомлар бир-бири билан эластик равишда боғланган бўлса, яъни масофа вақт ўтиши билан ўзгариб турса, 6 га тенг бўлиши керак. Дарҳақиқат, икки атомли молекуланинг фазодаги вазиятини қуйидагича аниқлаш мумкин.

Молекула инерция маркази C нинг фазодаги вазияти x, y, z координаталар билан аниқланади (46- расм). Иккала атом орқали ўтувчи OO' ўқнинг фазодаги йўналишини аниқлаш учун бу ўқнинг координата ўқлари билан ҳосил қилган учта бурчакдан ик-

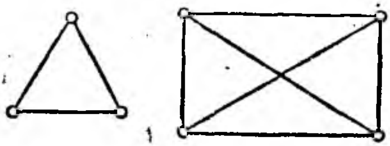


46- расм.

китасини (масалан OX ва OY ўқлари билан ҳосил қилган бурчаклар α ва β)ни билиш етарли бўлади, чунки учинчиси қолган икки бурчак орқали ифодаланиши мумкин.

Атомлар орасидаги масофа ўзгармас бўлса, молекуланинг фазодаги вазиятини аниқлаш учун зарур бўлган координаталар x, y, z, α ва β лардан иборат бўлади ва бунда молекуланинг эркинлик даражаси 5 га тенг. Ҳароратнинг катта қийматларида молекуладаги атом тебранма ҳаракатда қатнашади. Бундай шароитда молекуланинг берилган вақтда фазодаги вазиятини аниқлаш учун x, y, z, α, β лардан ташқари иккала атом орасидаги l масофани ҳам билиш зарур ва молекуланинг эркинлик даражаси 6 га тенг бўлади.

2. Уч ва ундан ортиқ атомлардан ташкил топган молекулалар эркинлик даражалари. Агар молекулада атомлар тебранма ҳаракатда қатнашаётган бўлса, молекула эркинлик даражаси $3N$ га тенг. N — молекуладаги атомлар сони. Аксинча, молекуладаги атомлар тебранма ҳаракатда қатнашмаса, яъни атомлар ораларидаги масофалар вақт ўтиши билан ўзгармаса, бундай молекулаларнинг эркинлик даражаси атомларнинг сонидан қатъи назар 6 га тенг бўлади. Айтилганларни қуйидаги мисолларда кўриб чиқайлик. Уч ва тўрт атомли молекуларни схематик тарзда 47- расмда кўрсатилгандек ифодалаш мумкин.

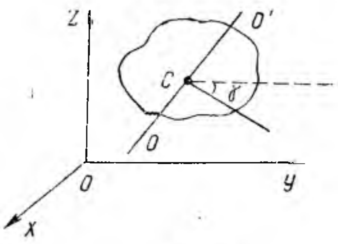


47- расм.

Атомлар бир-бири билан эластик равишда боғланган бўлса, уч ва тўрт атомли молекулалар эркинлик даражалари мос равишда 3.3=9 ва 3.4—12 га тенг. Атомлар орасидаги масофалар ўзгармаса, уч атомли молекулада бундай масофалар 3 та, тўрт атомли молекулада эса 6 та ва кўрилаётган молекулалар эркинлик даражалари мос равишда 9—3=6 ва 12—6=6 га тенг бўлади.

Бошқача айтганда, уч ва ундан ортиқ атомлардан ташкил топган молекулаларнинг эркинлик даражалари атомлар орасидаги масофалар ўзгармас бўлган ҳолларда 6 га тенг экан. Абсолют қаттиқ жисм ҳам худди шундай эркинлик даражасига тенг.

Уч ва ундан ортиқ атомлардан ташкил топган, шакли ва ўлчамлари ўзгармайдиган молекула ёки ихтиёрий кўринишга эга бўлган қаттиқ жисмнинг фазодаги вазиятини қуйидагича аниқлаш мумкин. Қаттиқ жисм (молекула) инерция марказининг фазодаги вазияти x, y, z координаталар билан аниқланади. Жисм (молекула) билан боғланган ва унинг инерция марказидан ўтувчи OO' ўқнинг фазодаги йўналишини уни учта координата ўқларидан хоҳлаган иккитаси билан ҳосил қилган масалан, α ва β бурчаклар орқали аниқланади. Ниҳоят, қаттиқ жисм (молекула) нинг берилган вақтда фазодаги вазиятини тўла равишда ифодалаш учун яна OO' ўққа перпендикуляр бўлган ва жисм (молекула) билан боғланган иккинчи ўқнинг бошланғич ҳолатга нисбатан қандай γ бурчакка бурилганлигини аниқлаш лозим (48- расм).



48- расм.

Шундай қилиб, бир атомли молекуланинг эркинлик даражаси 3 га тенг (x, y, z): икки атомли молекула эркинлик даражаси 5 га (x, y, z, α, β) ёки 6 га (x, y, z, α, β, l) тенг, N атомдан ташкил топган молекуланинг эркинлик даражаси 6 дан 3 N гача қийматларга эга булиши мумкин, абсолют қаттиқ жисмнинг эркинлик даражаси 6 га тенг (x, y, z, α, β, γ) ва ҳоказо.

Юқорида келтирилган α, β, γ, l ўзгармас бўлганда, x, y, z нинг баъзи бирлари ёки ҳаммасини ўзгариши фақат илгариланма ҳаракат туфайлигина содир бўлади. Инерция марказининг вазияти ўзгармас бўлганда, α, β ва γ нинг ўзгариши айланма ҳаракат натижасида ҳосил бўлади. Ниҳоят, x, y, z, α, β, γ ўзгармас бўлганда, l нинг ўзгариши тебранма ҳаракат туфайли вужудга келади.

Демак, илгариланма ҳаракат эркинлик даражаси ҳамма вақт 3 га тенг, айланма ва тебранма ҳаракат эркинлик даражалари кузатилаётган молекуланинг характерига қараб турли қийматларга эга бўлиши мумкин. Молекуланинг эркинлик даражаси i ни илгариланма, айланма ва тебранма ҳаракатлар эркинлик даражаларининг йиғиндисидан иборат деб қараш мумкин:

$$i = i_{\text{ил}} + i_{\text{айл}} + i_{\text{теб}} \,. \qquad (52.1)$$

(51.2) муносабатдан фойдаланиб, ҳар бир молекула илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергиясини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{m\langle v^2 \rangle}{2} = \frac{m\langle v_x^2 \rangle}{2} + \frac{m\langle v_y^2 \rangle}{2} + \frac{m\langle v_z^2 \rangle}{2} = \frac{3}{2} kT. \qquad (52.2)$$

(49.9) муносабатга асосан қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\frac{m\langle v_x^2 \rangle}{2} = \frac{m\langle v_y^2 \rangle}{2} = \frac{m\langle v_z^2 \rangle}{2} \,. \qquad (52.3)$$

Демак, илгариланма ҳаракат эркинлик даражаси 3 га тенг эканлигини эътиборга олиб, илгариланма ҳаракатнинг ҳар бир эркинлик даражасига $\frac{1}{2} kT$ энергия тўғри келади деган хулосага эга бўламиз. Умуман, илгариланма, айланма ва тебранма ҳаракатнинг бирортаси иккинчисидан устун равишда ажралиб турмайди. Стат стик физиканинг муҳим қонунларидан бири — энергиянинг эркинлик даражаси бўйича бир хилда тақсимланиш қонуни илгариланма, айланма ва тебранма ҳаракатнинг ҳар бир эркинлик даражасига ўртача $\frac{1}{2}kT$ кинетик энергия тўғри келишини кўрсатади.

Демак, эркинлик даражаси i га тенг бўлган молекуланинг ўртача кинетик энергияси

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2} kT \tag{52.4}$$

ифода орқали аниқланади. Лекин i ни аниқлашда қуйидагиларга эътибор берилиши керак. Молекула илгариланма ёки айланма ҳаракатда қатнашаётган бўлса, у фақат кинетик энергияга эга бўлади. Молекуладаги атомлар тебранма ҳаракатда ҳам қатнашаётган бўлса, тебранма ҳаракат ҳам кинетик энергияга, ҳам потенциал энергияга эга бўлади ва бу кинетик энергиянинг ўртача қиймати потенциал энергиянинг ўртача қиймати билан бир хил бўлади. Шунинг учун тебранма ҳаракатнинг ҳар бир эркинлик даражасига $2 \cdot \frac{1}{2} kT$ энергия тўғри келади.

Бир-бири билан эластик равишда боғланган N та атомдан ташкил топган молекуланинг тебранма ҳаракат эркинлик даражаси умумий ҳолда $3N$—6 га ва молекула чизиқли молекуладан иборат бўлса, $3N$—5 га тенг бўлади.

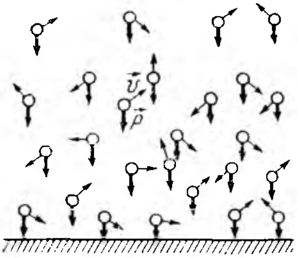
(52.4) муносабатдан фойдаланиб, берилган идеал газнинг ички энергиясини аниқлаш мумкин. Мисол учун бир моль идеал газнинг ички энергияси қуйидагига тенг:

$$U_{\text{м}} = N_A \langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2} kTN_A = \frac{i}{2} RT. \tag{52.5}$$

Демак, идеал газнинг ички энергияси шу газни ташкил этувчи молекулаларнинг эркинлик даражасига ва газнинг ҳароратига боғлиқ экан.

Саволлар

1. Нима учун макроскопик параметрларни экстенсив ва интенсив параметрларга ажратилади?
2. Идеал газ реал газдан қандай хусусиятлари бўйича фарқ қилади?
3. Газнинг идиш деворига кўрсатаётган босимини ифодаловчи формулани молекуляр-кинетик назария асосида келтириб чиқара оласизми?
4. Системанинг ҳолат тенгламаси деганда қандай ифодани тушунасиз?
5. Идеал газ ҳолат тенгламасининг қайси кўринишдаги ифодасидан фойдаланган ҳолда молекулаларнинг зичлигини осонлик билан аниқлаш мумкин?
6. Молекула илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси билан ҳарорат қандай муносабат орқали ўзаро боғланган?
7. Қаттиқ жисмнинг фазодаги вазиятини қандай усул билан аниқлаш мумкин?
8. Идеал газнинг ички энергияси ҳароратга ва шу газнинг ташкил этувчи молекулаларнинг эркинлик даражаларига қандай муносабат орқали боғланган?



X БОБ.

СТАТИСТИК ТАҚСИМОТЛАР

53-§. ФЛУКТУАЦИЯ. ИДЕАЛ ГАЗ МОЛЕКУЛАЛАРИНИНГ ТАШҚИ КУЧЛАР МАЙДОНИ БЎЛМАГАН ҲОЛДАГИ ҲАЖМ БЎЙИЧА ТАҚСИМЛАНИШИ

Ташқи кучлар майдони мавжуд бўлмаган шароитда бирор V ҳажмни эгаллаган мувозанат ҳолатдаги газни ташкил этувчи молекулалар доимо бетартиб ҳаракатда эканлиги туфайли уларнинг ҳар бирини ҳажмнинг исталган dV қисмида жойлашиш эҳтимоллиги қуйидагича аниқланади:

$$P = \frac{dV}{V}.$$

dV ҳажмга жойлашган молекулаларнинг ўртача сони

$$\langle n \rangle = N\frac{dV}{V}$$

га тенг.

Хусусий ҳолда, яъни $dV = 1$ бўлганда, $<n>$ бирлик ҳажмга жойлашган молекулалар сонининг ўртача қийматини ифодалайди. Исталган вақтдаги бирлик ҳажмга жойлашган молекулаларнинг сони унинг ўртача қийматидан фарқ қилиши мумкин.

Бирлик ҳажмга жойлашган молекулалар сонини, газнинг идиш деворининг бирор қисмига кўрсатаётган босимини ва шу каби бошқа физик катталикларнинг уларнинг ўртача қийматларидан четлашишларига *флуктуация* деб аталади.

Агар ўлчанаётган физик катталикнинг берилган вақтдаги қиймати x ва унинг ўртача қиймати $<x>$ бўлса, миқдорий жиҳатдан флуктуацияни характерлаш учун ҳақиқий ва ўртача қийматлари орасидаги фарқнинг квадратини ўртача қийматидан фойдаланилади ва уни *квадратик флуктуация* ёки *дисперсия* деб аталади.

Квадратик флуктуацияни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\langle(\Delta x)^2\rangle = \langle(x - \langle x\rangle)^2\rangle = \langle[x^2 - 2x\langle x\rangle + (\langle x\rangle)^2]\rangle = \langle x^2\rangle - (\langle x\rangle)^2$$

бунда $-2x\langle x\rangle$ нинг ўртача қиймати $-2(\langle x\rangle^2)$ га тенг эканлиги эътиборга олинди.

$\Delta x = x - \langle x\rangle$ флуктуацияни миқдорий жиҳатдан характерлай олмайди, чунки бу катталик вақт ўтиши билан ҳам мусбат, ҳам манфий қийматга эга бўлиб, унинг ўртача қиймати нолга тенг:

$$\langle \Delta x\rangle = \langle(x - \langle x\rangle)\rangle = \langle x\rangle - \langle x\rangle = 0.$$

Квадратик флуктуация манфий қийматга эга бўлиши мумкин эмас, чунки ҳамма вақт қуйидаги муносабат ўринлидир:

$$\langle(\Delta x)^2\rangle \geqslant 0.$$

Одатда, $\sqrt{\langle(\Delta x)^2\rangle}$ абсолют флуктуация деб аталади. Агар абсолют флуктуация нолга яқин бўлса, x нинг $\langle x\rangle$ дан катта четланиши кам эҳтимолликка эга бўлади. Жуда кўп ҳолларда флуктуациялар кичкина қийматларга эга бўлиб, амалда уларни эътиборга олмаса ҳам бўлади. Масалан, бирор идишда идеал газ берилган бўлиб, уни характерловчи макроскопик параметрлар $V = 10^{-5}$ м^3, $T = 273$ К ва $P = 101325$ Н/м^2 (1 атм.) бўлсин.

Демак, газдаги молекулаларнинг сони $2{,}69 \cdot 10^{20}$ та. Фикран газ эгаллаган ҳажмни ўзаро тенг 1000 та бўлакчага бўлайлик ва ихтиёрий равишда биттасини танлаб олайлик. Бу бўлакчага жойлашган молекулаларнинг ўртача сони $2{,}69 \cdot 10^{17}$ га тенг. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, кузатилаётган ҳажм бўлакчасидаги молекулалар сонининг уни ўртача қийматидан 0,01 фоизга фарқ қилиш эҳтимоллиги тахминан $10^{-10^{10}}$ га тенг экан. Яъни, амалда бўлакчадаги молекулалар сони унинг ўртача қийматидан 0,01 фоизга фарқ қилувчи ҳолатини мутлоқо кузатиш мумкин эмас.

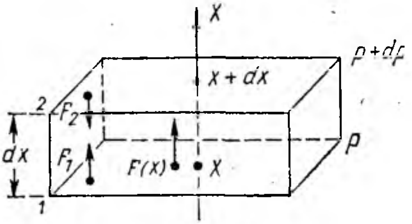
Демак, ташқи кучлар майдони мавжуд бўлмаган шароитда мувозанат ҳолатда турган газни ташкил этувчи молекулалар бутун газ эгаллаган ҳажм бўйича бир хилда тақсимланган бўлиб, исталган вақтда бирлик ҳажмдаги молекулалар сонини унинг ўртача қийматига тенг ҳеб ҳисоблаш мумкин.

54-§. ТАШҚИ КУЧЛАР МАЙДОНИДАГИ ИДЕАЛ ГАЗ МОЛЕКУЛАЛАРИНИНГ ҲАЖМ БЎЙИЧА ТАҚСИМЛАНИШИ

Маълум миқдордаги идеал газ ўзига берилган чекли ўлчамларга эга бўлган ҳажмни тўла эгаллайди. Ташқи кучлар бўлмаса, газ молекулалари бутун ҳажм бўйича бир хилда тақсимланади. Аммо газ ташқи кучлар майдонига жойлашган бўлса, газни ташкил этувчи молекулалар ҳажм бўйича мураккаб қонуният асосида тақсимланади.

Агар идеал газга берилган ҳажм чексиз катта ўлчамликларга эга бўлса, ташқи кучлар бўлмаган ҳолда газ бутун ҳажмни бир текисда эгаллашга интилади ва натижада газ чексиз равишда кенгая бошлайди, бирлик ҳажмга тўғри келувчи молекулалар сони нолга интилади.

Лекин ташқи кучлар мавжуд бўлса, ҳар бир молекулага таъсир этаётган ташқи кучнинг катталиги, йўналиши ва газнинг ҳароратига боғлиқ равишда газ чексиз катта ҳажмнинг чекли қисминигина эгаллаши мумкин. Бунга мисол тариқасида Ер атмосферасини келтириш мумкин. Атмосфера ташқи тўсиқ билан чегараланмаган. Ернинг тортишиш майдони бўлмаганида атмосфера Ер сирти атрофида сақланиб қолмаган бўлур эди. Ернинг тортишиш майдони мавжуд бўлганлиги туфайли бу майдонга жойлашган атмосферадаги турли хил газларнинг молекулалари чексиз коинотга тарқалиб кетмасдан, Ер сирти атрофидаги чекли ҳажм бўйича тақсимланади.



49- расм.

Ташқи кучлар майдонига жойлашган идеал газ молекулаларининг координаталар бўйича қандай қонуният бўйича тақсимланишини кўриб чиқайлик. Тушунишимиз осон бўлиши учун газ молекулаларига таъсир этаётган ташқи кучлар консерватив кучлардан иборат ва уларнинг йўналишлари кузатилаётган ҳажмнинг барча қисмида бир хил деб ҳисоблайлик. X ўқининг йўналишини тащқи кучлар йўналиши билан мос қилиб олайлик (49-расм). Бундай шароитда X ўқга перепендикуляр жойлашган текисликдаги молекулаларга бир хилда ташқи куч таъсир этади ва бу кучнинг катталиги x нинг қийматига боғлиқ бўлади.

Демак, кузатилаётган шароитда бирлик ҳажмга жойлашган молекулаларнинг сони $n(x)$ x га боғлиқдир. S юзлари X ўқига перпендикуляр бўлган dx қалинликдаги газ қатламини ажратиб олайлик. Газ қатламига учта куч таъсир этади:

1. Координатаси x га тенг бўлган биринчи сиртга X ўқининг йўналиши билан мос келувчи босим кучи:

$$F_1 = p(x)S. \tag{54.1}$$

2. Қатламнинг координатаси $x+dx$ га тенг бўлган иккинчи сиртига X ўқининг манфий йўналиши бўйича босим кучи:

$$F_2 = -p(x+dx)S. \tag{54.2}$$

3. Қатламдаги ҳар бир молекулага X ўқининг мусбат йўналиши бўйича таъсир этаётган ташқи куч $F(x)$ бўлса, қатламдаги барча молекулаларга таъсир этаётган ташқи кучлар йиғиндисини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$F_3 = F(x)n(x)Sdx. \tag{54.3}$$

Кузатилаётган қатлам тинч ҳолатда бўлганлиги учун унга таъсир этаётган ҳамма кучларнинг йиғиндиси нолга тенг бўлади:

$$F_1 + F_2 + F_3 = 0. \tag{54.4}$$

X ўқи бўйича йўналган ташқи кучларнинг мавжудлиги натижасида қатламнинг 2- сиртига кўрсатаётган босим кучи унинг 1-сиртига кўрсатаётган босим кучидан каттадир. Кучларнинг (54.1), (54.2) ва (54.3) тенгликлар бўйича қийматларини (54.4) га келтириб қўйиб, қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$p(x+dx)S - p(x)S = F(x)n(x)Sdx. \tag{54.5}$$

Демак, бу формула қатламнинг биринчи ва иккинчи сиртларига таъсир этаётган босим кучларининг айирмаси, қатламдаги барча молекулаларга таъсир этаётган ташқи кучлар йиғиндисига тенг эканлигини кўрсатади.

Босим градиентининг dx га кўпайтмаси, босимнинг dx оралиқда қанча миқдорга ўзгарганлигини ифодалайди, шунинг учун

$$\frac{dp}{dx} dx = p(x + dx) - p(x). \tag{54.6}$$

(54.5) ва (54.6) тенгликдан қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$\frac{dp}{dx} dx = F(x) n(x) dx. \tag{54.7}$$

Потенциал майдонда ташқи кучнинг молекулани кўчиришдаги бажарган иши шу молекула потенциал энергиясининг камайишига тенг, яъни

$$dA = F(x) dx = -d\varepsilon_p(x). \tag{54.8}$$

Бу $\varepsilon_p(x)$ — координатаси x га тенг бўлган нуқтада жойлашган молекуланинг потенциал энергияси.

(54.7) ва (54.8) тенгликдан:

$$dp = -\frac{d\varepsilon_p(x)}{dx} n(x) dx = n(x) d\varepsilon_p(x). \tag{54.9}$$

(50.6) тенгликка асосан, $p = nkT$ эканлигини эътиборга олинса, кузатилаётган газнинг барча қисмларида ҳарорат бир хил қийматга эга бўлган шароитда босимнинг ўзгариши бирлик ҳажмдаги молекулалар сонини ўзгариши ҳисобига содир бўлади:

$$dp = kTdn(x). \tag{54.10}$$

(54.9) ва (54.10) тенгликни ўзаро тенглаштириб, қуйидаги муносабатга эга бўламиз:

$$\frac{dn(x)}{n(x)} = -\frac{d\varepsilon_p(x)}{kT}$$

сўнгра уни интеграллаб, ҳосил бўлган ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\ln n(x) = -\frac{\varepsilon_p(x)}{kT} + \ln C, \tag{54.11}$$

бунда C — ўзгармас катталик бўлиб, интеграллаш доимийсини қулайлик учун $\ln C$ кўринишда олинади.

(54.11) муносабатни потенцирлаб ҳажмнинг молекулалар потенциал энергиялари $\varepsilon_p(x)$ га тенг бўлган қисмларида бирлик ҳажмга жойлашган молекулалар сонини қуйидагича топамиз:

$$n(x) = Ce^{-\frac{\varepsilon_p(x)}{kT}}. \tag{54.12}$$

Формуладаги C катталикни қуйидаги мулоҳаза орқали осонлик билан аниқлаш мумкин: молекулаларнинг потенциал энергиялари нолга тенг бўлган ҳажм қисмларидаги молекулалар зичлиги — уларнинг бирлик ҳажмдаги сонини n_0 орқали белгиласак, (54.12) муносабатдан $\varepsilon_p = 0$ бўлган ҳолда

$$n_0 = C$$

қийматни оламиз. Демак, (54.12) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$n(x) = n_0 e^{-\frac{\varepsilon_p(x)}{kT}}. \qquad (54.13)$$

Сўнгги ифода Больцман формуласи деб аталади ва у ташқи кучларнинг потенциал майдонига жойлашган идеал газнинг эгаллаган ҳажмини исталган қисмида бирлик ҳажмга тўғри келувчи молекулалар сони шу қисмдаги молекулаларнинг потенциал энергияларига боғлиқ эканлигини кўрсатади.

Потенциал энергия эса, ўз навбатида куч йўналишида олинган координатага боғлиқ бўлади.

Агар молекула потенциал энергияси битта координатанинг эмас, балки барча x, y, z координатанинг функцияси бўлса, Больцман формуласини умумий ҳолат учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$n(x, y, z) = n_0 e^{-\frac{\varepsilon_p(x, y, z)}{kT}}. \qquad (54.14)$$

Демак, Больцман формуласи ташқи кучларнинг потенциал майдонига жойлаштирилган идеал газ молекулаларнинг координаталар бўйича тақсимланиш қонуниятини ифодалайди.

55-§. БАРОМЕТРИК ФОРМУЛА

Ташқи кучлар майдонига жойлашган идеал газ молекулаларининг ҳажм бўйича тақсимланишга яққол мисол тарзда Ер тортишиш кучларининг потенциал майдонига жойлашган атмосфера билан танишиб чиқайлик. Ер сиртининг кузатилаётган қисмида тортишиш майдонини бир жинсли деб ҳисоблаш мумкин бўлсин. Атмосферадаги ҳар бир молекулаларга таъсир этаётган тортишиш кучининг X ўқига (49-расмга қаранг) олинган проекцияси шу молекула массаси ва g эркин тушиш тезланиши орқали ифодаланади:

$$F = -mg.$$

Одатда, Ер сиртига перпендикуляр бўлган X ўқнинг ўрнида Ер сиртидан бошлаб ҳисобланадиган h баландлик қўлланилади. Шунинг учун Ер тортишиш кучларининг потенциал майдонидаги ҳар бир молекуланинг потенциал энергиясини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\varepsilon_p(h) = mgh + \text{const}. \qquad (55.1)$$

Ер сиртида ($h=0$ баландликда) молекула потенциал энергиясининг қийматини нолга тенг деб олишимиз мумкин:

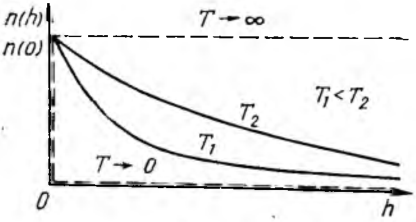
$$\varepsilon_p(0) = 0.$$

У ҳолда (55.1) муносабатдаги ўзгармас катталик ҳам нолга тенг бўлади. (55.1) ни (54.13) га келтириб қўйиб, қуйидаги тенгликка эга бўламиз:

$$n(h) = n(\text{o})\, e^{-\frac{mg\,h}{k\,T}}. \qquad (55.2)$$

(55.2) формула бирлик ҳажмга тўғри келувчи молекулалар сонининг баландликка боғлиқлигини, яъни молекулаларнинг баландлик бўйича тақсимотини ифодалайди.

Бу боғланишнинг турли ҳароратлар учун олинган графиги 50-расмда келтирилган. Бунда, таққослаш қулай бўлиши учун шартли равишда Ер сиртидаги бирлик ҳажмда жойлашган молекулалар сони $n(0)$ барча ҳарорат қийматларида бир хил қилиб олинган. Расмдан кўринадики, ҳароратнинг кичик қийматларида бирлик ҳажмдаги молекулалар сони баландлик ортиши билан жадаллик билан камайиб боради. Ҳарорат $T = OK$ да эса атмосферадаги ҳамма молекулалар Ер сиртига жойлашиб олади. Бирлик ҳажмдаги молекулалар сони ҳароратнинг катта қийматларида баландлик ортиши билан секинлик билан ўзгариб боради. Ҳароратнинг жуда катта қийматларида, яъни $T\to\infty$ да молекулалар баландлик бўйича бир хилда тақсимланади.



50- расм.

Атмосферадаги молекулаларнинг баландлик бўйича (55.2) қонуният асосида тақсимланиши уларга кўрсатаётган икки хил таъсирнинг ўзаро муносабати натижасида вужудга келади:

1. Ҳар бир молекулага оғирлик кучи таъсир этади ва бу куч барча молекулаларни Ер сирти бўйлаб жойлаштиришга интилади.

2. kT орқали характерланувчи иссиқлик ҳаракати эса молекулаларни барча баландликлар бўйича бир хилда сочиб юборишга интилади.

Атмосфера кислород, азот, водород ва бошқа газлардан ташкил топган бўлиб, ҳар бир газни ташкил этувчи молекулаларнинг баландлик бўйича тақсимланишини (55.2) формула асосида ифодалаш мумкин. Бунинг учун қуйидаги муносабатдан фойдаланамиз:

$$\frac{m}{k}=\frac{mN_A}{kN_A}=\frac{M}{R}, \qquad (55.3)$$

бунда M — берилган газнинг моляр массаси.

(55.3) ни (55.2) га келтириб қўйиб берилган газ учун қуйидаги формулага эга бўламиз:

$$n(h)=n(0)e^{-\frac{Mgh}{RT}}. \qquad (55.4)$$

(55.4) формуладан кўринадики, моляр массаси катта бўлган газ молекулаларининг бирлик ҳажмга тўғри келувчи сони баландлик ортган сари жадаллик билан камайиб боради. Бу эса атмосферанинг юқори қатламларида моляр массалари нисбатан кичик бўлган газларнинг молекулалари моляр массалари катта бўлган газлар молекулаларига қараганда кўпроқ учрашларига олиб келади.

Лекин ўтказилган тажрибалар Ер сиртидан бошлаб ундан бир неча километр баландликкача бўлган оралиқларда моляр массалари турлича бўлган газ молекулаларининг бирлик ҳажмга тўғри келувчи сонларини шу бирлик ҳажмга жойлашган турли хил молекулаларнинг умумий сонига нисбатан олинган миқдори деярли ўзгармас катталикдан иборат эканлигини кўрсатади. Бу ҳол ҳароратнинг баландлик бўйича ўзгариши ва атмосферадаги газларни ўзаро аралашиб туришлари натижасидир. Шунинг учун ҳавонинг ўртача моляр массасини M га тенг деб ҳисоблаб ва $P=nkT$ эканлигидан фойдаланиб, (55.4) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$p(h)=p_0(0)e^{-\frac{Mgh}{RT}}, \qquad (55.5)$$

бунда $p(h)$ — h баландликдаги ва $p_0(0)$ — Ер сиртидаги атмосфера босими.

(55.5) ифода *барометрик формула* деб аталади. Бу формула орқали бир хил ҳароратга эга деб қаралиши мумкин бўлган баландликларнинг турли қийматлари учун атмосфера босимини ҳисоблаш мумкин.

56-§. БОЛЬЦМАН ТАҚСИМОТИ

Больцман формуласини исталган ташқи кучларнинг потенциал майдонига жойлашган, бетартиб иссиқлик ҳаракатда иштирок этаётган ва ўзаро бир-бирлари билан таъсир этишмайдиган (тўқнашиш жараёнидан ташқари) ҳар қандай бир хил молекула (зарра)лардан ташкил топган система учун татбиқ этиш мумкин, яъни

$$n(x,y,z)=n_0e^{-\frac{\varepsilon_p(x,y,z)}{kT}} \qquad (56.1)$$

бунда $n(x, y, z)$ — x, y, z координаталар орқали аниқланувчи жойда бирлик ҳажмдаги зарраларнинг сони — зичлиги, n_0 — зарранинг потенциал энергияси нолга тенг бўлган жойдаги зарралар зичлиги, $\varepsilon_p(x, y, z)$ — x, y, z координаталар орқали аниқловчи нуқтада жойлашган зарранинг потенциал энергияси.

Координаталари x, y, z бўлган нуқта атрофидаги элементар $dV = dx\,dy\,dz$ ҳажмдаги зарралар сони $dN(x, y, z)$ орқали белгиланиб, уни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dN(x, y, z) = n(x, y, z)\,dV. \tag{56.2}$$

Бу тенгликка $n(x, y, z)$ нинг қийматини (56.1) бўйича келтириб қўйилса, у қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$dN(x, y, z) = n_0 e^{-\frac{\varepsilon_p(x, y, z)}{\kappa T}} dx\ dy\ dz. \tag{56.3}$$

(56.3) муносабатнинг иккала томонини кузатилаётган системани ташкил этувчи барча зарралар сони N га бўлиб юборсак:

$$\frac{dN(x, y, z)}{N} = \frac{n_0}{N} e^{-\frac{\varepsilon_p(x, y, z)}{\kappa T}} dx\,dy\,dz. \tag{56.4}$$

$\frac{dN(x, y, z)}{N}$ — ташқи кучлар майдонида турган системада ихтиёрий равишда танлаб олинган зарранинг x, y, z координаталари орқали аниқланувчи нуқта атрофидаги $dx\ dy\ dz$ элементар ҳажмга жойлашиш эҳтимолини ёки системадаги барча зарраларнинг қанча қисми шу элементар ҳажмга жойлашганини ифодалайди.

(56.4) тенгликнинг иккала томонини $dx\ dy\ dz$ га бўлиб юборсак, қуйидаги тақсимот функциясига эга бўламиз:

$$f(x, y, z) = \frac{dN(x, y, z)}{N\,dx\,dy\,dz} = \frac{n_0}{N} e^{-\frac{\varepsilon_p(x, y, z)}{\kappa T}}$$

ёки $\frac{n_0}{N}$ ни A орқали белгилаб

$$f(x, y, z) = A e^{-\frac{\varepsilon_p(x, y, z)}{\kappa T}} \tag{56.5}$$

га эга бўламиз.

Тақсимот функцияси $f(x, y, z)$ система эгаллаган ҳажмнинг исталган x, y, z координаталарига эга бўлган нуқта атрофидаги бирлик ҳажмда жойлашган, потенциал энергиялари $\varepsilon_p(x, y, z)$ бўлган зарралар сони барча зарраларнинг қанча қисмини ташкил этишини ифодалайди. (56.5) формула *Больцман тақсимоти* деб аталади.

Демак, Больцман тақсимоти потенциал майдондаги система зарраларининг, уларнинг потенциал энергияларига боғлиқ равишда, координаталар бўйича тақсимланишини тасвирлайди.

57- §. МАКСВЕЛЛ ТАҚСИМОТИ

Идеал газни ташкил этувчи ҳар бир молекуланинг исталган вақтдаги ҳолати унинг координаталари ва тезлигининг координата ўқларидаги проекциялари орқали аниқланади.

Мувозанат ҳолатдаги газ молекулаларининг координаталари бўйича тақсимланишини (56.5) муносабат орқали ифодаланишини кўриб ўтдик. Потенциал майдонга жойлашган ҳар бир молекуланинг потенциал энергияси x, y, z координаталарига боғлиқ бўлиб, бетартиб ҳаракат натижасида эришган кинетик энергияси эса тезликнинг v_x, v_y, v_z проекцияларига боғлиқдир.

Газни ташкил этувчи молекулаларнинг, молекула ҳолатини характерловчи параметрлар (координаталар, импульс ёки тезликнинг координата ўқларидаги проекциялари) бўйича тақсимланишлари бир хил кўринишга эга бўлади, деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун газ молекулаларининг тезлик проекциялари бўйича тақсимланишини (56.5) муносабат кўриниши каби қуйидагича ифодалайлик:

$$f(v_x\ v_y,\ v_z) \sim e^{\frac{-\varepsilon(v_x,\ v_y,\ v_z)}{\kappa T}}. \qquad (57.1)$$

$\varepsilon(v_x,\ v_y,\ v_z)$ — тезлигининг координата ўқларидаги проекциялари v_x v_y ва v_z ларга тенг бўлган молекуланинг кинетик энергияси, яъни

$$\varepsilon(v_x, v_y, v_z) = \frac{m(v_x^2+v_y^2+v_z^2)}{2}. \qquad (57.2)$$

(57.) муносабатдаги пропорционаллик аломатидан тенглик аломатига ўтиш учун пропорционаллик коэффициентини B^3 шаклда олиб молекуланинг кинетик энергиясини (57.2) тенглик орқали ифодаласак:

$$f(v_x,\ v_y,\ v_z) = B^3 e^{-\frac{m(v_x^2+v_y^2+v_z^2)}{2\kappa T}}. \qquad (57.3)$$

Бу формулани яна қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$f(v_x, v_y, v_z) = Be^{-\frac{mv_x^2}{2kT}}\ Be^{-\frac{mv_y^2}{2kT}}\ Be^{-\frac{mv_z^2}{2kT}}. \qquad (57.4)$$

Газни ташкил этувчи молекулаларнинг ҳаракати бутунлай тартибсиз бўлганлиги учун тезликнинг ҳамма йўналишлари тенг эҳтимолли ва молекулаларни тезликнинг координата ўқларидаги проекциялари бўйича тақсимланиши ҳам бир хилдир. (57.4) муносабатни ўнг томонидаги учта кўпаювчининг ҳар бири тезликнинг координата ўқларидаги проекцияси бўйича молекулаларнинг тақсимланишини ифодалайди.

Масалан, газ молекулаларининг тезликнинг X ўқидаги проекцияси бўйича тақсимланиши:

$$f(v_x) = Be^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} \qquad (57.5)$$

Газдаги исталган молекула тезлигининг x ўқидаги проекциясининг $-\infty$ дан $+\infty$ гача бўлган қийматларидан бирортасига тенг бўлиш эҳтимоли бирга тенг, шунинг учун (57.5) функция қуйидагича шартин бажаради:

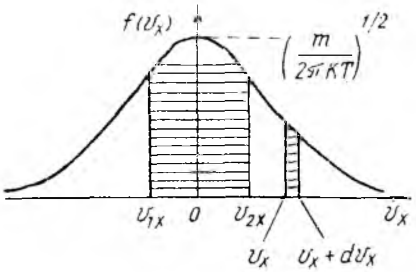
$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(v_x)\, d\, v_x = 1. \qquad (57.6)$$

(57.5) ни (57.6) га келтириб қўйиб, сўнгра интегралланса

$$B = \left(\frac{m}{2\pi\, kT}\right)^{1/2} \qquad (57.7)$$

эканлигига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Натижада (57.5) формула қуйидаги кўринишни олади:

$$f(v_x) = \left(\frac{m}{2\pi\, kT}\right)^{1/2} e^{-\frac{m\, v_x^2}{2k\, T}} . \qquad (57.8)$$



51-расм.

51-расмда мувозанат ҳолатдаги идеал газ молекулаларини тезлигининг x ўқидаги проекцияси бўйича тақсимланиши келтирилган. Штрихланган юз $f(v_x)\ d v_x$ ихтиёрий танлаб олинган молекула тезлигининг x ўқидаги проекцияси v_x дан $v_x + dv_x$ гача бўлган оралиқдаги қийматлардан бирортасига тенглик эҳтимолини ифодалайди, тезликнинг қолган иккита ташкил этувчиси v_y ва v_z ҳар қандай қийматларга эга бўлиши мумкин.

Бундай мулоҳазани фақат элементар $d v_x$ оралиқ учун эмас, балки ихтиёрий интервал учун қўллаш мумкин. Масалан, молекула тезлигининг проекцияси v_{1x} дан v_{2x} гача бўлган қийматлардан бирортасига тенг бўлиш эҳтимоли горизонтал тарзда штрихланган юзга тенг. Тақсимот эгри чизиғи остидаги юз эса юқорида кўриб ўтилгандек, бирга тенг.

(57.7) ни (57.3) га келтириб қўйсак, қуйидаги муносабат вужудга келади:

$$f(v_x,\ v_y,\ v_z) = \left(\frac{m}{2\pi\, kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m\,(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2\, kT}} . \qquad (57.9)$$

Ҳосил бўлган формула мувозанат ҳолатдаги газда ихтиёрий тарзда танлаб олинган молекула тезлигининг координаталардаги проекцияларини, мос равишда, эришиши мумкин бўлган исталган v_x, v_y, v_z катталикларга тўғри келувчи бирлик интервалдаги қийматлардан бирортасига тенг бўлиш эҳтимолини ифодалайди. Яъни (57.9) формула газ молекулаларининг тезликлар бўйича тақсимланишини тасвирлайди. Газ молекулаларининг тезликлар бўйича тақсимот қонуни биринчи марта Максвелл томонидан аниқланганлиги учун (57.9) формула *Максвелл тақсимоти* деб аталади.

58-§. ГАЗ МОЛЕКУЛАЛАРИНИНГ ТЕЗЛИКНИНГ АБСОЛЮТ ҚИЙМАТЛАРИ БЎЙИЧА ТАҚСИМОТИ

Фараз қилайлик, мувозанат ҳолатда турган газдаги молекулалар сони N та ва газга ҳеч қандай ташқи кучлар майдони таъсир этмаётган бўлсин. Газнинг ташкил этувчи молекулалар тезликларининг абсолют қийматлари бир хил бўлиши мумкин эмас. Биз буни кейинчалик алоҳида кўриб ўтамиз, ҳар бир молекула бир секунд давомида бошқа молекулалар билан миллиардлаб марта тўқнашиб туради. Ҳар бир тўқнашиш жараёнида, энергия алмашинуви туфайли, молекула ўз тезлигини ҳам сон миқдори бўйича, ҳам йўналиши бўйича ўзгартиради. Бунинг натижасида баъзи бир молекулаларнинг тезликлари ортиб бориши бошқаларининг тезликлари эса камайиб кетиши мумкин. Лекин газда тезлиги қуйидаги ифода

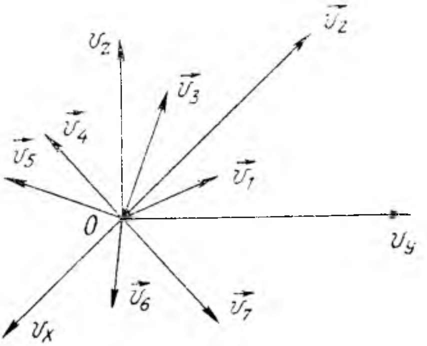
$$\frac{m\,v^2_{\text{макс}}}{2} = N<\varepsilon> = N\,\frac{i}{2}\,k\,T$$

орқали аниқланган қиймати

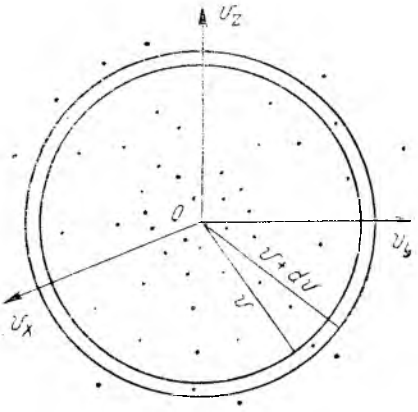
$$v_{\text{макс}} = \sqrt{\frac{Ni\,kT}{m}}$$

га тенг ёки ундан катта қийматга эга бўлган молекулаларни учратиш мумкин эмас. Чунки газдаги молекулаларнинг ҳамма энергиялари битта молекулага тамомила ўтиши мутлақо мумкин эмас. Ҳатто барча молекулалар энергияларининг сезиларли қисмини битта молекулада тўпланиш эҳтимоли ҳам жуда камдир. Шунингдек, газда тезлигининг қиймати нолга тенг бўлган молекулаларни учратиш мумкин эмас. Тезликларининг қиймати нолга яқин бўлган молекулаларнинг учраш эҳтимоли эса жуда кичикдир. Демак, молекулалар тезликлари нолдан катта ва $v_{\text{мак}}$ дан кичик қийматларгагина эга бўлиши мумкин.

Газ молекулаларининг тезликнинг абсолют қийматлари бўйича тақсимланишини миқдор жиҳатдан ифодалаш учун қуйидагича мулоҳаза юритайлик. Координаталар системасини ўтказиб, ўқлар бўйича тезликнинг ташкил этувчилари v_x, v_y, v_z ни қўяйлик (52- расм). Газдаги молекулаларнинг берилган вақтдаги тезликлари $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \vec{v}_3, \ldots, \vec{v}_N$ бўлсин.



52- расм.



53- расм.

Шу тезлик векторларни координата ўқларининг бошидан бошланадиган қилиб ўтказайлик. Ҳар бир векторнинг охирини нуқта орқали белгилайлик. Бундай нуқталар тезликлар нуқталари деб аталади, тезликлар нуқталарининг ҳаммаси биргаликда тезликлар фазосини ҳосил қилади. Шундай қилиб, ҳар бир молекулани тезликлар фазосида маълум v_x, v_y, v_z координаталарга эга бўлган нуқта орқали тасвирланади.

(57.9) формулани тезликлар фазосига татбиқ этиб, унга қуйидагича мазмун бериш мумкин: тақсимот функцияси $f(v_x, v_y, v_z)$ тезликлар фазосининг v_x, v_y, v_z координаталар билан аниқловчи қисмидаги бирлик ҳажмга жойлашган молекулалар сони умумий молекулалар сонига нисбатан қанча қисмини ташкил этишини ифодалайди. Шунинг учун тезликлар фазосининг бирлик ҳажмидаги молекулалар сонини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$n(v_x, v_y, v_z) = N\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}}. \qquad (58.1)$$

Молекулалар ҳаракати (тезлик векторлари)нинг йўналиши барча йўналишлар бўйича бир хил характерда бўлганлиги учун тезликлар нуқталарининг зичлиги координаталар бошидан ҳисобланувчи масофага, яъни тезликнинг сон қийматига боғлиқдир.

Буни эътиборга олган ҳолда, элементар ҳажмни сферик қатлам шаклида олайлик. Мисол учун ички радиуси v ва ташқи радиуси $v + dv$ бўлган сферик қатламни кўриб чиқайлик (53- расм). Тезликларининг абсолют қийматлари v дан $v + dv$ гача бўлган газ таркибидаги барча молекулалар тезликлар фазосининг ана шу сферик қатламига жойлашади. Бу молекулалар сонини қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$dN = n(v_x, v_y, v_z)\,dV. \qquad (58.2)$$

dV — сферик қатлам ҳажми бўлиб, қуйидагига тенг:

$$dV = 4\pi v^2 dv \tag{58.3}$$

(58.1) ва (58.3) ни (58.2) га келтириб қўйиб

$$dN = N\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} 4\pi v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv$$

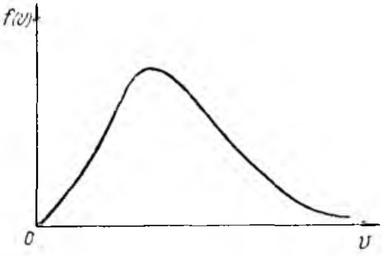
ни ҳосил қиламиз.

Бу муносабатдан фойдаланиб, газ молекулаларининг тезликнинг абсолют қийматлари бўйича тақсимланишини ифодаловчи қонуниятни аниқлаш мумкин:

$$f(v) = \frac{dN}{N\,dv}$$

эканлигидан

$$f(v) = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} . \tag{58.4}$$



54- расм.

Тақсимот функциясини тезликнинг абсолют қийматига боғлиқлиги 54- расмда тасвирланган. Берилган газнинг кузатилаётган мувозанат ҳолати учун тақсимот функцияси маълум бўлса, ундан фойдаланиб, газ молекулаларининг тезликлари ичида учраш эҳтимоли энг катта бўлган тезликни, молекулалар тезликларининг ўртача қийматини ва бошқа катталикларини аниқлаш мумкин. Тақсимот функциясининг энг катта қийматига тўғри келувчи тезликка эга бўлган молекуланинг учраш эҳтимоли ҳам энг катта бўлади. Тақсимот функциясининг энг катта қиймати учун

$$\frac{df(v)}{dv} = 0 \tag{58.5}$$

(58.4) ни (58.5) га келтириб қўйиб, тезлик бўйича дифференциаллаб, ҳосил бўлган ифодани нолга тенглаштириб сўнгра функцияни максимумга эришишини таъминловчи тезлик, яъни эҳтимоли энг катта бўлган тезлик

$$v_{\text{эхт}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \tag{58.6}$$

эканлиги аниқланади.

Худди (49.7) муносабат каби

$$<v> = \int_0^\infty f(v)\, v\, dv$$

формуладан фойдаланиб, ўртача тезликни ҳисоблаб чиқсак, қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$<v> = \sqrt{\frac{8\,kT}{\pi m}}. \qquad (58.7)$$

(58.6) ва (58.7) формулалардан кўринадики, энг катта эҳтимолли тезлик ва ўртача тезлик газнинг ҳароратига ҳамда молекуланинг массасига боғлиқ экан.

59-§. МУВОЗАНАТ ҲОЛАТДАГИ СИСТЕМА ЭНТРОПИЯСИ ВА УНИНГ КЎПАЙИШ ПРИНЦИПИ

Идеал газ мисолида мувозанатсиз ҳолатдаги система энтропияси молекуляр-кинетик назария асосида қандай аниқланиши ва ўз ҳолига қўйилган бундай системада жараёнлар қайси йўналишларда содир бўлиши мумкинлиги билан танишиб чиқайлик.

53-§ да мувозанат ҳолатдаги идеал газни ташкил этувчи молекулалар газ эгаллаган бутун ҳажм бўйича бир текисда тақсимланишини кўриб ўтган эдик. Агар газ молекулаларининг ҳажм бўйича бир текисда тақсимланиши бузилса, газнинг ҳолати мувозанатсиз ҳолатга айланади.

55- расм.

Фараз қилайлик, N тамомила бир хил молекулалардан ташкил топган мувозанат ҳолатдаги газ идишнинг A қисмига жойлашган бўлсин (55-расм). Идишнинг B қисми эса бўш бўлсин. A ва B қисмлар орасидаги тўсиқ олиб ташланса, унинг ҳолати мувозанатсиз ҳолатдан иборат бўлиб қолади, газ кенгая бошлайди.

Газ молекулаларининг бетартиб ҳаракати натижасида идишнинг A ва B қисмлари бўйича тақсимланишларини қараб чиқайлик. Тушунишимиз осон бўлиши учун $N=2$ дан бошлайлик. Иккала молекулани *1* ва *2* рақамлар билан белгилайлик. Бу молекулалар қуйидаги $2^2=4$ хил усулда тақсимланишлари мумкин:

1. *1* ва *2* молекула идишнинг А қисмида;
2. *1* молекула идишнинг A қисмида, *2* молекула B қисмида;
3. *2* молекула идишнинг A қисмида, *1* молекула B қисмида;
4. *1* ва *2* молекула идишнинг B қисмида.

Идишнинг умумий ҳажмини V ва A қисмининг ҳажмини V_1 деб олайлик. У ҳолда олдиндан танлаб олинган истаган бир молекулани V_1 ҳажмида бўлиш эҳтимоли

$$P = \frac{V_1}{V}$$

ва уни V_1 ҳажмдан ташқарида, яъни $V - V_1$ ҳажмда бўлиш эҳтимоли

$$P' = \frac{V - V_1}{V} = 1 - \frac{V'}{V} = 1 - P.$$

Иккала эҳтимолликнинг йиғиндиси, яъни кузатилаётган молекуланинг умуман идиш ичида бўлиш эҳтимоли бирга тенг:

$$P + P' = 1.$$

Иккала молекулани бир вақтда идишнинг A қисмида (биринчи усул) бўлиш эҳтимоли:

$$P_1 = \frac{V_1}{V} \cdot \frac{V_1}{V} = \left(\frac{V_1}{V}\right)^2 = P^2$$

Молекулаларни идишнинг A ва B қисмлари бўйича 2, 3 ва 4 усуллар билан жойлашишлари орқали вужудга келиши мумкин бўлган ҳодисаларнинг содир бўлиш эҳтимолликлари қуйидагича:

$$P_2 = \frac{V_1}{V}\left(1 - \frac{V_1}{V}\right) = P(1 - P).$$

$$P_3 = \frac{V_1}{V}\left(1 - \frac{V_1}{V}\right) = P(1 - P).$$

$$P_4 = \left(1 - \frac{V_1}{V}\right)^2 = (1 - P)^2.$$

Молекулалар мутлақо бир хил бўлганлигидан уларни турли хил усуллар билан тақсимланиши натижасида ҳосил бўлган ҳар бир ҳолат айнан қайси рақамли молекула идишнинг A қисмига жойлашганлигига боғлиқ эмас. Шунинг учун юқорида келтирилган тўрт хил тақсимланиш усули натижасида идишнинг A қисмида $n=2$, $n=1$ ва $n=0$ молекула жойлашган уч хил ҳолат вужудга келиши мумкин. Бу ҳолатларни кузатиш эҳтимолликлари қуйидагича:

$$P(2) = P_1 = P^2.$$

$$P(1) = P_2 + P_3 = 2p(1 - P).$$

$$P(0) = P_4 = (1 - P)^2.$$

$N = 4$ бўлса, бу молекулалар идишнинг A ва B қисмлари бўйича $2^4 = 16$ хил усулларда тақсимланиши мумкин. Улардан тўрттасида идишнинг A қисмида битта ва B қисмида учта молекулани жойлашишидан иборат бўлган ҳолат вужудга келиши мумкин. А қисмида иккита ва В қисмида иккита молекула жойлашган ҳолат эса олти хил усул билан юзага келиши мумкин. Бу мулоҳазаларни умумлаштириб, қуйидаги хулосага келиш мумкин. Идишда ҳаммаси бўлиб N бир хил молекула бўлса, улар A ва B қисмлар бўйича 2^N усулда тақсимланиши мумкин. Идишнинг A қисмида n ва B қисмида $N-n$ молекуланинг жойлашишидан иборат газ ҳолатини ҳосил қилувчи усулларнинг сони Ω қуйидагича аниқланади:

$$\Omega = \frac{N!}{n!\,(N-n)!}. \qquad (59.1)$$

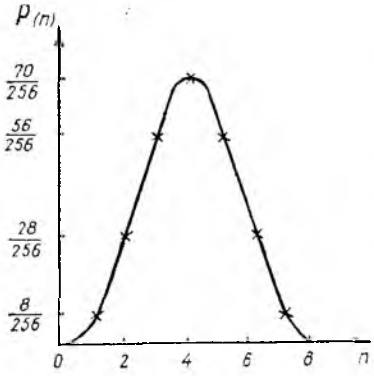
Бошқача айтилганда, Ω газнинг берилган макроскопик ҳолати неча хил микроскопик ҳолатлардан ташкил топилганлигини ифодалайди ва макроскопик ҳолатнинг статистик ўлчови деб аталади.

Аниқ рақамлар билган белгиланган n молекуланинг идишни A қисмида, қолганларини эса B қисмида жойлашиш эҳтимоли $P^n(1-P)^{N-n}$ га тенг. Демак, идишни A қисмида n ва B қисмида $N-n$ молекула жойлашишидан иборат макроскопик ҳолатни содир бўлиш эҳтимоли:

$$P(n) = \frac{N!}{n!\,(N-n)!} P^n (1-P)^{N-n} \qquad (59.2)$$

Агар $V_1 = \frac{V}{2}$ бўлса, $P = \frac{1}{2}$ ва бундай шароит учун 2^N микроскопик ҳолатларнинг ҳар бирини содир бўлиши тенг эҳтимолликка эга бўлиб, (59.2) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$P(n) = \frac{N!}{n!\,(N-n)!\,2^N}. \qquad (59.3)$$



56- расм.

Мисол тариқасида 56-расмда молекулаларнинг сони саккизта бўлган ҳол учун $P(n)$ билан n орасидаги ўзаро боғланиш келтирилган. Ҳамма микроскопик ҳолатларнинг сони $2^8 = 256$. Улардан 70 таси идишнинг иккала қисмида тўрттадан молекулаларга эга бўлган макроскопик ҳолатни, 56 таси идишнинг ярмида 3 иккинчи ярмида эса 5 молекулага эга бўлган макроскопик ҳолатни вужудга келтиради.

Молекулаларнинг ҳаммаси идишнинг битта ярмида тўпланишидан иборат макроскопик ҳолат эса фақат битта микроскопик ҳолатдан ташкил топган. 56- расмдан кўринадики, ҳар бир макроскопик ҳолатни содир бўлиш эҳтимоллигининг қиймати бевосита шу ҳолатнинг статистик ўлчови орқали аниқланар эди. Шунинг учун ҳам Ω макроскопик ҳолатнинг *термодинамик эҳтимоли* деб аталади.

Лекин кундалик турмушда учрайдиган исталган газ ҳолатининг термодинамик эҳтимоли шу даражада катта рақамлар билан ифодаланадики, улардан фойдаланиш жуда ҳам қийиндир. Одатда, берилган система ҳолатининг эҳтимолини характерлаш учун термодинамик эҳтимолининг логарифмик қийматини Больцман доимийсига кўпайтмасидан иборат катталик қўлланилади ва бу

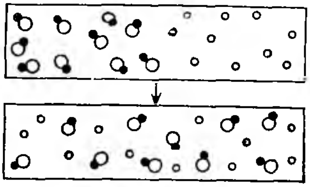
$$s = h \ln \Omega \qquad (59.4)$$

катталик *система энтропияси* деб аталади.

Юқорида кўрсатилган идеал газ мисолидан кўринадики, ўз ҳолига қўйилган мувозанатсиз системада шундай жараён содир бўлиши мумкинки, натижада система кам эҳтимолли ҳолатдан кўп эҳтимолли ҳолатга ўтиб боради, яъни системанинг статистик ўлчови ва унга мос келувчи энтропияси ортиб боради. Бу ҳолга энтропиянинг кўпайиш принципи деб аталади. Берк система мувозанатли ҳолатга эришганида система энтропияси ўзининг энг катта қийматига эришади.

Саволлар

1. Физик катталикларнинг флуктуацияланиш даражаси эҳтимоллик ёрдамида ифодаланиши мумкинми?
2. Ернинг тортишиш майдонига жойлашган газнинг горизонтал текисликдаги юпқа қатламига қандай кучлар таъсир этади?
3. Потенциал майдонга жойлашган газ молекулаларининг ҳажм бўйича тақсимотини ифодаловчи формулани келтириб чиқара оласизми?
4. Нима учун термодинамик ҳарорат нолга интилганда атмосфера таркибидаги молекулаларнинг ҳаммаси Ер сиртига жойлашишга интилади?
5. Нима учун ҳароратнинг чексизликка интилувчи катта қийматларида атмосфера таркибидаги молекулалар баландлик бўйича бир хилда тақсимланишга интилади?
6. Баландлик ортиши билан атмосфера босимининг қийматини камайиб бориши ҳароратга ва атмосфера таркибидаги молекулаларнинг массасига боғлиқми?
7. Максвелл тақсимот функциясидан фойдаланиб, эҳтимоли энг катта бўлган тезлик ва ўртача тезликларни қандай аниқлаш мумкин?
8. Системанинг энтропияси шу система макроскопик ҳолатнинг термодинамик эҳтимоли билан қандай муносабат орқали боғланган?
9. Мувозанатсиз берк системада кузатилиши мумкин бўлган жараёнларда система энтропияси қандай ўзгариб боради?



XI БОБ.

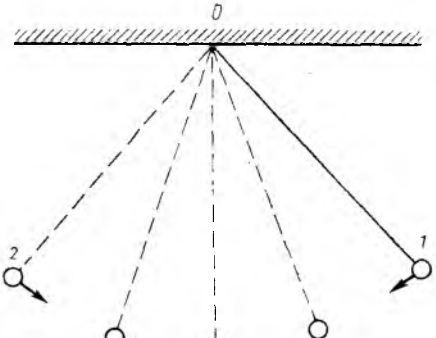
ТЕРМОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

60-§. ҚАЙТАР ВА ҚАЙТМАС ИССИҚЛИК ЖАРАЁНЛАРИ

Термодинамика макроскопик жисм ёки микроскопик жисмлар тўпламидан иборат система хусусиятини ва унда содир бўлаётган турли хил жараёнларни системанинг молекулалардан ташкил топганлигига эътибор бермаган ҳолда ўрганади. Системанинг хусусияти кўп жиҳатдан ундаги энергияларнинг бир турдан бошқа турга ўтиб туришига боғлиқ.

Системанинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиши *жараён деб* аталади. Жараёнларни икки турга: *қайтар* ва *қайтмас жараёнга* ажратиш мумкин. Жараён аввалига бир йўналишда, сўнгра унга тескари бўлган йўналишда содир бўлиб, бунда система ўзининг бошланғич ҳолатига қайтиб келганида ташқи муҳитда ҳеч қандай ўзгариш юзага келмаса, бундай жараён *қайтувчан жараён* деб аталади. Қайтувчи жараёнга қуйидаги мисолларни келтириш мумкин.

1. Фараз қилайлик, маятник ҳавоси сўриб олинган бўшлиққа жойлаштирилган бўлсин (57-расм). Маятникни *1* бошланғич ҳолатидан ўз ҳолига қўйиб юборилса, у ўзининг *0* мувозанат ҳолатига интилади ва мувозанат ҳолатига етиб борганида тўхтаб қолмайди, инерцияси туфайли ҳаракатни давом эттиради. Лекин мувозанат ҳолатидан узоқлаша борган сари маятникнинг ҳаракат тезлиги камайиб боради ва ниҳоят *2* ҳолатга ўтганда тўхтайди. Бошқача айтганда, маятник биринчи ҳолатдан чиқиб бир қанча ҳолатлар орқали иккинчи ҳолатга ўтади. Кузатишни давом эттирилса, маятник *1* ҳолатдан *2* ҳолатга ўтишдаги оралиқ ҳолатларнинг ҳаммасига тескари тартибда эришиб яна бошланғич ҳолатга қайтади. Бунда ташқи муҳитда ҳеч қандай ўзгариш юз бермади.



57- расм.

2. Ҳавоси сўриб олинган бўшлиқда абсолют эластик шарча маълум баландликдан абсолют эластик хусусиятга эга бўлган горизонтал текисликка ташлаб юборилганлигини кўз олдимизга

келтирайлик. Бошланғич ҳолатда mgh потенциал энергияга эга бўлган шарча горизонтал текисликка урилиш олдида

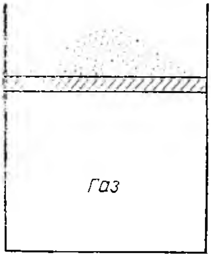
$$mgh = \frac{mv^2}{2}$$

кинетик энергияга эга бўлади.

Урилиш вақтида бу кинетик энергия бутунлай эластик деформация билан боғлиқ бўлган потенциал энергияга айланади. Сўнгра шарча ва текислик бир-бирини итариб аввалги шаклига қайтади. Шу билан бир вақтда эластик деформация билан боғлиқ бўлган потенциал энергия яна кинетик энергияга айланади. Натижада шарча юқорига кўтарилиб, ўзининг бошланғич ҳолатини эгаллаганида кинетик энергия батамом потенциал энергияга айланади. Шарча пастга қандай нуқталар орқали ва бу нуқталарда қандай тезликларга эришган ҳолда тушган бўлса, юқорига худди ўша нуқталар орқали ва ўша тезликларга, фақат тескари тартибда эришган ҳолда кўтарилади. Шарчани пастга тушиб бошланғич ҳолатига кўтарилишида ташқи муҳитда ҳеч қандай ўзгариш содир бўлмайди.

Аммо бугунги кунда абсолют бўшлиқни ҳосил қилиш мумкин эмас. Агар ҳозирги замон техникаси имкониятларидан фойдаланиб, бирор идиш ичида бўшлиқни ҳосил қилмоқчи бўлсак, унинг ҳар бир см^3 ҳажмида энг камида юз минглаб молекула қолади. Шунинг учун реал шароитда юқорида келтирилган маятник ва шарча ўз ҳаракати давомида ҳаво билан ишқаланиши туфайли тезликларини йўқотиб боради. Яъни, маятник ва шарчанинг механик энергиялари иссиқлик энергиясига айланиб боради. Натижада маятник, шарча ва ҳавони ташкил этувчи газда вужудга келган иссиқлик энергияси уларнинг таркибий қисмлари — молекулалари бўйича тарқала бошлайди. Шуни эслатиб ўтиш керакки, жисмнинг иссиқлик энергияси, шу жисм таркибидаги молекулаларнинг қандай жадаллик билан тартибсиз ҳаракат қилаётганини характерлайди. Одатда, молекулаларнинг бу бетартиб ҳаракати *иссиқлик ҳаракати* деб юритилади. Иккинчи томондан абсолют эластик урилиш ҳам табиатда мавжуд эмас. Шунинг учун ҳар қандай урилишда механик энергиянинг маълум қисми иссиқликка айланади, яъни деформацияланишда бажарилган ишга сарфланади. Юқорида кўриб ўтилган мисоллардаги жисмларнинг ўзаро чегарадош сиртларида ҳамда деформацияланган қисмида юзага келган ва шу жисмларнинг молекулалари бўйича тарқалган иссиқлик энергиясини тўплаб, ташқи муҳитда бирор ўзгариш рўй беришга имкон бермаган тарзда уни қайтадан механик энергияга айлантириш мумкин эмас. Демак, реал шароитда маятник ва шарчанинг бошланғич ҳолатларига тўла равишда қайтариш учун ташқи муҳитда ўзгариш содир бўлиши керак.

Юқорида келтирилган мулоҳазалар асосида қуйидаги хулосага келиш мумкин: идеал шароитда, яъни ишқаланишсиз ва ноэластик урилишсиз содир бўладиган ҳамма соф механик жараёнлар қайтувчан бўлади. Реал шароитда эса мутлақо ишқала-



58- расм.

нишсиз ҳамда абсолют эластик тарзда рўй берадиган урилишлар содир бўлмайди. Бунда энергиянинг маълум қисми иссиқлик энергиясига айланади. Демак, реал шароитда кузатиладиган иссиқлик ҳаракати билан боғлиқ бўлган ҳар қандай жараён қайтмас жараёндир. Аммо маълум даражада идеаллаштирилган шарт-шароитларда иссиқлик ҳаракати билан боғлиқ бўлган жараёнларни қайтувчан деб ҳисоблаш мумкин. Бунинг учун қуйидаги мисолни кўриб чиқайлик. Поршени осон силжийдиган цилиндрдаги газ, поршень устига тўкилган қумнинг оғирлигига мос келувчи мувозанат ҳолатда бўлсин (58-расм). Умуман системанинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиши мувозанатли ҳолатнинг бузилиши билан боғлиқ. Газ ҳажмини кенгайтириш учун поршень устидаги қумнинг қандайдир миқдорини ташқарига олиш керак. Шунда газ кенгайиб маълум вақтдан сўнг янги мувозанат ҳолатга эга бўлади. Лекин кенгайиш жараёнидаги бошланғич онларда поршень тубига яқин қисмларда босим ва унга мос равишда молекулаларнинг зичлиги газ эгаллаган ҳажмнинг бошқа қисмларидагига қараганда кичик бўлади, натижада мувозанатсиз ҳолатлар бирин-кетин вужудга кела бошлайди.

Агар поршень устидаги қумни жуда секинлик билан камайтирилса, масалан, аввал битта қум донасини олиб газни жуда кичик миқдорга кенгайиб мувозанатли ҳолатга келгунича кутиб, сўнгра иккинчисини, учинчисини ва хуллас шу тартибда ҳамма қум доналарини битта-биттадан камайтириб борилса, газ жуда секинлик билан кенгая бошлайди. Поршень устидаги қум миқдори сақланган ҳолда ҳар бир қум донасининг массасини чексиз камайтирилиб, юқоридаги амал бажарилса, газнинг кенгайиши чексиз секинлик билан боради. Чексиз секинлик билан кенгаётган газнинг исталган вақтдаги ҳолатини *мувозанатли ҳолат* деб қараш мумкин. Чунки уни характерловчи параметрлар аниқ қийматларга эга бўлади.

Демак, чексиз секинлик билан ўтадиган жараён кетма-кет мувозанатли ҳолатларнинг узлуксиз қаторидан иборат экан. Мувозанатли ҳолатларнинг узлуксиз кетма-кетлигидан ташкил топган жараён *мувозанатли жараён* деб аталади. Энди олиб ташланган қум доналарини тескари тартибда қайтадан поршень устига қўйиб борилса, газ кенгайишдаги кетма-кет мувозанатли ҳолатларнинг дастлабки узлуксиз қаторига тескари йўналишда эришиб ўзининг бошланғич ҳолатига ташқи муҳитда ҳеч қандай ўзгариш қолмаган тарзда қайтиб келади. Демак, мувозанатли жараён қайтувчан бўлар экан.

61-§. ТЕРМОДИНАМИКАНИНГ БИРИНЧИ ҚОНУНИ

52-§ да идеал газнинг ички энергияси билан танишиб ўтган эдик. Энергиявий нуқтаи назардан идеал газ билан реал газ орасидаги фарқ шундан иборатки, реал газни ташкил этувчи молекулалар орасида ўзаро таъсир кучлари мавжуд. Суюқлик ва қаттиқ жисмни ташкил этувчи молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучлари эса реал газлардагидан ҳам кучлироқ. Шунинг учун, умуман система (табиатда учрайдиган исталган реал газ ёки суюқ ва қаттиқ ҳолатдаги жисм) нинг ички энергияси деганда, уни ташкил этувчи зарралар (масалан, атом ва бошқалар) нинг турли хил (илгариланма, айланма, тебранма) бетартиб ҳаракатлари ҳамда зарраларнинг ўзаро таъсирланиши билан боғлиқ бўлган энергияси тушунилади. Жисм ички энергиясига жисмнинг бир бутун бўлиб ҳаракатланиши ва унинг ташқи потенциал майдонга жойлашганлиги билан боғлиқ бўлган энергиялар кирмайди.

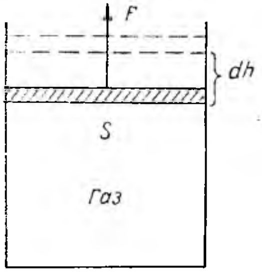
Агар система бир қанча жисмлардан ташкил топган бўлса, системанинг тўла ички энергияси шу жисмларнинг ички энергиялари ва улар орасидаги ўзаро таъсирланишлари натижасида ҳосил бўлган потенциал энергияларнинг йиғиндисидан иборат бўлади. Системанинг ички энергияси, унга ташқаридан иссиқлик миқдори берилиши, шунингдек, система устида ташқи кучларнинг иш бажариши ҳисобига ўзгариши мумкин. Фараз қилайлик, хона ҳароратига эга бўлган сувга қиздирилган тош туширилсин. Вақт ўтиши билан сувнинг ҳарорати кўтарилиб, тошнинг ҳарорати эса камайиб боради. Бунда сувни ташкил этувчи молекулаларнинг иссиқлик ҳаракатлари жадаллашиб, тошни ташкил этувчи молекулаларнинг иссиқлик ҳаракатлари эса сустлашиб боради. Яъни, ҳарорати юқори бўлган система молекулаларининг энергиялари камайиб, ҳарорати нисбатан паст бўлган система молекулаларининг энергиялари эса ортиб боради. Бунда иккала системанинг ўзаро энергия алмашинуви рўй беради. Бу жараён тош ва сувнинг ҳарорати ўзаро тенглашгунча давом этади. Энергия алмашинуви жараёнини бири ўзидан ёруғлик нурини тарқатаётган, иккинчиси эса ёруғлик нурини ютаётган системаларда ҳам кузатиш мумкин. Умуман, агар системалар орасидаги энергия алмашинуви ташқи механик кучлар таъсирисиз содир бўлса, бундай жараён *иссиқлик ўтказувчанлик жараёни* деб аталади.

Иссиқлик ўтказувчанлик жараёнида бир системадан иккинчи системага узатилган энергияни *иссиқлик миқдори* деб аталади. Иссиқлик миқдори ва энергия бир хил бирликларда ўлчанади.

Механик ҳаракат энергияси иссиқлик ҳаракати энергиясига айланиши ва аксинча бўлиши мумкин. Масалан, маълум баландликдан ташлаб юборилган жисм Ер сиртига тушиб унга абсолют ноэластик тарзда урилсин. Урилиш жараёнида жисмнинг кинетик энергияси тўла равишда ички энергияга айланади. Натижада жисм ва Ер сиртининг урилишда иштирок этаётган қисмининг ҳароратлари ортади. Яъни, механик энергия иссиқлик энергиясига айланади. Иссиқлик энергиясининг механик энергияга айланишини эса қуйидаги мисолда кўриш мумкин.

Жуда осонлик билан сирпана оладиган поршенли цилиндрик идиш ичидаги газга иссиқлик миқдори берилса, унинг ҳарорати кўтарила бошлайди ва

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2} kT$$



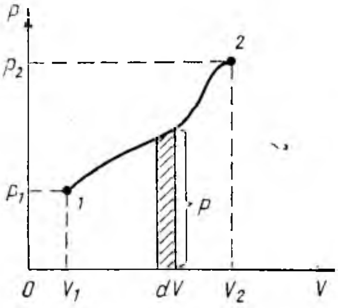
59- расм.

муносабатга асосан, газни ташкил этувчи ҳар бир молекуланинг илгариланма ҳаракати натижасида эришган кинетик энергияси орта бошлайди. Бу эса ўз навбатида газнинг идиш деворига кўрсатаётган босимини ортишига олиб келади. Натижада поршень юқорига кўтарилиб, механик иш бажаради (59-расм). Бажарилаётган иш поршеннинг потенциал энергиясига айлана боради. Поршенни юзи S, газнинг идиш деворига кўрсатаётган босими p бўлса, поршенга таъсир этаётган кўтарувчи куч $F = pS$ бўлади. Газнинг поршенни dh баландликка кўтаришдаги бажарган элементар иши

$$dA = Fdh = pS\,dh = pdV, \tag{61.1}$$

бунда dV — поршенни dh баландликка кўтарилиши натижасида газ ҳажмининг ўзгариши, газ ҳажмининг кенгаётган ҳоли учун dV мусбат ишорали бўлади. Газнинг ҳарорати қандайдир усул билан совитилса ёки мувозанатда турган поршень устига бирор юк қўйилса, поршень пастга туша бошлайди ва газ ҳажми кичрая боради. Бундай ҳолда бажарилган иш манфий ишорали бўлади. Демак, газнинг ташқи жисмлар устида бажарган иши мусбат ва ташқи кучларнинг газ устида бажарган иши эса манфий ишорали экан.

Газ ҳажмининг кенгайишидаги ёки сиқилишида ҳолатнинг ўзгариб боришини график усулда тасвирлаш мумкин. Бунинг учун координата ўқлари бўйича системанинг характерловчи параметрлар p ва V ни қўйиб, системанинг исталган ҳолатини нуқта билан тасвирланади. Масалан, системанинг биринчи ва иккинчи ҳолатини характерловчи параметрлар мос равишда p_1, V_1 ва p_2, V_2 бўлса, бу ҳолатларни *1* ва *2* нуқталар орқали белгилаш мумкин (60-расм). Системанинг *1* ҳолатдан *2* ҳолатга ўтишини *1—2* чизиғи орқали ифодалаш мумкин. *1—2* чизиқ устида ётган исталган нуқта системанинг *1* ҳолатдан *2* ҳолатга ўтишидаги эришган ҳолатини ифодалайди. Шуни алоҳида таъкидлаб ўтиш керакки, нуқта орқали системанинг фақат мувозанатли ҳолатини тасвирлаш мумкин, чунки мувозанатсиз ҳолатда параметрлар аниқ қийматларга эга бўлмайди.



60- расм.

Элементар бажарилган иш сон жиҳатдан 60-расмдаги штрихланган юзга тенг. Системанинг *1* ҳолатдан *2* ҳолатга ўтишидаги бажарилган тўла иш *1—2* чизиғи остидаги юзага тенг, яъни

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV. \qquad (61.2)$$

Агар кузатилаётган газга идеал газ тарзида қаралаётган бўлса ва кенгайиши жараёнида ҳарорат ўзгармасдан қолса, ташқаридан берилаётган иссиқлик миқдори тўлалигича поршеннинг потенциал энергиясига айланиб боради.

Системага берилган элементар иссиқлик миқдори dQ, система томонидан бажарилган элементар иш dA ва шу жараёнда система ички энергиясининг ўзгариши dU бўлса, улар орасидаги ўзаро боғланишни энергиянинг сақланиш қонунига асосан қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dQ = dU + dA. \qquad (61.3)$$

Системанинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишида ички энергияси U_1 дан U_2 гача ўзгарган ва шу билан бир вақтда системанинг ташқи кучларига қарши бажарган иши A га тенг ва системага берилган иссиқлик миқдори Q бўлса, (61.3) формулани бу жараён учун қуйидагича ёзилади:

$$Q = U_2 - U_1 + A. \qquad (61.4)$$

(61.3) ва (61.4) формулалар термодинамика биринчи қонунининг математик ифодасидир. Термодинамика биринчи қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин: ***системага берилган иссиқлик миқдори система ички энергиясининг ўзгаришига ва системанинг ташқи кучларга қарши иш бажаришига сарфланади.***

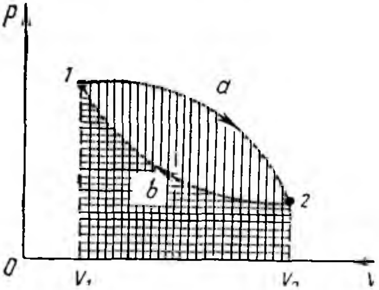
Системанинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишидаги бажарилган иш ва иссиқлик миқдори фақат бошланғич ҳамда охирги ҳолатларга боғлиқ бўлмасдан, системанинг биринчи ҳолатдан иккинчи ҳолатга қандай усул билан ўтганлигига ҳам боғлиқ. Бошқача сўз билан айтганда, системанинг берилган ҳолатини характерловчи аниқ бажарилган иш ва иссиқлик миқдори мавжуд эмас. Ички энергия эса система ҳолатининг функциясидир, яъни системанинг ҳар бир ҳолати аниқ ички энергия билан характерланади. Системанинг исталган ҳолатидаги ички энергиясининг қиймати система бу ҳолатга қандай усул билан келганлигига боғлиқ эмас. Демак, элементар жараёнда ички энергиянинг ўзгариши dU жараён қандай йўл билан содир бўлганлигига боғлиқ эмас. Бажарилган элементар иш dA ва элементар иссиқлик миқдори dQ жараён қандай йўл билан содир бўлганлигига боғлиқдир. Шунинг учун ҳам dU — тўла дифференциал бўлиб, dA ва dQ — тўла дифференциал эмас деган хулосага келиш мумкин.

Термодинамиканинг биринчи қонунини ҳам мувозанатли, ҳам мувозанатсиз жараёнлар учун татбиқ этиш мумкин.

62-§. ИССИҚЛИК МАШИНАСИНИНГ ФОЙДАЛИ ИШ КОЭФФИЦИЕНТИ

Система бир қанча ўзгаришлардан сўнг ўзининг бошланғич ҳолатига қайтиб келса, бундай жараён *айланма жараён* деб аталади. Система сифатида поршенли цилиндрик идиш ичидаги газни олайлик. Ҳажмнинг кенгайиши натижасида система *1* ҳолатдан *2* ҳолатга *a* орқали ўтсин, сўнгра ҳажмни сиқилиши натижасида *b* орқали ўзининг бошланғич ҳолатига қайтиб келсин (61-расм).

(61.2) формулага асосан газнинг кенгайишида бажарган иши мусбат бўлиб, сон жиҳатдан *1 — a — 2* чизиғи остидаги вертикал тарзда чизилган штрихли юзга тенг. Газнинг сиқилишида бажарилган иш манфий бўлиб, сон жиҳатдан *2 — b — 1* чизиғи остидаги горизонтал тарзда чизилган штрихли юзга тенг. Шунинг учун ҳам битта айланма жараёнда бажарилган иш сон жиҳатдан *1 — a — 2 — — b — 1* эгри чизиғи билан ўралган юзга тенг. Ишни мусбат бўлиши учун кенгайиш жараёнида босим ва унга мос равишда ҳарорат сиқилишидагига қараганда катта бўлиши керак. Бундай шароитни вужудга келтириш учун кенгайиш жараёнида системага иссиқлик миқдори бериш ва сиқилиш жараёнида эса унга аввал берилган иссиқлик миқдорига қараганда кам миқдордаги иссиқликни системадан олиш лозим.



61- расм.

Кундалик турмушда кузатишлар шуни кўрсатадики, иссиқлик миқдори ҳарорати катта бўлган жисмдан ҳарорати кичик бўлган жисмга ўз-ўзидан ўтади. Айланма жараённи амалга ошириш учун системага маълум иссиқлик миқдорини берувчи иситкич ва системадан қандайдир иссиқлик миқдорини олувчи совиткич мавжуд бўлиши керак. *1* ва *2* ҳолатлардаги системанинг ички энергиясини U_1 ва U_2 орқали, кенгайишда системага берилган иссиқлик миқдорини Q_1 ва бажарилган ишини A_{12}, сиқилишида системадан олинган иссиқлик миқдорини $-Q_2$ ва бажарилган ишни A_{21} орқали белгилайлик. Термодинамиканинг биринчи қонунига асосан:

$$Q_1 = U_2 - U_1 + A_{12},$$
$$-Q_2 = U_1 - U_2 + A_{21}. \qquad (62.1)$$

Бу тенгламаларни ўзаро қўшиб, битта айланма жараёнда бажарилган ишни аниқлаш мумкин:

$$Q_1 - Q_2 = A_{12} + A_{21} = A. \qquad (62.2)$$

(62.2) муносабатдан кўринадики, системага иситкич томонидан берилган Q_1 иссиқлиқ миқдорининг ҳаммаси фойдали ишга айланмайди, унинг сарфланмаган Q_2 қисми системадан совиткичга қайтариб олинади.

Агар системага иситкич томонидан иссиқлик миқдори берилмаса, мусбат иш ҳам бажарилмайди. Демак, биз ўрганаётган айланма жараёнда ташқаридан берилаётган иссиқлик миқдори ҳисобига иш бажарилар экан. Ҳар қандай машинанинг вазифаси бирор кўринишдаги айланма жараённи даврий равишда такрорлашдан иборат. Ташқаридан бериладиган иссиқлик миқдори ҳисобига иш бажарувчи машина *иссиқлик машинаси* деб аталади.

Иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициенти η қуйидагича аниқланади:

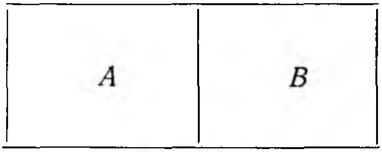
$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{A}{Q_1}. \qquad (62.3)$$

Машинанинг фойдали иш коэффициенти нолдан биргача бўлган қийматларга эга бўлиши мумкин. Энергиянинг сақланиш қонунига асосан η бирдан катта бўлиши мумкин эмас. Машина ишида айланма жараён даврий равишда такрорланиб туради. Ҳар бир айланма жараён содир бўлганда система ўзининг бошланғич ҳолатига қайтиб келади. Шу сабабли, ҳар бир айланма жараён давомида система ички энергиясининг ўзгариши нолга тенг. (62.2) ифодага асосан, системага берилган Q_1 иссиқлик миқдорининг маълум (Q_1—Q_2) қисми ишга сарф бўлади. Ўз-ўзидан равшанки, битта айланма жараёнда бажарилган A иш шу жараён давомида системага берилган Q_1 иссиқлик миқдоридан катта бўлиши мумкин эмас. Агар Q_1—Q_2 $=0$ бўлса, $A=0$ бўлади. Шунинг учун ҳам термодинамиканинг биринчи қонуни баъзан қуйидагича таърифланади: ташқаридан берилган иссиқлик миқдорига қараганда кўпроқ миқдорда иш бажарадиган машинани — биринчи турдаги абадий двигатель — перпетуум мобилени қуриш мумкин эмас.

63-§. ТЕРМОДИНАМИКАНИНГ ИККИНЧИ ҚОНУНИ

Термодинамиканинг биринчи қонуни системага ташқаридан берилган (ёки ундан олинган) иссиқлик миқдори, системани ташқи кучларга қарши (ёки ташқи кучларни система устида) бажарган иши ва системанинг ички энергиясининг ўзгариши орасидаги боғланишни ифодалайди. Лекин термодинамиканинг биринчи қонуни системадаги жараён қайси йўналишда содир бўлишини кўрсатмайди. Фараз қилайлик, турли хил ҳароратдаги иккита жисмдан ташкил топган берк (ташқи муҳит билан ҳеч қандай энергия алмашмайдиган) система берилган бўлсин. Система таркибидаги жисмлар ўзаро таъсирлашиб, улардан бири қанча иссиқлик миқдорини ўзидан чиқараётган бўлса, иккинчиси худди шунча иссиқлик миқдорини албатта қабул қилади. Аммо термодинамиканинг биринчи қонуни иссиқлик миқдори ҳарорати катта бўлган жисмдан ҳарорати нисбатан кичик бўлган жисмга ўтадими ёки жараён акс йўналишда содир бўладими буни аниқлаб бера олмайди. Чунки берк система учун $dQ=0$ ва $dA=0$ бўлганлигидан бу қонунга асосан системадаги ҳар қандай жараёнда унинг ички энергияси ўзгармасдан қолиши керак, яъни $dU = 0$. Шундай экан, ҳарорати нисбатан кичик бўлган жисмдан ҳарорати катта бўлган жисмга иссиқлик миқдорини ўтиши термодинамиканинг биринчи қонунига зид келмайди.

Аммо кузатишлар иссиқлик миқдори ўз-ўзидан фақат иссиқ жисмдан совуқ жисмга ўтишини ва бу жараён системадаги жисмларнинг ҳарорати ўзаро тенглашгунгача давом этишини кўрсатади.



62- расм.

Иккинчи мисол. Ҳажми тенг иккига бўлинган идишнинг A қисмига идеал газ тўлдирилган бўлиб, B қисми бўш бўлсин (62-расм). Агар A ва B қисмлар орасидаги тўсиқни олиб ташланса, газни ташкил этувчи молекулалар идишнинг бутун ҳажми бўйича тарқала бошлайди. Маълум вақт ўтгандан сўнг идишнинг A қисмига молекулаларнинг 80 фоизи ва B қисмига 20 фоизи жойлашган бўлсин. Термодинамиканинг биринчи қонуни идишнинг A ва B қисмларидаги молекулалар сонини вақт ўтиши билан ўзаро тенглашиб боришини ёки улар орасидаги тафовутни тобора ортиб боришини инкор этмайди. Лекин кузатишни давом эттирилса, газни ташкил этувчи ҳамма молекулалар идишнинг A қисмига ўзидан ўзи яна тўпланиб қолмайди, балки идеал газда жараён шундай йўналишда содир бўладики, натижада система макроскопик ҳолатининг ўзгариши барча молекулаларнинг идишни бутун ҳажми бўйича бир текисда тақсимлангунича давом этади.

Берк системада иссиқлик жараёнларининг қандай йўналишда содир бўлишини термодинамиканинг иккинчи қонуни ифодалайди. Бу қонуннинг мазмунини тушуниш учун система ҳолатининг функцияси бўлган энтропиянинг жараён давомидаги ўзгаришига яна бир бор тўхталиб ўтайлик.

(59.4) муносабат орқали аниқланувчи энтропиянинг элементар жараён давомида ўзгаришини қуйидагича ифодаланишини

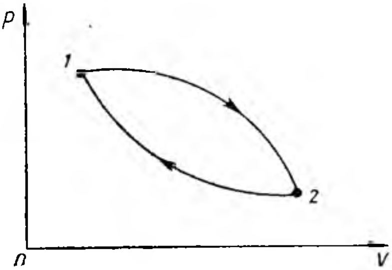
$$dS \geqslant \frac{dQ}{T} \tag{63.1}$$

ва бу ифоданинг ўнг қисмидан ёпиқ контур бўйича олинган интеграл

$$\oint \frac{dQ}{T} \leqslant 0 \tag{63.2}$$

эканлигини статистик физика усулларидан фойдаланиб исбот қилиш мумкин. Бунда dQ — системага берилган (ёки ундан олинган) элементар иссиқлик миқдори, T — системанинг ҳарорати, (63.1) ва (63.2) муносабатлардаги тенглик ишораси қайтувчан жараёнларга ва тенгсизлик ишораси эса қайтмас жараёнларга тегишлидир.

Берк система *1* (бошланғич) ҳолатидан қандайдир жараён орқали *2* ҳолатга ўтсин (63- расм). Сўнгра зарур бўлса ташқи муҳитда тегишли ўзгаришларни вужудга келтирган ҳолда системани қайтувчан жараён орқали бошланғич ҳолатига қайтарилсин. Ҳосил бўлган айланма жараён учун (63.2) муносабатни татбиқ этилса,



63- расм.

$$\oint \frac{dQ}{T} = \int_1^2 \frac{dQ}{T} + \int_2^1 \frac{dQ}{T} \leqslant 0. \qquad (63.3)$$

Система биринчи ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишида берк бўлганлиги сабабли ташқи муҳит билан ҳеч қандай иссиқлик миқдори алмашмаган, шунинг учун

$$\int_1^2 \frac{dQ}{dT} = 0.$$

Системанинг иккинчи ҳолатдан биринчи ҳолатга қайтиши қайтувчан жараёндан иборат бўлганлиги учун (63.1) муносабатдан фойдаланиб, (63.3) даги иккинчи интегрални қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\int_2^1 \frac{dQ}{T} = \int_2^1 \frac{dS\cdot T}{T} = \int_2^1 dS = S_1 - S_2 \leqslant 0 \text{ ёки } S_1 \leqslant S_2 \qquad (63.4)$$

(63.4) ифодадан, берк системанинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишда унинг энтропияси ўзгармай қолишини ёки фақат ортиб боришини кўриш мумкин. Шунга кўра термодинамиканинг иккинчи қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин: *берк системада содир бўлиши мумкин бўлган ҳар қандай жараёнда энтропия камаймайди.*

Демак, берк системада қайтувчан жараён содир бўлаётган бўлса, система энтропияси ўзгармасдан қолади, жараён қайтмас жараёндан иборат бўлса, системанинг энтропияси ортиб боради. Шуни алоҳида таъкидлаш керакки, абсолют берк системани ҳосил қилиш мумкин эмас. Шунингдек, ўз-ўзидан (ташқи муҳитни иштирокисиз) содир бўлувчи жараёнлар қайтмас табиатга эгадир.

Демак, ҳар қандай реал шароитда берк системада содир бўладиган жараёнларнинг қайтмас эканлиги сабабли, системанинг энтропияси ортиб боради. Бундай ортиш системанинг мувозанат ҳолатига эришгунича давом этади.

Тажрибада олинган маълумотларни умумлаштириб, уларни таҳлил қилиб, термодинамиканинг иккинчи қонунини турли муаллифлар турли хил кўринишда таърифлаганлар. Бу таърифлар ўзаро эквивалент бўлиб, улардан исталган бирини бошқалари асосида келтириб чиқариш мумкин. Улардан баъзиларини келтирайлик.

Клаузиус: бирдан-бир охирги натижаси камроқ иситилган жисмдан кўпроқ иситилган жисмга иссиқлик миқдори узатилишидан иборат бўлган жараёнлар амалга ошмайди.

Томсон: бирдан-бир натижаси иссиқлик манбасининг совиши ҳисобига иш ҳосил қилишдан иборат бўлган айланма жараённи амалга ошириб бўлмайди.

Томсон: система таркибидаги энг совуқ жисм иссиқлигини ишга айлантирувчи иссиқлик машинасини қуриш мумкин эмас.

Оствальд: иккинчи тур перпетуум мобилени (ягона охирги натижаси битта иссиқлик манбасининг совиши ҳисобига иш бажарадиган машинани) яратиш мумкин эмас.

64-§. ТЕРМОДИНАМИК ФУНКЦИЯЛАР

Қайтувчан жараёнлар учун термодинамика иккинчи қонунининг умумий ифодасини

$$dS = \frac{dQ}{T} \tag{64.1}$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бундай жараёнлар учун термодинамика биринчи қонунининг ифодаси

$$dQ = dU + pdV \tag{64.2}$$

қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$TdS = dU + pdV. \tag{64.3}$$

Қайтувчан жараёнлар учун термодинамиканинг биринчи ва иккинчи қонунларини ўз ичига олувчи (64.3) муносабат *термодинамиканинг асосий тенгламаси* деб аталади.

Термодинамиканинг асосий тенгламасидан фойдаланиб, турли ҳодисаларни ўрганиш учун лозим бўлган тенгламаларни тузишга имкон берувчи ҳолат функцияларини келтириб чиқариш мумкин. Ҳолат функциялари термодинамик функциялар ёки термодинамик потенциаллар деб аталади. Система ҳолатини характерловчи босим, ҳажм ва ҳароратлардан ташқари системанинг ҳолат функциялари — ички энергия ва энтропиялар бизга маълум. Термодинамик функцияларнинг сони жуда кўп бўлиб, улардан система хусусиятини ўрганишда муҳим аҳамиятга эга бўлган энтальпия, эркин энергия ва Гиббс потенциали каби термодинамик функциялар билан танишиб ўтайлик.

1. Энтальпия. Изобарик (босим ўзгармас бўлган) жараён учун термодинамика биринчи қонунининг ифодасини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dQ = dU + pdV = d(U + pV)_p$$

$(U+pV)$ ёнида турган p индекс қавс ичидаги катталикларнинг ўзгариши босим ўзгармас бўлган шароитда юз бераётганлигини кўрсатади. $U+pV$ катталик энтальпия деб аталади ва одатда H орқали белгиланади:

$$H = U + pV. \qquad (64.4)$$

(64.4) ифодани дифференциаллаб

$$dH = dU + pdV + Vdp.$$

dU нинг қийматини (64.3) тенгликдан келтириб қўйсак,

$$dH = TdS + Vdp. \qquad (64.5)$$

(64.1) тенгликни эътиборга олган ҳолда изобарик жараён учун (64.5) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dH = TdS = dQ.$$

Охирги муносабатдан кўринадики, қайтувчан изобарик жараёнда энтальпиянинг ўзгариши системага берилган иссиқлик миқдорига тенг экан.

2. Эркин энергия. Изотермик (ҳарорат ўзгармас бўлган) жараён учун (64.3) муносабатни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dA = pdV = TdS - dU = -d(U - TS)_{\text{Т}}$$

$U - TS$ ифода системанинг ички энергияси деб аталади ва F орқали белгиланади:

$$F = U - TS. \qquad (64.6)$$

(64.6) ифодани дифференциаллаб. сўнгра dU нинг қиймати (64.3) дан келтириб қўйиб, ҳосил бўлган муносабатни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dF = -SdT - pdV. \qquad (64.7)$$

Изотермик жараён учун

$$-(dF)_{\text{Т}} = pdV = dA.$$

Бу муносабатдан кўринадики, изотермик жараёнда система эркин энергиясининг ўзгариши бажарилган ишга тенг экан. Демак, система ички энергиясининг ҳаммаси эмас, фақат унинг $U - TS$ қисми ишга айланиши мумкин экан.

TS катталик *боғланган энергия* деб аталади.

3. Гиббс потенциали. (64.5) тенгликнинг иккала томонидан $d(TS)$ ни айирайлик,

$$dH - d(TS) = TdS + Vdp - d(TS).$$

Ҳосил бўлган муносабатни (64.4) дан фойдаланиб, қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$d(H - TS) = d(U + pV - TS) = TdS + Vdp - TdS - SdT \qquad (64.8)$$

$U + pV - TS$ катталик *Гибсс потенциали* деб аталади ва G орқали белгиланади:

$$G = U - TS + pV. \qquad (64.9)$$

Демак, Гиббс потенциали энтальпиядан боғланган энергиянинг айирмасига тенг экан ва функциянинг тўлиқ дифференциали (64.8) муносабатга асосан қуйидаги кўринишда бўлади:

$$dG = -SdT + Vdp. \qquad (64.10)$$

65-§. ТЕРМОДИНАМИК АЛМАШТИРИШЛАР

Қандайдир Φ функция системанинг ҳолат функцияси деб фараз қилайлик. Бундай функция системанинг ҳар қандай берилган ҳолатида аниқ қийматга эга бўлиб, система бу ҳолатга қандай усул билан келганлигига боғлиқ эмас. Агар Φ ни x ва y координаталар функцияси деб қараш мумкин бўлса, унинг тўлиқ дифференциали қуйидагича кўринишга эга бўлади:

$$d\Phi = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_y dx + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)_x dy. \qquad (65.1)$$

Иккинчи томондан тўлиқ дифференциал x ва y нинг функциялари бўлган N ва M билан қуйидаги кўринишда

$$d\Phi = N dx + M dy \qquad (65.2)$$

боғланган бўлса,

$$N = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_y \qquad (65.3)$$

ва

$$M = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)_x \qquad (65.4)$$

тенгликларни ёзиш мумкин.

(65.3) муносабатнинг иккала томонини x ўзгармас бўлган ҳолда y бўйича дифференциаллайлик

$$\left(\frac{\partial N}{\partial y}\right)_x = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x\, \partial y}. \qquad (65.5)$$

(65.4) муносабатнинг иккала қисмини эса y ўзгармас ҳолда x бўйича дифференциаллайлик

$$\left(\frac{\partial M}{\partial x}\right)_y = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y\, \partial x}. \qquad (65.6)$$

(65.5) ва (65.6) тенгликларнинг ўнг томонлари ўзаро тенг, чунки аралаш дифференциалнинг қиймати дифференциаллашнинг тартибига боғлиқ эмас. Шунинг учун қуйидаги тенгликни ёзиш мумкин:

$$\left(\frac{\partial N}{\partial y}\right)_x = \left(\frac{\partial M}{\partial x}\right)_y. \qquad (65.7)$$

(65.2) ифода кўринишидаги термодинамик функцияларнинг 64-§ да кўрилган (64.3), (64.5), (64.7) ва (64.10) тенгликлардан аниқланган дифференциалларини келтирайлик:

$$\left.\begin{aligned} dU &= ToS - pdV. \\ dH &= TdS + Vdp. \\ dF &= -SdT - pdV. \\ dG &= -Sdt + Vdp. \end{aligned}\right| \qquad (65.8)$$

Бу тенгликларни ҳар бирини (65.1) муносабат кўринишда ифодалаш мумкин. Сўнгра (65.3), (65.4) ва (65.7) муносабатлардан фойдаланиб, қуйидаги тенгликларни

$$\left.\begin{aligned} T &= \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V & -p &= \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S \\ T &= \left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_p & V &= \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_S \\ -S &= \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V; & -p &= \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T; \\ -S &= \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_P; & V &= \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_T \end{aligned}\right\} \qquad (65.9)$$

ёзиш мумкин. Шунингдек

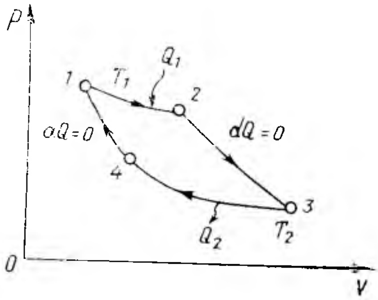
$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S &= -\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_V \\ \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_S &= \left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_P \\ \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T &= \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V \\ \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T &= \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_V \end{aligned}\right\} \qquad (65.10)$$

ифодаларни келтириб чиқариш мумкин. (65.9) тенгликлар тўпламининг аҳамияти шундан иборатки, агар исталган термодинамик функция маълум бўлса, уни босим p, ҳажм V, ҳарорат T ва энтропия S лардан бирортаси бўйича дифференциаллаб, бу катталикларнинг иккинчисини топиш мумкин. Мисол учун ички энергия маълум бўлса, унинг ифодасини энтропия ўзгармас бўлган ҳолда ҳажм бўйича дифференциаллаб, босимни топиш мумкин. Гиббс потенциали маълум бўлса, уни ҳарорат ўзгармас бўлган ҳолда босим бўйича дифференциаллаб, ҳажмни аниқлаш мумкин. Шу тарзда берилган системани характерловчи тўла маълумотларга эга бўлиш имконияти мавжуддир.

p, V, T ва S ларни ўзаро боғланишини ифодаловчи (65.10) каби муносабатлар Максвелл муносабатлари ёки термодинамик алмаштиришлар деб аталади. Термодинамик алмаштиришлардан фойдаланиб, мувозанат ҳолатда турган системани характерловчи катталиклар орасидаги муҳим боғланишларни келтириб чиқариш мумкин.

66-§. ҚАРНО ЦИКЛИ

1824 йилда француз физиги ва инженери Сади Карно ишловчи моддаси идеал газдан иборат иссиқлик машинасининг ишини назарий жиҳатдан ўрганади. Бу машина иккита изотермик ва иккита адиабатик жараёнлардан ташкил топган Карно цикли деб аталувчи қайтувчан айланма жараённи даврий равишда бажариб туради. Айланма жараённи амалга ошириш учун ишловчи модда изотермик тарзда кенгаётганида ва сиқилаётганда унга мос равишда тегишли иссиқлик миқдорини берувчи ҳамда олувчи, иссиқлик сиғимлари чексиз катта бўлган иситкич ва совиткич мавжуд бўлиши керак. Бундай шароитда иситкичдан чекли иссиқлик миқдорини олиниши ёки чекли иссиқлик миқдорини совиткичга берилишида уларнинг ҳароратлари ўзгармасдан қолади.



64- расм.

Фараз қилайлик, ишловчи модда — идеал газнинг бошланғич ҳарорати T_1 бўлсин. Уни ҳарорати T_1 бўлган иситгичга шундай теккизиладики, натижада тегишли шароит вужудга келганда, улар орасида жуда осонлик билан иссиқлик алмашинуви содир бўлсин. Сўнгра ташқи босимни камайтира бориш натижасида газнинг ҳажми чексиз секинлик билан изотермик (ҳарорат ўзгармас) тарзда кенгайиб *1* бошланғич ҳолатдан *2* ҳолатга ўтсин (64- расм). Газ изотермик тарзда кенгайишида иситкичдан Q_1 иссиқлик миқдорини олади ва ташқи кучларга қарши A_{12} иш бажаради. *2* ҳолатдан бошлаб газнинг ҳажмини адиабатик (ташқи муҳит билан ҳеч қандай иссиқлик алмашмайдиган) тарзда ҳарорати совиткичнинг ҳарорати T_2 га тенг бўлгунча кенгайтирилади. Газ иккинчи ҳолатдан *3* ҳолатга адиабатик тарзда ўтишида ташқи кучларга қарши A_{23} иш бажаради. Энди газни совиткичга шундай теккизиладики, натижада тегишли шароит вужудга келганда улар орасида жуда осонлик билан иссиқлик алмашиши содир бўлсин. Ташқи босимни узлуксиз кўпайтира борилиб, чексиз секинлик билан изотермик тарзда газ *4* ҳолатгача сиқилади. Бунда газ совиткичга қандайдир Q_2 иссиқлик миқдорини беради ва манфий A_{34} иш бажаради. Тўртинчи ҳолатни шундай танлаб олинадики, бу ҳолатдан бошлаб газни адиабатик тарзда сиқилганда у бошланғич *1* ҳолатга қайтиб келиши керак. *4* ҳолатдан *1* ҳолатга ўтишда газ манфий A_{41} иш бажаради.

Юқоридаги мулоҳазалардан кўринадики, Карно циклининг охирида ишловчи модда — идеал газ ўзининг бошланғич ҳолатига қайтиб келади ва натижада унинг ички энергияси ўзгармасдан қолади. Термодинамиканинг биринчи қонунига асосан айланма жараён давомида олинган иссиқлик миқдори Q_1—Q_2 цикл давомида бажарилган барча ишларнинг йиғиндисига тенг бўлиши керак, яъни

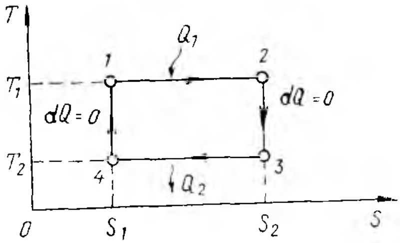
$$Q_1 - Q_2 = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = A. \qquad (66.1)$$

Цикл давомида бажарилган умумий иш сон жиҳатидан 64-расмдаги *1—2—3—4—1* шаклнинг юзига тенг. Демак, айланма жараён содир бўлганда, газ иситкичдан Q_1 иссиқлик миқдорини олади, унинг маълум Q_2 қисмини совиткичга қайтариб беради ва $(Q_1 - Q_2)$ ўзида қолган иссиқлик миқдори ҳисобига ташқи кучларга қарши A иш бажаради.

Карно цикли ва уни ташкил этувчи иккита изотермик ва иккита адиабатик жараёнлар қайтувчан бўлганлиги учун (63.1) муносабатни қуйидагича кўринишда татбиқ этиш мумкин:

$$dQ = TdS. \qquad (66.2)$$

Карно циклни T, S диаграммадаги ифодаланиши жуда оддий кўринишга эга (65-расм). Шуни алоҳида таъкидлаш лозимки, Карно циклининг T, S диаграммадаги кўриниши — фойдаланилаётган ишловчи модда газдан ташкил топганми ёки бирор ихтиёрий хусусиятга эга бўлган қаттиқ жисмдан иборатми — бундан қатъий назар, ишловчи модда табиатига боғлиқ эмас.



65-расм.

Ишловчи моддани биринчи ҳолатдан иккинчи ҳолатга изотермик тарзда ўтишида иситкичдан олган иссиқлик миқдори Q_1 ни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$Q_1 = \int_1^2 dQ = \int_1^2 T_1 dS = T_1 \int_1^2 dS = T_1 (S_2 - S_1). \qquad (66.3)$$

Ишловчи моддани учинчи ҳолатдан тўртинчи ҳолатга изотермик тарзда ўтишида совиткичга берган иссиқлик миқдори Q_2 ни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$-Q_2 = \int_3^4 dQ = T_2 \int_3^4 dS = T_2 (S_4 - S_3). \qquad (66.4)$$

Ҳар қандай адиабатик тарзда содир бўлувчи элементар жараёнда ишловчи моддага берилган ёки ундан олинган элементар иссиқлик миқдори $(dQ = 0)$ нолга тенг ҳамда қайтувчан жараён учун (66.2) муносабат ўринли эканлигини эътиборга олсак, $dS = 0$. Демак, қайтувчан адиабатик жараёнларда система энтропияси ўзгармас катталикдан иборат бўлиб қолади. Шунинг учун $S_2 = S_3$ ва $S_1 = S_4$ деган хулосага келамиз.

(62.3) муносабатга асосан Карно циклининг фойдали иш коэффициенти қуйидаги кўринишда ифодаланиши мумкин:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 (S_2 - S_1) + T_2 (S_1 - S_2)}{T_1 (S_2 - S_1)} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \qquad (66.5)$$

Бу ифодадан қуйидаги муҳим хулосага келиш мумкин: ҳамма қайтувчан машиналарнинг айнан бир хил шароитдаги (яъни, иситкичлар ва совиткичларнинг ҳароратлари мос равишда тенг бўлганида) фойдали иш коэффициентлари бир хил бўлиб, у фақат иситкич ва совиткичнинг ҳароратлари орқали аниқланади ва ишловчи модданинг хусусиятига боғлиқ эмас.

Шуни алоҳида қайд қилиб ўтиш керакки, Сади Карно идеаллаштирилган қайтувчан айланма жараённи ўрганиб чиқди. Лекин 60-§ да айтиб ўтилганидек, иссиқлик алмашинуви билан юз берадиган жараёнлар қайтмас жараёнлардан иборат. Қайтмас айланма жараён фойдали иш коэффициенти (ФИҚ) иш шароити ўхшаш бўлган қайтувчан жараённинг ФИҚ дан ҳамиша кичикдир. Бунга қуйидаги мисолдан ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Реал шароитда биринчи ҳолатдан иккинчи ҳолатга изотермик тарзда ўтишда ишчи модданинг ҳарорати иситкичнинг ҳарорати T_1 дан қандайдир ΔT_1 га кичик бўлиши керак, акс ҳолда иситкичдан ишчи моддага иссиқлик ўтмайди, яъни

$$T_1 = T_{12} + \Delta T_1 > T_{12}.$$

Шунингдек, учинчи ҳолатдан тўртинчи ҳолатга изотермик тарзда ўтишда эса ишчи модданинг ҳарорати совиткич ҳароратидан қандайдир ΔT_2 га катта бўлиши керак, яъни

$$T_2 = T_{34} - \Delta T_2 < T_{34}.$$

Иккала изотермик жараён қайтмас бўлганлиги учун уларни ўз таркибига олган цикл ҳам қайтмас бўлади. Қайтмас айланма жараённинг ФИҚ юқорида кўрилганидек қуйидагича аниқланади:

$$\eta_{\text{қайтмас}} = \frac{(T_{12} - T_{34})(S_2 - S_1)}{T_{12}(S_2 - S_1)} = 1 - \frac{T_{34}}{T_{12}} = 1 - \frac{T_2 + \Delta T_2}{T_1 - \Delta T_2}. \quad (66.6)$$

ΔT_1 ва ΔT_2 мусбат катталиклар бўлганлиги учун (66.6) муносабатни (66.5) билан таққослаб,

$$\eta_{\text{қайтмас}} < \eta_{\text{қайтувчан}}$$

деган хулосага келиш мумкин.

67-§. ИДЕАЛ ГАЗНИНГ ИССИҚЛИК СИҒИМИ

Берилган жисмнинг иссиқлик сиғими деб, шу жисм ҳароратини бир кельвинга ошириш учун жисмга берилиши зарур бўлган иссиқлик миқдорига тенг бўлган физик катталикка айтилади:

$$C_{\text{жисм}} = \frac{dQ}{dT}. \quad (67.1)$$

Ўрганилаётган жисмнинг иссиқлик сиғими, аввало, унинг массасига боғлиқ. Шунинг учун ҳам одатда, асосан, солиштирма иссиқлик сиғими ва моляр иссиқлик сиғимлари кўп ишлатилади.

Бир жинсли модданинг бирлик массасининг иссиқлик сиғими солиштирма иссиқлик сиғими деб аталади.

Бир моль жисмнинг иссиқлик сиғими *моляр иссиқлик сиғими* деб аталади. Модданинг моляр иссиқлик сиғими C билан, шу модданинг солиштирма иссиқлик сиғими c орасида қуйидаги муносабат мавжуд:

$$C = cM.$$

Жисм иссиқлик сиғимининг катталиги жисмга қандай шароитда иссиқлик берилаётганига боғлиқ. Масалан, агар газга dQ иссиқлик миқдори берилаётганида у кенгайиб борса (ташқи кучларни енгиб иш бажаради), газ ҳароратининг ортиши ҳажм ўзгармайдиган жараёндагига нисбатан кам бўлади. Адиабатик жараёнда газга бериладиган иссиқлик миқдори $dQ=0$ бўлганлиги учун иссиқлик сиғими ҳам нолга тенг. Аммо газ изотермик тарзда кенгаяётган бўлса, унинг иссиқлик сиғими ҳарорат ўзгармас бўлганлиги сабабли чексиз катта қийматга эга бўлади. Демак, берилган (67.1) муносабат орқали аниқланувчи иссиқлик сиғими ҳар хил шароитда турли қийматларга эга бўлиши мумкин. Иссиқлик сиғимини аниқлаш учун қандай шароитда жисмга иссиқлик миқдори берилаётганлиги кўрсатилиши керак.

Энди ҳажм ўзгармас бўлган шароитда моляр иссиқлик сиғими C_V ва босим ўзгармас бўлган шароитда моляр иссиқлик сиғими C_p билан танишиб чиқайлик. Бу иссиқлик сиғимларини назарий жиҳатдан классик статистик усулни қўллаб аниқланган газнинг ички энергияси (52.5) ва бажарилган иш (61.1) ифодалари орқали ҳисоблаш мумкин. Ҳажм ўзгармай қоладиган шароит учун моляр иссиқлик сиғимини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$C_V = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_V. \qquad (67.3)$$

Ҳажм ўзгармас бўлганлиги учун $dV=0$ ва (61.1) га асосан (61.3) муносабатни бир моль идеал газ учун қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$(dQ)_V = dU_м,$$

бундан

$$C_V = \left(\frac{dU_м}{dT}\right)_V. \qquad (67.4)$$

(67.4) формуладан кўринадики, C_V яъни бир моль идеал газнинг ҳажм ўзгармай қоладиган шароитдаги иссиқлик сиғими газ ички энергиясининг ифодасидан ҳарорат бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага тенг экан.

Бир моль идеал газнинг ички энергияси $U_м = \frac{i}{2}RT$ га тенг эканлигини эътиборга олган ҳолда, бу ифодани ҳарорат бўйича дифференциаллаб, C_V ни аниқлаш мумкин:

$$C_V = \frac{i}{2}R. \qquad (67.5)$$

(67.5) муносабатдан кўриниб турибдики, идеал газнинг ҳажми ўзгармас бўлган шароитда моляр иссиқлик сиғими газ молекулаларининг эркинлик даражаси орқали аниқланиб, газ ҳолатини характерловчи параметрларга боғлиқ эмас экан.

Босим ўзгармас бўлган шароитда газга берилаётган иссиқлик миқдори газнинг ички энергиясини ортишига ва ташқи кучларга қарши иш бажаришга сарф бўлади. Термодинамика биринчи қонунининг ифодасидан фойдаланиб, босим ўзгармас бўлган шароитда моляр иссиқлик сиғимини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$C_p = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_p = \left(\frac{dU_м + pdV_м}{dT}\right)_p = \left(\frac{d(U_м + pV_м)}{dT}\right)_p = \left(\frac{dH}{dT}\right)_p . \qquad (67.6)$$

(67.6) муносабат босим ўзгармас бўлган шароитда газнинг моляр иссиқлик сиғими энтальпиядан ҳарорат бўйича олинган ҳосилага тенг эканлигини ифодалайди.

(67.6) тенгликни яна қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$C_p = C_V + p\left(\frac{dV_м}{dT}\right)_p . \qquad (67.7)$$

Бир моль идеал газ ҳолат тенгламаси асосида ёзилган

$$V_м = \frac{RT}{p}$$

ифодани босим ўзгармас бўлган шароитда ҳарорат бўйича дифференциаллаб, қуйидаги тенгликни ҳосил қилиш мумкин:

$$\left(\frac{dV_м}{dT}\right)_p = \frac{R}{p} .$$

Охирги ифодани (67.7) муносабатга келтириб қўйиб, босим ўзгармас бўлган шароитда идеал газнинг моляр иссиқлик сиғими аниқланади:

$$C_p = C_V + R. \qquad (67.8)$$

(67.8) тенгликдан кўриниб турибдики, газ доимийси R сон жиҳатдан босим ўзгармас бўлган шароитда 1 моль идеал газнинг ҳароратини бир кельвинга кўтаришда газнинг ташқи кучларга қарши бажарган ишига тенг экан.

(67.5) формула бўйича C_V нинг қийматини (67.8) муносабатга келтириб қўйиб, C_p ни яна қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$C_p = \frac{i}{2} R + R = \frac{i+2}{2} R. \qquad (67.9)$$

C_p нинг C_V га нисбатини γ орқали белгилаб, уни (67.5) ва (67.9) формулалар орқали аниқлаш мумкин:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i} . \qquad (67.10)$$

γ нинг қиймати ҳамма вақт бирдан катта ва газни ташкил этувчи молекулаларнинг эркинлик даражаларига боғлиқдир. Классик назария асосида аниқланган иссиқлик сиғимлари C_V ва C_p фақат газнинг ташкил этувчи молекулаларнинг эркинлик даражаларига боғлиқ, яъни барча бир атомли газлар бир хил C_V ва C_p га эга.

Иккинчи томондан (67.5) ва (67.9) муносабатлардан кўринадики, иссиқлик сиғимлари классик назарияга асосан ҳароратга бевосита боғлиқ бўлмаслиги керак. Тажрибаларда олинган маълумотлар кўпчилик, айниқса, бир атомли ва икки атомли газларнинг моляр иссиқлик сиғимлари маълум ҳарорат интервалида назарий ҳисоблаш орқали аниқланган қийматларга жуда яқин эканлигини кўрсатади. Лекин мураккаб молекулали газлар учун тажрибада олинган натижалар назарий жиҳатдан ҳисобланган қийматлардан фарқ қилади.

Масалан, C_6H_6 бензол буғи ва C_2H_5OH этил спиртининг буғи учун назарий жиҳатдан ҳисобланган C_V нинг қиймати 6 кал/моль·К га тенг, аммо, тажрибада аниқланган қийматлар эса мос равишда 15,61 ва 14,74 кал/моль·К дир. Бундан ташқари, классик назарияга асосан (67.5, 67.9) идеал газларнинг иссиқлик сиғимлари ҳароратга боғлиқ эмас эди. Бу ҳол амалда фақат бир атомли газлар учун ўринли экан. Кўп атомли газларнинг иссиқлик сиғимлари эса ҳарорат ортиши билан мураккаб тарзда ўзгариб бориши тажрибаларда қайд қилинган.

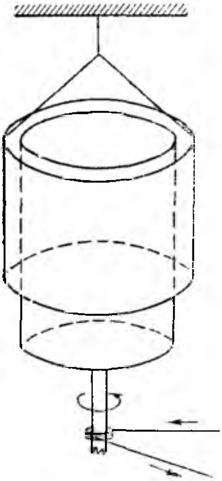
Молекулалари икки ёки ундан ортиқ атомлардан ташкил топган газ иссиқлик сиғимларининг ҳарорат ортиши билан бундай ўзгариб бориши молекулаларнинг мураккаблиги ва шу туфайли бу молекула эркинлик даражаларининг сони ҳарорат кўтарилиб борган сари ортиб бориши билан боғлиқдир. Унинг физик моҳиятини қуйидагича тушуниш мумкин. Ҳарорат етарли даражада паст бўлган ҳолларда газ молекулалари асосан илгариланма ҳаракатда иштирок этади.

Лекин ҳарорат кўтарила борган сари газ молекулалари илгариланма ҳаракатдан ташқари айланма ҳаракатда ҳам иштирок эта бошлайди.

Ҳароратнинг янада катта қийматларида эса молекулаларнинг илгариланма ва айланма ҳаракатига тебранма ҳаракат ҳам қўшилади, бунда молекула таркибидаги атомлар тебранма ҳаракат қила бошлайди. Шундай қилиб, кўп атомли молекула эркинлик даражаларининг сони ҳарорат кўтарилган сари ортиб борар экан. Иккинчи томондан молекулаларнинг ҳаракати классик механиканинг қонунлари орқали эмас, балки квант механикаси қонунлари орқали ифодаланади. Шунинг учун ҳар қандай газ иссиқлик сиғимларининг ҳароратга боғлиқлигини квант механикаси ёрдамида аниқлаш мумкин.

Саволлар

1. Қандай шароитда қайтарувчан жараёнларни кузатиш мумкин?
2. Агар газга берилган иссиқлик миқдори ички энергиянинг ортишидан кичик бўлса, бундай жараёнда газ ҳажми қандай ўзгаради?
3. Энергиянинг сақланиш қонунига асосан иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициенти қандай қийматларга эга бўлиши мумкин?
4. Нима учун биринчи тур абадий двигатель перпетуум мобилени яратиш мумкин эмас?
5. Термодинамика иккинчи қонунини неча хил йўл билан таърифлай оласиз?
6. Термодинамиканинг асосий тенгламаси қандай ҳолат функцияларнинг ўзаро боғланишини ифодалайди?
7. Ҳамма қайтарувчан машиналарнинг фойдали иш коэффициенти фақат иситкич ва совиткичларнинг ҳарорати орқали аниқланишини исбот қила оласизми?
8. Нима учун идеал газнинг иссиқлик сиғими газнинг қандай, масалан, босим ёки ҳажм ўзгармай қоладиган шароитларда қиздирилаётганлигига боглиқ бўлади?
9. Идеал газнинг классик назария асосида аниқланган моляр иссиқлик сиғимларининг қийматлари ҳароратга боғлиқми?



XII БОБ.
ҚУЧИШ ҲОДИСАЛАРИ

68-§. РЕЛАКСАЦИЯ ВАҚТИ

XI бобда мувозанат ҳолатда турган система учун турли статистик тақсимотлар билан танишиб ўтдик. Масалан, Больцман тақсимоти потенциал майдонга жойлашган мувозанат ҳолатдаги системанинг ташкил этувчи зарралар (молекула, электрон, протон ва бошқалар)нинг потенциал энергияларига боғлиқ равишда координаталар бўйича тақсимланишини ифодалайди.

Максвелл тақсимоти эса мувозанат ҳолатдаги газни ташкил этувчи молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимланишини тасвирлайди. Агар ташқи таъсир натижасида системанинг мувозанат ҳолати бузилса, система мувозанатсиз ҳолатга ўтади ва шу ҳолатни характерловчи янги статистик тақсимотлар вужудга келади.

Мувозанатсиз ҳолатдаги системаларда содир бўлувчи жараёнларни ўрганувчи физиканинг қисмига *физикавий кинетика* деб аталади. Мувозанатсиз ҳолатдаги системани ўз ихтиёрига қўйилса, у маълум тезлик билан янги мувозанат ҳолатига ўта бошлайди. Бошқача айтганда, мувозанатсиз ҳолатни характерловчи тақсимотлар вужудга келувчи мувозанат ҳолатни характерловчи тақсимотларга ўта бошлайди. Мисол учун мувозанат ҳолатдаги газнинг бир қисмини қиздирилса, мувозанатсиз ҳолат вужудга келади ва шунга мос равишда хусусан, газ молекулаларининг мувозанат ҳолатдаги тезликлар бўйича тақсимоти ўрнига мувозанатсиз ҳолатни ифодаловчи тақсимот ҳосил бўлади.

Сўнгра газга бўлган ташқи таъсир тўхтатилса, маълум вақтдан кейин янги мувозанат ҳолат ва уни характерловчи тақсимот вужудга келади.

Ўз ҳолига қўйилган (изоляцияланган) системанинг мувозанатсиз ҳолатдан мувозанатли ҳолатга ўтишидаги жараёнга *релаксация* деб аталади.

Системанинг мувозанатсиз ҳолатдан мувозанат ҳолатга ўтиш вақти кузатилаётган системанинг хусусиятига, уни дастлабки мувозанат ҳолатдан қандай даражада четланганига боғлиқдир. Ўтиш вақтининг қийматига қараб мувозанатсиз системада содир бўлаётган жараёнларни секин ва тез суръатдаги жараёнларга ажратиш мумкин. Секин жараёнларга мисол қилиб диффузия, иссиқлик ўтказувчанлик каби бир неча минутларда, ҳатто соатларда содир бўлувчи жараёнларни кўрсатиш мумкин. Электр майдон таъсирида ўтказгичда электр токининг вужудга келиши, электр майдони таъсирида диэлектрикларда электронли қутбланишнинг ҳосил бўлиши каби, тахминан 10^{-14} секундда содир бўлувчи жараёнлар тез жараёнларга мисол бўла олади. Умуман ўз ҳолига қўйилган системанинг мувозанатсиз ҳолатдан мувозанат ҳолатига ўтиш вақтини аниқ белгилаш мушкул иш. Чунки бу вақтни ўлчашда системанинг тўла мувозанат ҳолати вужудга келиши кутиб ўтирилмайди. Бунинг сабаби шундан иборатки, система мувозанат ҳолатдан қанча кўп четлаштирилган бўлса, жараён шунча тезлик билан содир бўлади. Лекин система ўзининг мувозанат ҳолатига яқинлашиб борган сари жараённинг ўтиши шунча секинлик билан содир бўлади. Шу сабабли ҳар қанай ўлчашда маълум ноаниқлик мавжуд бўлганлиги учун мувозанат ҳолатни қачон вужудга келишини катта аниқлик билан қайд қилиб бўлмайди. Бундай қийинчиликлардан қутулиш учун *релаксация вақти* деб системанинг мувозанатсиз ҳолатидан мувозанат ҳолатга тўла ўтиши учун кетган вақт эмас, балки шу ўтишнинг тезлиги қабул қилинган.

Мувозанат ҳолатдан катта бўлмаган четланишларда системани мувозанат ҳолатга ўтишида ҳар қандай кузатилаётган тақсимот функция (ёки системанинг ҳолатини характерловчи бирор параметр)нинг ўзгариш тезлиги унинг мувозанат ҳолатдаги қийматидан оғишига пропорционал деб ҳисоблаш мумкин, яъни

$$\frac{df}{dt} = -\frac{f-f_0}{\tau}, \tag{68.1}$$

бунда f — мувозанатсиз ҳолат тақсимот функцияси, f_0 — мувозанатли ҳолат тақсимот функцияси, τ — релаксация вақти бўлиб, у кузатилаётган жараён учун ўзгармас катталикдир. (68.1) да манфийлик ишораси мувозанат ҳолатдан чиқарилиб, сўнг яна ўз ҳолига қўйилган система ҳамма вақт мувозанат ҳолатга интилишини ифодалайди. (68.1) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{d(f-f_0)}{dt} = -\frac{f-f_0}{\tau}$$

ёки

$$\frac{d(f-f_0)}{f-f_0} = -\frac{dt}{\tau}, \tag{68.2}$$

Бу ерда $\frac{df_0}{dt} = 0$ эканлиги эътиборга олинди. (68.2) муносабатни интеграллаб, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\ln(f - f_0) = -\frac{t}{\tau} + \ln C,$$

бунда $\ln C$ — интеграллаш доимийси.

Охирги ифодани потенцирлаб, вақт ўтиши натижасида вужудга келган тақсимот функциясининг мувозанат ҳолатдаги қийматидан четланиши $(f - f_0)_t$ ни топиш мумкин:

$$(f - f_0)_t = Ce^{-\frac{t}{\tau}}. \qquad (68.3)$$

Агар (68.3) муносабатни $t = 0$ учун ёзилса, $C = (f - f_0)_{t=0}$ эканлигига осонлик билан ишонч ҳосил қилиш мумкин. C нинг қийматини (68.3) га келтириб қўйилса, қуйидаги формула ҳосил бўлади:

$$(f - f_0)_t = (f - f_0)_{t=0} e^{-\frac{t}{\tau}}. \qquad (68.4)$$

Демак, бу формуладан кўринадики, релаксация вақти τ қиймат жиҳатдан бошланғич $(f - f_0)_{t=0}$ катталикнинг e марта камайиши учун кетган вақтга тенг экан. Ҳар бир тақсимот функцияси ёки системанинг ҳар бир параметри учун ўзига хос релаксация вақти мавжуд бўлади.

69-§. МОЛЕКУЛАНИНГ СОЧИЛИШДАГИ ЭФФЕКТИВ КЕСИМИ

58-§ да газни ташкил этувчи ҳар бир молекуланинг ўртача тезлиги (58.7) формула орқали аниқланишини кўриб ўтган эдик. Бу формуланинг илдиз остидаги ифодасининг сурат ва махражини Авагадро доимийсига кўпайтириб, қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$<v> = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}.$$

Бу ерда $kN_A = R$ ва $mN_A = M$. Ушбу формуладан фойдаланиб, мисол тариқасида, уй ҳароратидаги аммиак молекулаларининг ўртача тезлигини аниқлаш мумкин:

$$<v> = \sqrt{\frac{8.8{,}31.300}{3{,}14.17\cdot 10^{-3}}} \approx 630\ \text{м/с},$$

бунда аммиак газининг моляр массаси $M = 17\cdot10^{-3}$ кг/моль ва уй ҳароратини 300 К деб олинган.

Демак, аммиак газини ташкил этувчи ҳар бир молекула бир секунд ичида тахминан 630 м масофани босиб ўтар экан. Лекин ўткир ҳидли аммиак гази солинган идиш оғзи хонанинг бир чеккасида очилса, унинг буғланиши натижасида вужудга келаётган молекулалари секунднинг юздан бир улуши ичида хонанинг иккинчи қисмига етиб бориши ва ўзининг ҳиди орқали сезилиши лозим эди. Аммо бундай ҳодиса юз бермайди. Бунинг сабаби шундан иборатки, ҳар бир аммиак молекуласи ҳаракат давомида бошқа молекулалар билан жуда кўплаб тўқнашади ва ҳар бир тўқнашиш жараёнида ўзининг ҳаракат йўналишини ўзгартиради. Молекула ўз йўлида бошқа молекула билан тўқнашиб, ҳаракат йўналишини ўзгартирса, бундай ҳодиса *сочилиш* деб аталади.

Умуман ҳар бир молекула ядро ва электронлардан ташкил топган мураккаб системадир. Молекулаларнинг ўзаро тўқнашуви биллиард шарларининг ўзаро тўқнашувидан тубдан фарқ қилади. Бу тўқнашув бир-бирига яқинлашиб келаётган молекулалар орасида ўзаро таъсир кучларини ортиб бориши натижасида, уларнинг ҳаракат тезликларининг ҳам сон қиймати, ҳам йўналишлари бўйича ўзгаришидан иборат. Икки молекуланинг бир-бири билан тўқнашувида уларнинг марказлари орасидаги ўзаро яқинлашиш масофасининг энг кичик қиймати d молекуланинг сочилишидаги *эффектив диаметри* деб аталади.

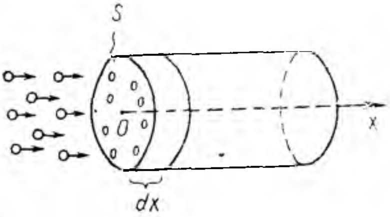
Агар молекулаларнинг марказлари орасидаги яқинлашиш масофалари d дан катта бўлса, улар ўзаро тўқнашмайди ва ҳаракат йўналишини ўзгартирмайди деб ҳисоблаш мумкин. $\sigma=\pi d^2$ катталик молекуланинг сочилишдаги *эффектив кесими* деб аталади. Молекуланинг эффектив кесими унинг геометрик кўндаланг кесим юзидан фарқ қилади. Молекуланинг бошқа молекулалар билан тўқнашиш эҳтимоли, унинг эффектив кесимига боғлиқ бўлади. Фараз қилайлик, кўндаланг кесим юзи S бўлган цилиндрсимон идишда газ бўлиб, унинг зичлиги (бирлик ҳажмдаги молекулалар сони) n_0 га тенг ҳамда 66- расмда кўрсатилгандек, X ўқининг мусбат йўналиши бўйича молекулалар дастаси ҳаракатланаётган бўлсин. Агар газ етарли даражада сийрак бўлса, dx қалинликда жойлашган молекулалар эффектив кесимларнинг X ўқига тик равишда жойлашган юзга олинган проекцияси қуйидагича бўлади:

$$dS=\sigma n_0 S dx. \tag{69.1}$$

Дастадаги ихтиёрий равишда танлаб олинган молекуланинг dx қатламга жойлашган газ молекулалардан бирортаси билан тўқнашиш эҳтимоли қуйидагига тенг:

$$P=\frac{dS}{S}=\sigma n_0 dx. \tag{69.2}$$

(69.2) муносабатдан кўринадики, молекуланинг сочилишдаги эффектив кесими тўқнашиш эҳтимоли орқали аниқланиши мумкин экан. Шунинг учун эффектив кесимни топишда қуйидаги тажрибадан фойдаланиш мумкин. Бир хил тезлик билан X ўқининг мусбат йўналиши бўйича ҳаракатланаётган молекулалар дастаси газ орқали ўтиб борсин (66-расмга қаранг). Газ-



66- расм.

даги молекулалар билан тўқнашиб ўз йўналишларини ўзгартиришлари оқибатида даста таркибидаги молекулаларнинг сони юриш масофаси ортган сари камая боради. $x = 0$ нуқтада дастадаги молекулалар зичлиги $n(0)$ ва координатаси ихтиёрий x билан аниқланувчи нуқтага тўғри келувчи зичлик $n(x)$ бўлса dx масофада даста таркибидаги сочилган молекулаларнинг сони $dn(x)$ ни $n(x)$ га нисбати ҳар бир молекуланинг газ таркибидаги молекулалардан бирортаси билан тўқнашиш эҳтимолини ифодалайди. (69.2) формулани эътиборга олиб, бу нисбатни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{dn(x)}{n(x)} = -\sigma n_0 dx. \qquad (69.3)$$

(69.3) тенгликдаги манфийлик ишораси x нинг қиймати ортган сари даста таркибидаги молекулалар зичлиги камайиб боришини кўрсатади. (69.3) муносабатни интеграллаб, қуйидаги тенгликни оламиз:

$$\ln n(x) = -\sigma n_0 x + C. \qquad (69.4)$$

$x = 0$ да $n(x) = n(0)$ бўлганлиги учун интеграллаш доимийси $C = \ln n(0)$ эканлигини эътиборга олиб, (69.4) ифодани потенцирлаб, ҳосил бўлган муносабатни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$n(x) = n(0)\, e^{-\sigma n_0 x}. \qquad (69.5)$$

(69.5) ифодани x нинг ихтиёрий x_1 ва x_2 қийматлари учун татбиқ этиб

$$n(x_1) = n(0)\, e^{-\sigma n_0 x_1}$$

$$n(x_2) = n(0)\, e^{-\sigma n_0 x_2}$$

сўнгра уларни бир-бирига нисбатини олиб

$$\frac{n(x_1)}{n(x_2)} = e^{\sigma n_0 (x_2 - x_1)}$$

ҳосил бўлган муносабат логарифмланса, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\ln \frac{n(x_1)}{n(x_2)} = \sigma n_0 (x_2 - x_1).$$

Бу ифодага асосан молекуланинг сочилишдаги эффектив кесимини ҳисоблашга имкон берувчи формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

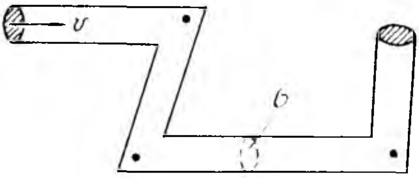
$$\sigma = \frac{1}{n_0 (x_2 - x_1)} \ln \frac{n(x_1)}{n(x_2)}. \qquad (69.6)$$

(69.6) муносабатга кўра молекуланинг эффектив кесимини тажриба асосида ҳисоблаш учун бирор усул ёрдамида газ орқали ўтиб бораётган дастадаги молекулалар зичлигини x нинг иккита қиймати учун ўлчаниши керак экан.

Умуман, молекулаларнинг бир-бирига нисбатан тезликлари катта ёки кичик эканлигига боғлиқ равишда улар орасидаги ўзаро тўқнашув сочилишдан ташқари бошқа ҳодисаларнинг юзага келишига сабабчи бўлиши мумкин. Мисол учун етарли даражада катта нисбий тезликка эга бўлган молекула иккинчи молекула билан тўқнашиб, уни ионлаштириши ёки ионларга ажратиб юбориши мумкин. Ҳар бир кутилган ҳодисани содир бўлишига олиб келувчи тўқнашиш жараёнида молекула ўзига хос эффектив кесим орқали характерланади. Шунинг учун ҳам молекуланинг сочилишдаги, ионлаштиришдаги ва бошқа жараёнлардаги эффектив кесимлари ҳақида гап юритиш мумкин. Албатта берилган молекуланинг турли хил жараёнлардаги эффектив кесимлари бир-биридан фарқ қилади, чунки турли хил кутилган ҳодисани содир бўлишига олиб келувчи жараёнларда тўқнашаётган молекулаларининг ўзаро таъсирланиши турличадир.

70-§. МОЛЕКУЛА ЭРКИН ЮГУРИШ ЙЎЛИНИНГ ЎРТАЧА УЗУНЛИГИ

Юқорида кўриб ўтилганидек, газдаги молекулалар ҳамма вақт бетартиб ҳаракатда бўлиб, узлуксиз равишда бир-бири билан тўқнашиб туради (бунда фақат сочилиш кўзда тутилади). Ихтиёрий танлаб олинган молекула бошқа молекулалар билан икки марта кетма-кет тўқнашиши орасидаги масофани эркин босиб ўтади. Бу масофа молекуланинг *эркин югуриш йўли* деб аталади. Газни ташкил этувчи молекулаларнинг тезликлари сон қиймати ва йўналиши бўйича турли қийматларга эга эканликлари туфайли молекула эркин югуриш йўлининг узунлиги ҳам турли хил қийматларга эга бўлади. Баъзан молекула бошқа молекулалар билан икки марта кетма-кет тўқнашиши учун кичик масофани босиб ўтса, бошқа ҳолларда эса бу масофа нисбатан жуда катта йўлни ташкил этиши мумкин. Шунинг учун молекула эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги ҳақида гап юритиш мақсадга мувофиқ бўлади. Эркин югуриш йўлини миқдор жиҳатдан аниқлаш учун шундай мисол кўрайлик. Бирор биз танлаган молекула ўртача $\langle v\rangle$ тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин. Масалани соддалаштириш учун танланган молекуладан ташқари барча молекулалар тинч ҳолатда деб ҳисоблайлик. Сочилишдаги эффектив кесими $\sigma=\pi d^2$ бўлган молекула ўзининг ҳаракати давомида маркази кўндаланг кесим юзи эффектив кесимга тенг бўлган цилиндр ичида жойлашган тинч ҳолатдаги молекула билан тўқнашиб ҳаракат йўналишини ўзгартиради. Сўнгра молекула ўз йўлида иккинчи молекулани учратгунгача тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлади. Шу тарзда молекула 67- расмда кўрсатилгандек, тинч ҳолатда турган молекулалар билан кетма-кет тўқнашишни давом эттиради. Кузатилаётган молекула бир секунд ичида марказлари кўндаланг кесим юзи σ ва умумий узунлиги $\langle v\rangle$ га тенг бўлган синиқ цилиндрлар ичида жойлашган барча молекулалар билан тўқнашади. Бундай молекулаларнинг сонини ёки танлаб олинган молекуланинг бир се-



67- расм.

кунд ичидаги бошқа молекулалар билан тўқнашишларининг ўртача сони $<\nu>$ ни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\langle \nu \rangle = \sigma < v > n_0, \qquad (70.1)$$

бунда n_0 — бирлик ҳажмдаги молекулаларнинг сони.

Молекула бир секунд ичида $<v>$ га тенг бўлган масофани босиб ўтиб, ν марта бошқа молекулалар билан тўқнашган бўлса, эркин югуриш йўлининг ўртача узунлигини қуйидаги формуладан аниқлаш мумкин:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle \nu \rangle} = \frac{1}{\sigma n_0} . \qquad (70.2)$$

Иккинчи томондан ҳар бир синиқ цилиндрнинг узунлиги молекуланинг эркин югуриш йўли қийматига тенгдир. Эркин югуриш йўлининг узунлигини яна қуйидаги мулоҳаза асосида аниқлаш мумкин. Танлаб олинган молекула бошқа молекулалар билан ҳар бир тўқнашишдан сўнг маълум йўналиш (мисол учун X ўқи) бўйича ҳаракатлана бошлайди. (69.2) формулага асосан унинг навбатдаги молекула билан тўқнашиш эҳтимоли, босиб ўтилаётган йўл ортиб борган сари кўпайиб боради. Ниҳоят, босиб ўтилган ўртача масофа молекула эркин югуриш йўлининг ўртача узунлигига тенг бўлганда тўқнашиш эҳтимоли бирга тенг бўлади.

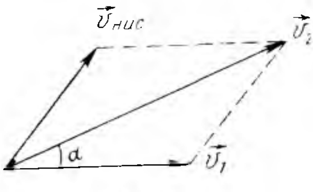
(69.2) формуладан фойдаланиб $\langle \lambda \rangle$ ни аниқлаш мумкин:

$$1 = \sigma n_0 \langle \lambda \rangle '$$

бундан

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{\sigma n_0} . \qquad (70.3)$$

(70.2) ва (70.3) муносабатларни келтириб чиқаришда танлаб олинган молекуладан ташқари барча молекулалар тинч ҳолатда турибди деб қабул қилинган эди. Лекин, аслида эса барча молекулалар узлуксиз ҳаракатланиб туради. Молекулаларнинг ўзаро тўқнашиши уларни идиш деворига нисбатан аниқланадиган ўртача тезлиги $\langle v \rangle$ билан эмас, балки уларнинг бир-бирига нисбатан ҳаракатининг ўртача тезлиги, $\langle v_{нис} \rangle$ орқали характерланади. Шунинг учун (70.2) ва (70.3) формулаларнинг келтириб чиқаришдаги мулоҳазалар $\langle v \rangle$ га эмас, балки $\langle v_{нис} \rangle$ га асосланган бўлиши керак. $\vec{v}_1$ ва $\vec{v}_2$ тезликлар билан ҳаракатланаётган иккита ўзаро тўқнашувчи молекуланинг бир-бирига нисбатан тезлиги қуйидагига тенг (68-расм):



68- расм.

$$\vec{v}_{нис} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1 . \qquad (70.4)$$

(70. 4) ифодани иккала қисмини квадратга кўтариб,

$$\vec{v}_{\text{нис}}^{\,2} = \left(\vec{v}_2 - \vec{v}_1\right)^2 = \vec{v}_2^{\,2} + \vec{v}_1^{\,2} - 2\vec{v}_1\vec{v}_2$$

икки векторнинг, масалан $\vec{v}_1$ ва $\vec{v}_2$ векторларнинг скаляр кўпайтмаси, улар орасидаги бурчак α га тенг бўлса, қуйидагича аниқланишини

$$\vec{v}_1\,\vec{v}_2 = v_1 v_2 \cos\alpha$$

эътиборга олиб, нисбий тезлик абсолют қийматининг квадратини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$v_{\text{нис}}^2 = v_2^2 + v_1^2 - 2v_1\,v_2\cos\alpha.$$

Агар газ молекулаларининг нисбий ва абсолют тезликлари бўйича тақсимотлари айнан бир хил бўлса, юқоридаги йиғиндининг ўртача қиймати қўшилувчилар ўртача қийматларининг йиғиндисига тенг бўлади. Шунинг учун

$$\langle v_{\text{нис}}^2 \rangle = \langle v_2^2 \rangle + \langle v_1^2 \rangle - 2\,\langle v_1\,v_2\cos\alpha\rangle. \qquad (70.5)$$

Мувозанат ҳолатдаги газни ташкил этувчи молекулалар тезликлари квадратларининг ўртача қийматлари бир хил, яъни

$$\langle v_2^2 \rangle = \langle v_1^2 \rangle = \langle v^2 \rangle$$

ва исталган иккита ўзаро тўқнашувчи молекулалар тезликлари орасидаги α бурчак 0 дан π гача бўлган ҳамма қийматларга бир хил эҳтимолликка эга бўлишини эътиборга олиб, (70.5) муносабатни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\langle v_{\text{нис}}^2 \rangle = \langle v_1^2 \rangle + \langle v_2^2 \rangle = 2\,\langle v^2 \rangle. \qquad (70.6)$$

Охирги ифодага асосан нисбий тезлик квадратининг ўртача қиймати молекулалар хусусий тезликлари квадратининг ўртача қийматидан икки марта катта экан. Аммо аниқ ҳисоблашлар газ молекулаларининг нисбий тезликлари бўйича тақсимоти уларнинг абсолют тезликлари бўйича тақсимотидан бироз фарқ қилишини кўрсатади. Мувозанат ҳолатдаги газ молекулаларининг нисбий тезликлари бўйича тақсимланишини характерловчи тақсимот функциясидан фойдаланиб ўртача нисбий тезликни ҳисоблаб чиқилса, унинг квадрати молекулаларнинг ўртача тезлигининг квадратидан икки марта катта эканлигини кўрсатади, яъни

$$\langle v_{\text{нис}}^2 \rangle = 2\langle v \rangle^2 .$$

(70.1) даги $\langle v \rangle$ ўртача тезликни $\langle v_{\text{нис}} \rangle$ ўртача нисбий тезликка алмаштириб, кузатилаётган молекуланинг бошқа молекулалар билан бир секунд ичида ўртача тўқнашишлар сонини ёзиш мумкин:

$$\langle \nu \rangle = \sqrt{2}\;\sigma\,\langle v \rangle\, n_0. \qquad (70.7)$$

$\langle\nu\rangle$ нинг бу ифодасини (70.2) формулага келтириб қўйиб, молекула эркин югуриш йўлининг ўртача узунлигини ифодаловчи формулага эга бўлиш мумкин:

$$\langle\lambda\rangle = \frac{\langle v\rangle}{\langle\nu\rangle} = \frac{1}{\sqrt{2}\,\sigma n_0}. \qquad (70.8)$$

(70.8) формуладан кўриниб турибдики, ўртача эркин югуриш йўлининг узунлиги бирлик ҳажмдаги молекулалар сонига ва молекулаларнинг эффектив кесимига тескари пропорционал экан. Дарҳақиқат, молекулалар қанчалик зич жойлашган бўлса ва уларнинг эффектив кесимлари қанчалик катта бўлса, эркин югуриш йўлининг узунлиги шунчалик кичик бўлади.

Бирлик ҳажмга жойлашган молекулалар сонининг (50.6) муносабатга асосан

$$n = \frac{p}{kT}$$

ифодасини (70.8) га келтириб қўйилса, ўртача эркин югуриш йўлининг узунлигини ҳарорат ва босимга боғлиқлигини ифодаловчи муносабат ҳосил бўлади:

$$\langle\lambda\rangle = \frac{kT}{\sqrt{2}\,\sigma p}. \qquad (70.9)$$

Демак, берилган газнинг ҳарорати ўзгармас бўлган ҳолларда молекула эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги босимга тескари пропорционал бўлиб, қуйидаги муносабат ўринлидир:

$$\langle\lambda_1\rangle p_1 = \langle\lambda_2\rangle p_2 = \ \ldots\ \langle\lambda_N\rangle p_N = \langle\lambda\rangle p.$$

Юқорида келтирилган формулалардан фойдаланиб, газдаги ҳар бир молекула эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги ва шу молекуланинг бир секунд ичида бошқа молекулалар билан тўқнашишларининг ўртача сонини баҳолаш мумкин.

Молекулаларнинг ўлчамлари тахминан $2\cdot10^{-10}$ м бўлгани учун молекула эффектив диаметрини $d = 2\cdot10^{-10}$ м деб ҳисоблайлик. Нормал шароитда бирлик ҳажмдаги молекулаларнинг сони $n = 2{,}68\cdot10^{25}\,\text{м}^{-3}$ ва молекулаларнинг ўртача тезлигини 500 м/с деб олайлик. (70.8) формулага асосан

$$\langle\lambda\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\cdot3{,}14\cdot4\cdot10^{-20}\cdot2{,}68\cdot10^{25}} \approx 2\cdot10^{-7}\,\text{м}.$$

Бир секунд ичидаги тўқнашишларнинг ўртача сони

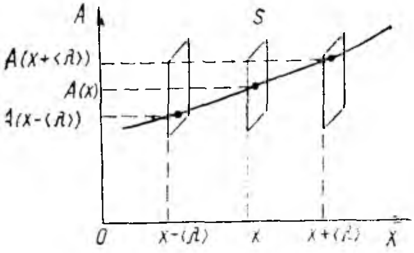
$$\langle\nu\rangle = \frac{\langle v\rangle}{\langle\lambda\rangle} = \frac{500}{2\cdot10^{-7}} = 2{,}5\cdot10^{9}\ \text{с}^{-1}.$$

Бу натижалар нормал шароитда газни ташкил этувчи ҳар бир молекула эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги тахминан 10^{-7} м га тенг бўлиб, бир секунд ичида бошқа молекулалар билан бир неча миллиард марта тўқнашиб туришини кўрсатади.

71-§. КЎЧИШ ҲОДИСАЛАРИ ҲАҚИДА

Ташқи кучлар майдони мавжуд бўлмаган ҳолларда мувозанат ҳолатда турган газни характерловчи физик катталиклар: босим, ҳарорат, молекулаларнинг зичлиги (ҳажм бирлигидаги умумий молекулаларнинг ёки алоҳида тур молекулаларнинг сони) ва бошқалар газ эгаллаб турган ҳажмнинг барча қисмларида бир хил бўлади. Қандайдир усул билан газни мувозанат ҳолатдан чиқариб, яъни у эгаллаган ҳажмнинг турли қисмларида босим, ҳарорат, молекулаларнинг зичлиги ва бошқа параметрлар турли қийматларга эга бўлишига эришиб, сўнгра ўз ихтиёрига қўйилса, газ маълум тезлик билан ўзининг дастлабки мувозанат ҳолатига келишга интилади. Газни мувозанат ёки мувозанатсиз ҳолатда бўлишидан қатъи назар уни ташкил этувчи молекулалар доимо бетартиб ҳаракатда эканлиги ва уларнинг ўзаро тўқнашиб туришлари молекулаларнинг узлуксиз равишда бир жойдан иккинчи жойга кўчиб туришига олиб келади.

Мувозанат ҳолатдаги газ эгаллаган ҳажмнинг исталган қисмида ихтиёрий катталикка ва кўринишга эга бўлган юз орқали қарама-қарши йўналишда тенг вақтлар ичида ўтаётган масса миқдори, энергия миқдори ёки бошқа бирор физик катталикнинг миқдори ҳар доим бир хил бўлади. Аммо мувозанат ҳолатдан чиқарилган газ эгалланган ҳажмнинг турли қисмидаги ихтиёрий юзлар орқали қарама-қарши йўналишда бирор физик катталикнинг тенг вақт ичида ўтаётган миқдори ўзаро тенг бўлмайди. Бошқача айтганда, газдаги молекулалар зичлиги ҳажмнинг турли қисмларида турлича ёки молекулаларнинг тартибсиз ҳаракати билан боғлиқ бўлган иссиқлик энергиялари турли қийматга эга эканлиги каби тафовутлар вужудга келтирилса, маълум хусусияти билан фарқланувчи молекулалар бетартиб ҳаракатдан ташқари тартибли ҳаракатда ҳам иштирок эта бошлайди. Натижада мувозанат ҳолатдан чиқарилган газнинг бир қисмидан иккинчи қисмига масса, энергия, импульс ва бошқаларнинг бирортасини кўчиши вужудга келади, яъни кўчиш ҳодисалари кузатила бошлайди. Ҳар бир кўчиш ҳодисаси уни вужудга келтираётган физик катталикнинг оқими орқали характерланади.



69- расм.

Масса, энергия каби бирор физик катталикнинг кузатилаётган юз орқали вақт бирлиги ичида ўтаётган миқдори *шу катталикнинг оқими деб* аталади.

Элементар молекуляр-кинетик назария асосида кўчиш ҳодисаларининг умумий тенгламасини келтириб чиқариш мумкин. Фараз қилайлик, бирор газ мувозанат ҳолатдан чиқарилган бўлсин. Бу ҳолатни характерловчи ҳар бир молекулага тааллуқли физик катталиклардан бирортасининг масалан, A нинг қиймати OX ўқи бўйича нотекис тақсимланган деб ҳисоблайлик (69-расм). Мувозанат ҳолатдан чиқариб ўз ихтиёрига қўйилган газда A катталикнинг оқими вужудга келади. Бу оқимнинг турғун бўлиши (вақтга боғлиқ бўлмаслиги) учун ташқи таъсирлар ёрдамида A катталикнинг OX ўқи бўйича қийматлари ҳамма вақт бир хил бўлиб қолади деб ҳисоблайлик. OX ўқига тик равишда жойлашган координатаси x бўлган юз орқали бирлик вақт ичида ўтаётган A катталик миқдорини аниқлайлик. Бунинг учун S юзга параллел ва ундан молекуланинг ўртача эркин югуриш масофаси қийматига тенг узоқликда жойлашган координаталари $x - \langle\lambda\rangle$ ва $x + \langle\lambda\rangle$ бўлган икки қатламни ажратайлик. Ҳар бир қатламнинг ҳамма нуқталарида кузатилаётган физик катталикнинг қиймати бир хил бўлиб, иккала қатлам учун бу қийматни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$A(x - \langle\lambda\rangle) = A(x) - \frac{dA(x)}{dx}\langle\lambda\rangle \qquad (71.1)$$

ва

$$A(x + \langle\lambda\rangle) = A(x) + \frac{dA(x)}{dx}\langle\lambda\rangle, \qquad (71.2)$$

бунда $\frac{dA(x)}{dx}$ — A катталикнинг OX ўқи йўналиши бўйича ўзгариш тезлигини характерлайди ва A катталикнинг шу ўқ бўйича градиенти деб аталади. Координатаси $x - \langle\lambda\rangle$ бўлган қатламдаги бирлик ҳажмга жойлашган молекулаларнинг ҳаракати бутунлай бетартиб ҳаракатдан иборат бўлганлиги учун OX ўқи бўйича уларни $\frac{1}{3}$ қисми ва OX ўқининг мусбат йўналиши бўйича эса $\frac{1}{6}$ қисми ҳаракатланади деб ҳисоблаш мумкин. Биринчи қатлам S юздан молекула эркин югуриш йўлининг ўртача узунлигига тенг масофа узоқликда жойлашганлиги сабабли қатламдаги бирлик ҳажмга жойлашган n молекулаларнинг $\frac{1}{6}$ қисми $\langle v\rangle$ ўртача тезлик билан OX ўқининг мусбат йўналиши бўйича ҳаракатланиб, ҳеч қандай тўқнашишларсиз S юзга етиб келади ва унинг бирлик сиртидан ўта бошлайди. Шундай қилиб, OX ўқининг мусбат йўналиши бўйича S юз орқали ўтаётган молекулалар сонининг оқими

$$\frac{1}{6} n \langle v\rangle S$$

ни ташкил этади. Бу молекулаларнинг ҳар бири ўзини характерловчи A физик катталик (масса, энергия, импульс ва бошқалар) миқдорини ўзи билан кўчириб ўтади. Шунинг учун S юз орқали OX ўқининг мусбат йўналиши бўйича ўтаёган A катталикнинг оқимини (71.1) муносабатдан фойдаланиб, қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$I_1 = \frac{1}{6} n \langle v\rangle S\left[A(x) - \frac{dA(x)}{dx}\langle\lambda\rangle\right]. \qquad (71.3)$$

Шунингдек, (71.2) муносабатдан фойдаланиб S юз орқали OX ўқининг манфий йўналиши бўйича бирлик вақт ичида ўтаётган A катталикнинг миқдорини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$I_2 = \frac{1}{6} n \langle v \rangle S \left[A(x) + \frac{dA(x)}{dx} \langle \lambda \rangle \right]. \qquad (71.4)$$

S юз орқали ўтаётган A катталикнинг тўла оқими $I = I_1 - I_2$ ни аниқлашга имкон берувчи формулани (74.3) ва (74.4) муносабат асосида қуйидагича ёзиш мумкин:

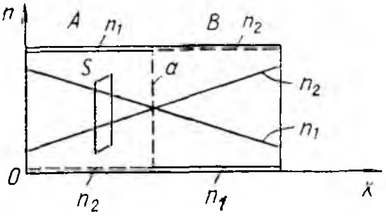
$$I = -\frac{1}{3} n \langle v \rangle \langle \lambda \rangle \frac{dA(x)}{dx} S. \qquad (71.5)$$

Бу формула *кўчиш ҳодисаларининг умумий тенгламасини* ташкил этади. Формуладаги манфийлик ишораси A катталик миқдорининг кўчиши унинг қиймати катта бўлган нуқтадан қиймати кичик бўлган нуқта томон йўналган эканлигини, яъни оқим йўналиши A катталик градиентининг йўналишига ҳар доим тескари эканлигини кўрсатади.

(71.5) формула асосида кундалик ҳаётда ва техникада кўп учрайдиган кўчиш ҳодисаларидан диффузия, иссиқлик ўтказувчанлик ва ички ишқаланиш билан танишиб ўтайлик.

72-§. ГАЗЛАРДА ДИФФУЗИЯ ҲОДИСАСИ

Фараз қилайлик, горизонтал ҳолатда турган идиш A ва B қисмга a девор орқали ажратилган бўлиб, A қисмига бир хилдаги ва B қисмига иккинчи хилдаги газ тўлдирилган бўлсин (70-расм). Иккала газнинг ҳарорати ва идиш деворига кўрсатаётган босим бир хил бўлсин. Биринчи ва иккинчи хил газдан ташкил топган бу система мувозанат ҳолатда турибди. Агар a тўсиқни олиб ташланса, у ҳолда системанинг мувозанат ҳолати бузилади. Молекулаларнинг бетартиб ҳаракати натижасида ҳар бир газнинг ташкил этувчи молекулалар бутун идиш ҳажми (A ва B қисми) бўйича бир текисда тақсимланишга интилади. n_1 билан биринчи хил газнинг бирлик ҳажмидаги молекулалари сонини (концентрациясини) ва n_2 билан иккинчи хил газнинг бирлик ҳажмдаги молекулалари сони (концентрациясини) белгиланса, маълум вақтдан сўнг уларнинг қийматлари координаталарга боғлиқ бўлмайди. Яъни система мувозанат ҳолатга ўтиб, уни таркибидаги ҳар бир газнинг ташкил этувчи молекулалари идишнинг бутун ҳажми бўйича бир текис тақсимланади.



70- расм.

Юқорида кўриб ўтилганидек, мувозанат ҳолатдан чиқарилган системанинг мувозанат ҳолатга ўтиши каби, яъни иссиқлик ҳаракати туфайли бир хил газнинг ташкил этувчи молекулалар иккинчи хил газ молекулалари билан ўзаро аралашиб кетишидан иборат бўлган ҳодиса *диффузия ҳодисаси* деб аталади.

Ўрганилаётган система мувозанат ҳолатдан чиқарилиш олдида биринчи хил газ концентрациясининг қиймати идишнинг A қисмида бир хил бўлиб, идишнинг B қисмида нолга тенг, шунингдек иккинчи хил газ концентрациясининг қиймати идишнинг B қисмида бир хил бўлиб, идишнинг A қисмида нолга тенг, a тўсиқ олиниши билан биринчи хил газ молекулаларининг OX ўқининг мусбат йўналиши бўйича ва иккинчи хил газ молекулаларининг OX ўқининг манфий йўналиши бўйича оқими вужудга келади. Бироз вақт ўтгандан сўнг вужудга келган иккала газ концентрациялари (n_1 ва n_2) нинг газ эгаллаган ҳажм бўйича тақсимоти 70- расмда кўрсатилганидек, фақат X нинг қийматларига боғлиқ бўлиб, бу тақсимот ташқи таъсирлар ёрдамида ўзгармайдиган қилиб сақлаб турилади деб ҳисоблайлик. Фақат шундай шароитда турғун диффузия ҳодисасини кузатиш мумкин. Диффузия ҳодисасини бирлик вақт ичида OX ўқига перпендикуляр бўлган S юздан ўтаётган газ молекулаларининг миқдори орқали характерлаш мумкин.

Тажрибалар бирор хил газ молекулаларининг OX ўқига перпендикуляр жойлашган S юз орқали оқими концентрация градиентига ва юзнинг катталигига пропорционал бўлиб, концентрациянинг камайиши томон йўналганлигини кўрсатади ва бу оқимни умумий ҳолда қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$I_{n_i} = -D \frac{dn_i}{dx} S, \qquad (72.1)$$

бу ерда D — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, уни диффузия коэффициенти деб аталади, $\frac{dn_i}{dx}$ — кузатилаётган S юз жойлашган кесимдаги концентрация градиенти.

Диффузия ҳодисасини S юз орқали ўтаётган масса оқими билан ҳам характерлаш мумкин. Бунинг учун (72.1) тенгликнинг иккала қисми ўрганилаётган газни ташкил этувчи молекулаларнинг массасига кўпайтирилса, диффузия тенгламасининг қуйидаги кўриниши ҳосил бўлади:

$$I_{\rho_i} = -D \frac{d\rho_i}{dx} S, \qquad (72.2)$$

бунда $\rho_i = n_i m_i$ — i хил газнинг парциал зичлиги.

(72.2) тенгламадан кўринадики, диффузия коэффициенти парциал зичлик градиенти бирга тенг бўлган ҳолда бирлик юз орқали ўтаётган масса оқимига сон жиҳатдан тенг экан. СИ системада I_{ρ_i} — масса оқими кг/с, ρ — парциал зичлиги кг/м^3, S — юз м^2 ва x координата метрларда ўлчанишини эътиборга олсак, диффузия коэффициентининг ўлчов бирлиги м^2/с эканлиги келиб чиқади.

Тажриба асосида олинган (72.1) ва (72.2) тенгламалардан кўринадики, диффузияни характерловчи физик катталикнинг оқими шу физик катталик градиентига пропорционал бўлиб, оқим йўналиши градиент йўналишига тескари экан. Бу қонуният 1885 йилда немис олими Адольф Фик томонидан ихтиро қилинган.

Молекуляр-кинетик назария асосида келтириб чиқарилган кўчиш ҳодисаларининг умумий (71.5) тенгламасини диффузия учун татбиқ этайлик. Ҳисоб ишларини соддалаштириш учун ўзаро бир-бирига киришувчи икки хил газни ташкил этувчи молекулалар массалари ва эффектив кесимлари бир-биридан деярли фарқ қилмайди деб олайлик, яъни

$$m_1 \approx m_2 \approx m$$

ва

$$\sigma_1 \approx \sigma_2 \approx \sigma.$$

Бир хил шароитда иккала газ молекулаларининг ўртача тезлиги $\langle v \rangle$ ва эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги $\langle \lambda \rangle$ бир хил бўлади деб ҳисоблаймиз ва уларни қуйидаги формулалардан фойдаланиб ҳисоблаб топиш мумкин:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

ва (72.3)

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\,\sigma n},$$

бунда n бирлик ҳажмдаги барча молекулаларнинг сони бўлиб, $n = n_1 + n_2$ га тенг.

Диффузия ҳодисаси учун (71.5) тенгламадаги ҳар бир молекулага тааллуқли $A(x)$ физик катталик кузатилаётган газ молекулаларининг нисбий концентрациясидан иборат ва уни биринчи газ мисолида қуйидагича ёзиш мумкин:

$$A(x) = \frac{n_1(x)}{n}. \qquad (72.4)$$

(72.4) ни (71.5) га келтириб қўйиб, молекуляр-кинетик назария асосида келтириб чиқарилган диффузия ҳодисасини характерловчи тенгламани ҳосил қилиш мумкин:

$$I_{n_1} = -\frac{1}{3} n \langle v \rangle \langle \lambda \rangle \frac{d}{dx}\left(\frac{n_1(x)}{n}\right) S = -\frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \lambda \rangle \frac{dn_1(x)}{dx} S. \qquad (72.5)$$

Шунингдек мулоҳаза орқали иккинчи газ учун қуйидаги тенгламани ёзиш мумкин:

$$I_{n_2} = -\frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \lambda \rangle \frac{dn_2(x)}{dx} S. \qquad (72.6)$$

(72.5) ва (72.6) тенгламаларни тажриба асосида аниқланган (72.1) тенглама билан taққослаб, кузатилаётган иккала газга тааллуқли айнан бир хил қийматга эга бўлган диффузия коэффициенти учун қуйидаги муносабатга эга бўламиз:

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \lambda \rangle. \tag{72.7}$$

(72.7) формуладан кўринадики, диффузия коэффициенти газнинг ҳолатини ва хусусиятини характерловчи молекулалар ҳаракатининг ўртача тезлиги $\langle v \rangle$ ва эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги $\langle \lambda \rangle$ га боғлиқ экан.

Молекула ҳаракатининг ўртача тезлиги ва эркин югуриш йўлининг ўртача узунлигининг (72.3) формула бўйича қийматларини (72.7) келтириб қўйиб,

$$D \sim \frac{T^{1/2}}{nm^{1/2}\sigma}$$

ҳосил бўлган муносабатдаги n нинг қийматини $p = nkT$ формула орқали ифодалаб, қуйидаги боғланишни ёзиш мумкин:

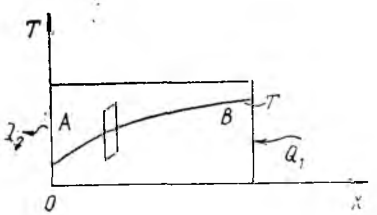
$$D \sim \frac{T^{3/2}}{m^{1/2} p\, \sigma}. \tag{72.8}$$

(72.8) боғланишдан кўринадики, диффузия коэффициенти ҳарорат ўзгармас бўлганда босимга тескари пропорционал ва босим ўзгармас бўлганда эса ҳароратнинг 3/2 даражасига тўғри пропорционал экан.

73-§. ГАЗЛАРДА ИССИҚЛИК ЎТКАЗУВЧАНЛИК ҲОДИСАСИ

72-§ да кўриб ўтганимиздек, фараз қилайлик горизонтал ҳолатда жойлашган идиш ўзидан мутлақо иссиқлик ўтказмайдиган a тўсиқ орқали A ва B қисмга ажратилган бўлсин. Идишнинг иккала қисмида бир хил газ бўлиб, уларнинг босими ҳам бир хил, лекин A қисмидаги газ ҳарорати T_1, B қисмидаги газ ҳарорати T_2 дан кичик бўлсин. Агар a тўсиқни олиб ташланса, иккала газдан иборат системанинг мувозанат ҳолати бузилади. Натижада системанинг кўпроқ қиздирилган қисмидан камроқ қиздирилган қисми томон иссиқлик оқими вужудга келади ва вақт ўтиши билан A қисмдаги газнинг ҳарорати кўтарилиб, B қисмдаги газнинг ҳарорати пасайиб боради. Бу ҳодиса системанинг ҳамма қисмларидаги ҳароратларнинг ўзаро тенглашгунича давом этади. Бирор муҳитда унинг турли қисмларидаги ҳароратнинг мувозанат қийматидан четланиши натижасида иссиқлик оқимининг вужудга келиши *иссиқлик ўтказувчанлик ҳодисаси* деб аталади.

Масалани соддалаштириш мақсадида ҳарорат фақат OX ўқи йўналишида ўзгариб боради ва ҳароратнинг x га боғлиқлиги қандайдир усул билан бир хилда сақлаб қолинади деб ҳисоблайлик. Ҳароратнинг координатага боғлиқлигини бир хилда сақлаш учун, хусусан, идишнинг B қисмига ташқаридан айнан бир хил Q_1 иссиқлик миқдори бериб турилиши ва идишнинг A қисмидан эса айнан бир хил Q_2 иссиқлик миқдори ташқарига узатиб турилиши зарур (71-расм). Бундай шароитда системада турғун (вақтга боғлиқ бўлмаган) иссиқлик оқими вужудга келади. Тажрибалар OX ўқига тик равишда жойлашган S юз орқали ўтаётган иссиқлик оқими I_q шу юз катталигига ва ҳарорат градиентига тўғри пропорционал бўлиб, қуйидаги тенглик орқали аниқланишини кўрсатади:



71-расм.

$$I_q = -\chi \frac{dT}{dx} S, \tag{73.1}$$

бунда $\frac{dT}{dx}$ ҳарорат градиенти, χ — муҳит (газ) нинг хоссаларига боғлиқ пропорционаллик коэффициенти бўлиб, *иссиқлик ўтказувчанлик* деб аталади. Формуладаги манфийлик ишораси иссиқлик ўтказувчанлик ҳодисасида иссиқлик оқимининг йўналиши ҳарорат ортиб борадиган йўналишига қарама-қарши эканлигини ифодалайди. (73.1) тенгламадан кўринадики, иссиқлик ўтказувчанлик ҳарорат градиенти бирга тенг бўлган шароитда бирлик юз орқали ўтаётган иссиқлик оқимига сон жиҳатдан тенг экан. СИ системада I_q — иссиқлик оқими ватт (жоуль тақсим секунд), $\frac{dT}{dx}$ — ҳарорат градиенти кельвин тақсим метр ва S юз м^2 ларда ўлчанишини эътиборга олсак, иссиқлик ўтказувчанлик ўлчов бирлиги $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$ эканлиги келиб чиқади.

Иссиқлик ўтказувчанлик ҳодисасининг қонунияти 1882 йилда француз физиги ва математиги Фурье томонидан аниқланганлиги муносабати билан бу қонунни математик усулда ифодаловчи (73.1) формула *Фурье тенгламаси* деб аталади.

Молекуляр-кинетик назария доирасида иссиқлик ўтказувчанлик ҳодисаси ўртача кинетик энергияси каттароқ бўлган, яъни иссиқроқ қатламдаги молекулаларнинг совуқроқ қатламга ўтиб бориб бу қатламдаги молекулаларга ўзларининг бир қисм энергияларини бериш ва ўз навбатида совуқроқ қатламдаги молекулаларнинг иссиқроқ қатламга ўтиб бориб бу қатлам молекулаларидан маълум миқдордаги кинетик энергияни олишдан иборат. Натижада иссиқлик оқими вужудга келади. Кўчиш ҳодисаларининг (71.5) умумий тенгламасидаги $A(x)$ иссиқлик ўтказувчанлик ҳодисаси учун битта молекулага тааллуқли ўртача кинетик энергиядан иборатдир, яъни

$$A(x) = \langle \varepsilon(x) \rangle = \frac{i}{2} kT(x),$$

бунда $T(x)$ — координатаси x га тенг ва OX ўқига тик равишда жойлашган қатлам ҳарорати. Тенгликнинг ўнг қисмини Авагадро сонига кўпайтириб ва бўлиб, шунингдек $\frac{i}{2} R$ катталик (67.5) муносабатга биноан газ ҳажми ўзгармас бўлган шароитдаги моляр иссиқлик сиғимидан иборат эканлигини эътиборга олиб, $A(x)$ ни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$A(x) = \frac{i}{2}\frac{kN_A}{N_A}T(x) = \frac{i}{2}\frac{R}{N_A}T(x) = \frac{C_V}{N_A}T(x). \qquad (73.2)$$

(73.2) ни (71.5) га келтириб қўйиб, иссиқлик ўтказувчанлик ҳодисаси учун молекуляр-кинетик назария асосида яратилган тенгламани топамиз:

$$I_q = -\frac{1}{3}n\langle v\rangle\langle\lambda\rangle\frac{C_V}{N_A}\frac{dT}{dx}S. \qquad (73.3)$$

(73.1) ва (73.3) тенгламаларни ўзаро таққослаб, иссиқлик ўтказувчанликни аниқлаш мумкин:

$$\chi = \frac{1}{3}n\langle v\rangle\langle\lambda\rangle\frac{C_V}{N_A}. \qquad (73.4)$$

(73.4) тенгликнинг ўнг қисмини молекула массасига кўпайтириб ва бўлиб $N_A m = M$, $C_V = Mc_V$ ва $nm = \rho$ эканлигини назарда тутиб, уни яна қуйидагича кўринишда ифодалиш мумкин:

$$\chi = \frac{1}{3}\rho\langle v\rangle\langle\lambda\rangle c_V. \qquad (73.5)$$

Шундай қилиб, иссиқлик ўтказувчанлик берилган газнинг зичлигига, уни ташкил этувчи молекулаларнинг ўртача тезлигига ва эркин югуриш йўлининг ўртача узунлигига ҳамда газнинг ҳажми ўзгармас бўлган шароитдаги солиштирма иссиқлик сиғимига боғлиқ экан. Иссиқлик ўтказувчанлик бевосита молекулани характерлайдиган қандай физик катталикларга ва газ ҳолатини ифодалайдиган параметрларга боғлиқ эканлигини аниқлаш учун ρ, $\langle v\rangle$, $\langle\lambda\rangle$ ва c_V нинг қийматларини (73.5) га қўйиб қуйидагига эга бўламиз:

$$\chi \sim \frac{i}{\sigma\sqrt{m}}\sqrt{T}. \qquad (73.6)$$

(73.6) боғланишдан кўринадики, иссиқлик ўтказувчанлик молекулани бевосита характерловчи эркинлик даражасига, эффектив кесимига ва массасига боғлиқ экан. Бу эса i ва σ бир хил бўлган ҳолларда енгил газларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги оғир газларникига қараганда катта демакдир. Ҳарорат ортиши билан σ деярли ўзгармай қолади деб ҳисобланиши мумкин бўлган соҳада иссиқлик ўтказувчанлик $\sqrt{T}$ га тўғри пропорционал тарзда ўзгариб боради.

(73.6) муносабатга асосан иссиқлик ўтказувчанлик, газнинг ҳолатини ифодаловчи босимга боғлиқ эмас. Бундай боғланиш молекула эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги иссиқлик алмашаётган сиртлар орасидаги масофадан кичик бўлган ҳолларда бажарилади. $\langle\lambda\rangle$ нинг қиймати иссиқлик алмашаётган сиртлар орасидаги масофадан катталашганда эса эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги босимга боғлиқ бўлмай қолади.

Бундай (масалан, молекуланинг ўртача эркин югуриш йўлининг узунлиги термос — Дюар идишининг ички ва ташқи сиртлари оралиғидаги масофадан катта бўлган) шароитда молекулаларнинг ўзаро тўқнашишлари ҳеч қандай аҳамиятга эга бўлмай қолади. Молекула ўзининг ҳаракати давомида иссиқлик алмашаётган сиртлар билан узлуксиз тўқнашиб туради. Иссиқроқ сирт билан тўқнашган молекула ундан маълум миқдордаги иссиқлик энергиясини олади. Сўнгра молекула бошқа молекулалар билан тўқнашмаган ҳолда совуқроқ сиртга етиб бориб, унга иссиқроқ сиртдан олган энергияни узатади. Иссиқлик ўтказувчанлик жараёни шу тарзда давом этаверади. Ўз-ўзидан кўриниб турибдики, бундай шароитда иссиқлик ўтказувчанлик молекулаларнинг зичлигига ёки босимга мутаносиб боғланган бўлиб, бу боғланишни (73.5) муносабат асосида қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\chi \sim \frac{i}{\sqrt{m}} \sqrt{T}\, p.$$

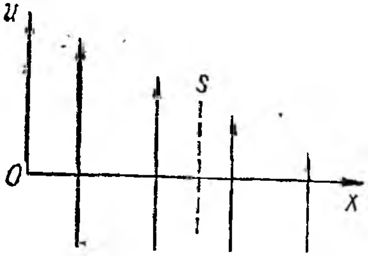
Молекулаларнинг ўртача эркин югуриш йўлининг узунлиги иссиқлик алмашаётган сиртлар орасидаги масофа l дан катта бўлган ҳолларда (73.5) муносабатдан бевосита фойдаланиш учун ундаги $\langle\lambda\rangle$ ўрнига l ни алмаштирилиши лозим, яъни

$$\chi = \frac{1}{3}\rho \langle v\rangle l c_V . \qquad (73.7)$$

74-§. ГАЗЛАРДА ИЧКИ ИШҚАЛАНИШ ҲОДИСАСИ

Фараз қилайлик, ташқи кучлар таъсирида газнинг турғун оқими вужудга келган бўлиб, газни ташкил этувчи қатламларнинг оқим тезлиги u фақат OX ўқи бўйича ўзгариб борсин (72-расм). Масалан, OX ўқига тик бўлган газ қатламлари бир-бирига нисбатан параллел силжиб бораётган бўлсин.

Умуман, ҳар қандай реал шароитда газ нисбатан тинч ҳолатда бўлган бирор қаттиқ деворга туташган ҳолда оқади. Газнинг қаттиқ деворга бевосита тегиб турувчи қатлами ҳаракатсиз ҳолатда бўлади. Девордан узоқлашиб борган сари қатламларнинг оқим тезликлари ортиб боради. Агар ташқи кучлар таъсири йўқолса, оқаётган газ қатламларининг тезликлари ўзаро тенглаша бориб, пировардида газ оқими тўхтайди. Бунда кузатилаётган газ мувозанатсиз ҳолатдан мувозанатли ҳолатга ўтишининг сабаби, бир-би-



72-расм.

рига нисбатан параллел силжиётган қатламлар орасида ички ишқаланиш кучларининг мавжуд бўлганлигидир.

Газдаги турли тезликка эга бўлган қатламларнинг маълум вақт оралиғида оқим тезликларининг ўзаро тенглашишига олиб келувчи ҳодиса *ички ишқаланиш* ёки *қовушоқлик* дейилади.

Тажрибалар ҳар бир қатламнинг S юзига уринма тарзда таъсир этаётган ички ишқаланиш кучи шу юзнинг катталигига ва $\frac{du}{dx}$ тезлик градиентига тўғри пропорционал эканлигини кўрсатади:

$$F = \eta \frac{du}{dx} S, \tag{74.1}$$

бунда η — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, *динамик қовушоқлик* деб аталади.

31-§ да кўриб ўтилганидек, динамик қовушоқликнинг СИ системасидаги ўлчов бирлиги $\frac{\text{Н}\cdot\text{с}}{\text{м}^2}$ дан иборат ва $1\,\frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$ бир паскалга тенг эканлиги учун $1\,\frac{\text{Н}\cdot\text{с}}{\text{м}^2} = 1\,\text{Па}\cdot\text{с} = 1\,\frac{\text{кг}}{\text{м}\cdot\text{с}}$.

(74.1) тенглама 1687 йилда Ньютон томонидан аниқланганлиги сабабли уни *Ньютон қонуни* деб аталади.

Молекуляр-кинетик назария нуқтаи назаридан газлардаги ички ишқаланиш ҳодисасини қуйидагича тушунтириш мумкин. Агар кузатилаётган газ тинч (мувозанат) ҳолатда бўлса, уни ташкил этувчи ҳар бир молекуласи тезлигининг ўртача қиймати нолга тенг, яъни

$$<\vec{v}> = 0.$$

Лекин 72-расмда кўрсатилганидек, газ OX ўқига тик йўналишда оқаётган бўлиб, ҳар бир қатлам $\vec{u}\,(x)$ тезлик билан силжиётган бўлса, шу қатлам таркибидаги барча молекулалар учун тезликнинг ўртача қиймати

$$<\vec{v}> = \vec{u}\,(x)$$

га тенгдир.

Яъни, оқаётган газдаги молекулалар бир вақтни ўзида ҳам бетартиб иссиқлик ҳаракатида, ҳам $\vec{u}\,(x)$ оқим тезлигидаги тартибли ҳаракатда қатнашади. Агар икки қўшни қатлам u_1 ва u_2 тезликлар билан ҳаракатланаётган бўлса, улар таркибидаги ҳар бир молекула импульси мос равишда mu_1 ва mu_2 га тенг. Молекулаларнинг бетартиб ҳаракатлари сақланиб қолганлиги туфайли каттароқ тартибли тезлик билан ҳаракатланаётган қатламдаги молекулаларнинг маълум қисми кичикроқ тартибли тезлик билан ҳаракатланаётган қатламга ўтади.

Худди шундай кичикроқ тезлик билан ҳаракатланаётган қатламдаги молекулаларнинг маълум қисми каттароқ тезлик билан ҳаракатланаётган қатламга ўтади. Тезроқ ҳаракатланаётган қатламдан секинроқ ҳаракатланаётган қатламга ўтган ҳар бир молекула ўзидаги ортиқча импульсни секинроқ ҳаракатланаётган қатламдаги молекулаларга узатади. Секинроқ ҳаракатланаётган қатламдан тезроқ ҳаракатланаётган қатламга ўтган ҳар бир молекула эса, ўз импульсини қатламдаги молекулалар импульсларининг камайиши ҳисобига орттиради.

Шундай қилиб, молекулаларнинг бетартиб ҳаракати каттароқ тезлик билан ҳаракатланаётган қатлам импульсининг камайишига ва кичикроқ тезлик билан ҳаракатланаётган қатлам импульсининг ортишига олиб келади. Натижада каттароқ тезлик билан ҳаракатланаётган қатламни секинлаштирувчи ва кичикроқ тезлик билан ҳаракатланаётган қатламни тезлаштирувчи кучлар вужудга келади. Бу кучлар қатламларга уринма тарзда йўналган бўлиб, ички ишқаланиш кучларидан иборатдир.

Кўчиш ҳодисаларининг умумий (71.5) тенгламасидан фойдаланиб, ички ишқаланиш ҳодисасининг тенгламасини ёзиш мумкин. Ички ишқаланиш ҳодисаси учун кўчирилаётган $A(x)$ физик катталик молекуланинг импульсидан иборатдир, яъни

$$A(x) = mu(x), \tag{74.2}$$

бунда m — молекула массаси. $A(x)$ нинг (74.2) бўйича қийматини (71.5) тенгламага қўйиб, бир-бирига нисбатан ҳаракатланаётган иккита қўшни қатламларнинг ажралиш S юзи орқали бирлик вақт ичида OX ўқи бўйлаб ўтаётган импульс миқдорини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$I_{mu} = -\frac{1}{3} n < v > < \lambda > m \frac{du(x)}{dx} S.$$

Формуладаги манфийлик ишораси импульс оқими тезлиги катта бўлган қатламдан тезлиги кичик бўлган қатлам томонга, яъни молекулалар тартибли ҳаракати тезлигининг ортиб бориш йўналишига тескари йўналганлигини кўрсатади.

nm катталик газнинг ρ зичлиги эканлигини эътиборга олган ҳолда, юқоридаги тенгликни яна қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$I_{mu} = -\frac{1}{3} \rho < v > < \lambda > \frac{du(x)}{dx} S. \tag{74.3}$$

Демак, бирлик вақт ичида тезроқ ҳаракатланаётган қатлам импульсининг камайиши ёки секинроқ ҳаракатланаётган қатлам импульсининг ортиши сон жиҳатдан I_{mu} га тенг. Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан ҳар бир қатламга, шу қатлам импульсининг бирлик вақт ичида ўзгаришига сон жиҳатдан тенг бўлган куч таъсир этади. Бу куч ички ишқаланиш кучидан иборатдир ва уни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$F = -\frac{1}{3} \rho < v > < \lambda > \frac{du(x)}{dx} S. \tag{74.4}$$

(74.4) даги манфийлик ишораси тезроқ ҳаракатланаётган қатламга таъсир этувчи ишқаланиш кучининг йўналиши қатлам тезлигининг йўналишига тескари эканлигини кўрсатади.

(74.4) тенгламани тажриба асосида аниқланган (74.1) муносабат билан таққослаш молекуляр-кинетик назария газларда ички ишқаланиш ҳодисасининг ифодаловчи тенгламани келтириб чиқаришгагина имкон бериб қолмасдан, динамик қовушоқлик газни ташкил этувчи молекулаларни характерловчи қандай катталикларга боғлиқ эканлигини аниқлашга ҳам имкон беришини кўрсатади, яъни

$$\eta = \frac{1}{3}\rho < v > < \lambda > . \tag{74.5}$$

Бу тенгламага асосан динамик қовушоқлик газнинг зичлигига (яъни бирлик ҳажмдаги молекулалар сонига ва молекулалар массасига), молекулаларнинг ўртача тезлигига ва молекулалар эркин югуриш йўлининг ўртача узунлигига боғлиқ экан. (74.5) муносабатдаги ρ ўрнига nm ва $<v>$, $<\lambda>$ ўрнига (72.3) формуладаги қийматларини қўйиб, қуйидаги боғланишни ҳосил қилиш мумкин:

$$\eta \sim nm \sqrt{\frac{T}{m}} \frac{1}{\sigma n} = \frac{\sqrt{m}}{\sigma} \sqrt{T}. \tag{74.6}$$

(74.6) дан кўринадики, динамик қовушоқлик газнинг босимига боғлиқ эмас экан. Лекин молекула эффектив кесимининг ҳарорат кўтарила борган сари бир оз камайиши эътиборга олинмаса, динамик қовушоқлик ҳароратнинг квадрат илдиздан чиқарилган қийматига тўғри пропорционал тарзда ўзгарар экан.

Динамик қовушоқлик билан бир қаторда кинематик қовушоқлик ҳам ишлатилади. Кинематик қовушоқлик динамик қовушоқликнинг газ зичлигига олинган нисбатига тенг:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho}. \tag{74.7}$$

(74.6) ва (74.7) муносабатлар кинематик қовушоқлик босим қийматига тескари пропорционал тарзда ўзгариб боришини кўрсатади. Кинематик қовушоқлик м^2/с да ўлчанади.

75- §. СУЮҚЛИКЛАР ҚОВУШОҚЛИГИ

Тажрибалар суюқлик ва газлардаги ички ишқаланиш ҳодисалари бир хил қонуниятга бўйсуниб, (74.1) тенглама орқали ифодаланишини кўрсатади. Лекин суюқлик ва газлардаги ички ишқаланиш ҳодисасини вужудга келтирувчи сабаблар турличадир. Бу эса суюқлик ва газларнинг турли хил тузилишларидан келиб чиқади. Одатда газ зичлиги суюқлик зичлигидан бир неча минг марта кичик бўлади. Яъни газ молекулалари орасидаги ўртача масофа суюқлик молекулалари орасидаги ўртача масофадан жуда катта. Шунинг учун ҳам газни ташкил этувчи молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси $\frac{i}{2}kT$ жуда паст ҳароратларда ҳам молекулалар орасидаги ўзаро тортишиш кучларини бемалол енгиш учун етарлидир. Натижада газдаги ҳар бир молекула, уни бирор нуқта атрофида тутиб турувчи кучлар бўлмаганлиги учун бошқа бир молекула билан тўқнашгунгача бўлган масофани эркин босиб ўтади. Суюқликларда эса молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси молекулалар орасидаги ўзаро тортишиш кучларини енгиш учун етарли эмас. Шунинг учун суюқлик молекулалари, худди газ молекулалари каби, эркинлик билан илгариланма ҳаракатда қатнашмасдан маълум мувозанат ҳолати атрофида узоқ вақт тебранма ҳаракатда бўлади. Қулай вазият вужудга келганида, яъни молекулалар орасидаги ўзаро тортишиш кучларини енгиш учун молекула етарли даражада иссиқлик энергияси тўплаганида у бир мувозанат ҳолатдан ўз ўлчамидек масофага силжиб, иккинчи мувозанат ҳолатга ўтади.

Газларда ички ишқаланиш ҳодисаси молекулаларнинг бетартиб иссиқлик ҳаракати туфайли бир-бирига нисбатан маълум тартибли тезлик билан ҳаракатланаётган иккита қўшни қатламларнинг биридан иккинчисига йўналган импульс оқимининг вужудга келиши билан боглангандир. Суюқликларда ҳам худди шу каби жараён, яъни бир қатламдаги мувозанат ҳолатда бўлган молекулалар иккинчи қўшни қатламдаги мувозанат ҳолатга кўчиб ўтиши содир бўлади ва газлар учун (74.6) ифодани келтириб чиқарилишидаги мулоҳазалар суюқликлар учун ҳам ўринли деб ҳисоблаб, динамик қовушоқлик коэффициентининг ҳароратга боғлиқлиги

$$\eta \sim e^{-b/T}$$

кўринишда бўлишини исботлаш мумкин.

Тажрибалар эса суюқликнинг динамик қовушоқлиги ҳарорат ортиши билан камайиб боришини кўрсатади.

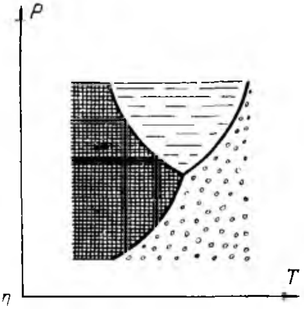
Я. И. Френкель ва А. И. Бачинскийларнинг олиб борган изланишлари суюқликларда ишқаланиш ҳодисасини вужудга келтирувчи энг асосий сабаб молекулалар орасидаги ўзаро тортишиш кучлари эканлигини кўрсатади. Суюқликлар динамик қовушоқлигини қуйидаги Я. И. Френкель формуласи орқали ифодалаш мумкин:

$$\eta = Ae^{b/kT}, \qquad (75.1)$$

бунда A ва b — кузатилаётган суюқлик хусусиятларига боғлиқ бўлган катталиклар. Тажрибаларда олинган маълумотлар суюқликлар динамик қовушоқлигининг ҳароратга боғланишини ифодаловчи (75.1) муносабат фақат ҳароратнинг кичик интервалида бажарилишини кўрсатади. Ҳарорат интервали кенгайиб борган сари формуладаги боғланишдан четлашиш кузатила бошлайди. Бу эса Френкель формуласининг тақрибий характерга эга эканлигини кўрсатади.

Саволлар

1. Ўз ҳолига қўйилган системанинг мувозанатсиз ҳолатдан мувозанат ҳолатга ўтиши учун кетган вақтни ҳар доим катта аниқлик билан ўлчаш мумкинми?
2. Молекуланинг бошқа молекулалар билан бир секунд ичидаги тўқнашишларининг ўртача сони ҳарорат кўтарилиши билан қандай ўзгариб боради?
3. Кўчиш ҳодисалари қандай шароитда вужудга келади?
4. Молекуляр-кинетик назария асосида кўчиш ҳодисаларининг умумий тенгламасини келтириб чиқара оласизми?
5. Нима учун эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги иссиқлик алмашаётган сиртлар орасидаги масофадан катта бўлган ҳолларда босимнинг камайиши мутаносиб тарзда иссиқлик ўтказувчанликнинг камайишига олиб келишини тушунтириб бера оласизми?
6. Суюқлик ва газларда ички ишқаланиш ҳодисасини вужудга келтирувчи сабаблар айнан бир хилми?



XIII БОБ

ФАЗАЛАР МУВОЗАНАТИ ВА ФАЗАЛАРНИНГ БИР ТУРДАН ИККИНЧИ ТУРГА АЙЛАНИШИ

76-§. ФАЗАЛАР ВА УЛАРНИНГ БИР ТУРДАН ИККИНЧИ ТУРГА АЙЛАНИШИ

Биз юқоридаги бобларда танишиб ўтган жараёнларда системанинг хусусияти узлуксиз тарзда ўзгариб боради. Масалан, берилган газ ҳароратини босим ўзгармас бўлган шароитда орттириб борилса, шунга мос равишда газ эгаллаган ҳажм ва ундаги молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси аста-секин ортиб боради. Лекин шундай жараёнлар ҳам мавжудки, буларда система хусусияти сакраб ўзгаради. Мисол учун атмосфера босимида муз бўлакчасини қиздирила бошланса, ҳарорат 0°С га кўтарилгунча унинг хусусиятлари аста-секин ўзгариб боради. Ҳарорат 0°С га етганида, системага иссиқлик миқдори берилаётганига қарамай, унинг ҳарорати ўзгармай қолади, муз парчаси эса суюқликка айлана бошлайди. Муз парчаси бутунлай суюқликка айлангандан сўнг унинг ҳарорати яна аста-секин кўтарилиб боради.

Демак, 0°С да муз мутлақо бошқа хусусиятга эга бўлган янги ҳолатга, яъни суюқ ҳолатга ўтади. Системанинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга сакраб ўтишидан иборат бўлган бу каби жараёнлар *фазалар айланиши* деб аталади.

Система хусусиятининг сакраб ўзгаришидаги системанинг бошланғич ва кейинги ҳолати, унинг биринчи ва иккинчи фазаларидан иборат бўлади. Умуман, термодинамикада системанинг бошқа қисмлари билан аниқ чегара орқали ажралиб турган, бир жинсли ва хоссалари бир хил бўлган ҳамда механик усул орқали ажратиб олиниши мумкин бўлган қисмлари *фаза* деб аталади. Юқоридаги мисолда ҳарорат 0°С га кўтарилгунча муз парчаси бир фазали системадан иборат бўлиб қолади. Аммо ҳарорат 0°С га етганидан сўнг унга иссиқлик миқдори берилиши натижасида иккинчи фаза — сув вужудга келиб, унинг миқдори ортиб боради, биринчи фаза — музнинг миқдори эса камайиб боради. Фазаларга яна баъзи бир мисолларни келтириб ўтайлик. Маълумки, суюқлик ҳар қандай ҳароратда ҳам буғланади. Шунинг учун бирор берк идишнинг маълум қисмини сув эгаллаган бўлиб, қолган қисмида эса сув буғи мавжуд деб фараз қилайлик. Бу система икки фазали системадан иборат бўлиб, фазанинг биттасини суюқлик (сув) ва иккинчисини эса газ (сув буғи) ташкил этади. Сувга бир нечта муз бўлакчалари туширилса уч фазали система вужудга келади ва бунда сувдаги қаттиқ муз бўлакчаларининг ҳаммаси учинчи фазани ташкил этади. Ҳар бир фаза турли моддалардан ташкил топган бўлиши мумкин. Агар берк идишдаги сувга маълум миқдордаги спиртни қўшиб юборилса, унинг сувда жуда яхши эриши сабабли суюқ эритма ҳосил бўлади. Суюқлик устида эса сув ва спирт буғларининг аралашмаси ҳосил бўлади. Спиртнинг сувдаги эритмаси бир фазани, сув ва спирт буғларининг аралашмаси эса иккинчи фазани ташкил этади.

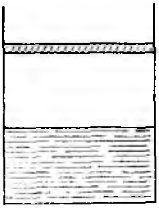
Агар сувга маълум миқдордаги симоб, муз парчаси ва яхлит ош тузи солинса, иккита қаттиқ фаза — муз ва қаттиқ ош тузи ҳамда икки суюқ фаза — сув ва симобдан иборат тўрт фазали система ҳосил бўлади. Ҳар қандай система бир қанча қаттиқ фазалардан, бир қанча суюқ фазалардан ва биттадан ошмайдиган газсимон фазадан ташкил топган бўлиши мумкин. Бунинг сабаби турли хил моддаларнинг ҳосил қилган газлари ўзаро аралашиб битта фазани ҳосил қилишидадир. Юқоридаги қиздирилаётган муз бўлакчасига қайтсак, у қиздирилиши натижасида қаттиқ ҳолатдан суюқ ҳолатга, сўнгра суюқ ҳолатдан газсимон ҳолатга ўтади.

Худди шунингдек, ҳар бир модда уч хил агрегат — қаттиқ, суюқ ва газсимон ҳолатда бўлиши мумкин. Модданинг бир агрегат ҳолатдан иккинчи агрегат ҳолатга ўтишидан иборат бўлган жараёнлар билан танишиб ўтайлик. Агар қаттиқ модда кристалл тузилишга эга бўлса, модданинг бу агрегат ҳолати алоҳида фазани ташкил этади. Аморф қаттиқ жисмлар кристалл тузилишига эга бўлмай, худди суюқликлар каби, уларнинг ташкил этувчи зарралари фақат яқин тартиб билан жойлашган бўлади. Аморф қаттиқ жисмлар суюқликлардан жуда катта қовушоқлиги билан фарқ қилади. Шунинг учун ҳам аморф қаттиқ жисмларни ўта совитилган суюқликлар деб қараш мумкин ва аморф қаттиқ ҳолат модданинг алоҳида фазасини ташкил этмайди.

Демак, аморф қаттиқ жисмнинг суюқ ҳолатга ўтиши, яъни унинг бир агрегат ҳолатдан иккинчи агрегат ҳолатга ўтиши фаза айланишини ташкил этмайди. Дарҳақиқат, аморф қаттиқ жисмни қиздирилган сари у ўзининг хусусияти бўйича суюқликка яқинлашиб боради. Бунда жисмни характерловчи параметрлар, жумладан қовушоқлик, зичлик узлуксиз (ҳеч қандай сакраш содир бўлмасдан) ўзгариб боради. Аморф қаттиқ ҳолатга эга бўлмаган барча моддаларнинг ҳар бир агрегат ҳолати фазани ташкил этиб, модданинг бир агрегат ҳолатдан иккинчи агрегат ҳолатга ўтишида фазалар айланиши юз беради. Бундай моддаларнинг қаттиқ ҳолатдан суюқ ҳолатга, суюқ ҳолатдан газсимон ҳолатга ёки аксинча тескари йўналишда фаза ўзгаришида системани характерловчи параметрлар сакраб ўзгаради. Мисол учун газсимон ҳолатдан суюқликка ва суюқликдан қаттиқ ҳолатга ўтишда зичлик қиймати кескин ўзгаради. Кўпчилик ҳолларда модданинг бир фазадан иккинчи фазага ўтишида маълум иссиқлик миқдори ютилади ёки ажралиб чиқади ва уни *фаза айланиш иссиқлиги* деб аталади. Фаза айланиш иссиқлигини мавжуд бўлишини оддий равишда қуйидагича тушунтириш мумкин. Моддани қаттиқ ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтишида кристалл панжарасини бузиб юбориш учун етарли бўлган миқдорда энергия берилиши лозим. Шунингдек, моддани суюқ ҳолатдан газсимон ҳолатга ўтказишда суюқликни ташкил этувчи молекулалар орасидаги ўзаро тортишиш кучларини енгиш учун етарли бўлган миқдорда энергия берилиши лозим. Тескари йўналишда борувчи жараёнларда эса бу энергиялар ажралиб чиқади. Модданинг бир фазадан иккинчи фазага ўтиши иссиқлик ютилиши ёки ажралиб чиқиши билан содир бўлса, бундай ўтишлар ***биринчи тур фазалар айланиши*** деб аталади.

77-§. ФАЗАЛАРНИНГ МУВОЗАНАТДА БЎЛИШ ШАРТИ

Системанинг ташкил этувчи ва бир-бирига тегиб турувчи фазалари ўзаро мувозанатда бўлишини тушуниш учун суюқлик ва унинг буғидан иборат бўлган икки фазали система билан танишиб чиқайлик. Фараз қилайлик, бошланғич вақтда поршенли цилиндр ички ҳажмининг маълум қисмида суюқлик бўлсин (73- расм). Идиш ҳажмининг қолган қисмидаги ҳаво ёки бошқа моддалар бирор усул билан бутунлай чиқариб ташланган бўлиб, бўшлиқдан иборат бўлсин. Максвелл тақсимот қонунига асосан, ҳар қандай ҳароратда суюқлик таркибида тезликлари шу даражада катта бўлган молекулалар мавжудки, бу молекулаларнинг кинетик энергияси қўшни молекулаларнинг тортишиш кучларини енгишга ва суюқлик сирт қатламини ёриб ўтиб газсимон фазага ўтишга етади. Суюқлик ҳарорати қанча юқори бўлса, катта тезлик билан ҳаракатланаётган молекулаларнинг сони ҳам шунча кўп бўлади.


73- расм.

Демак, буғланиш ҳар қандай ҳароратда содир бўлади ва ҳарорат кўтарилиши билан унинг тезлиги ортиб боради. Агар ўрганилаётган системанинг ҳароратини ўзгармас сақлаб кузатишни бошласак, суюқликнинг буғланиши натижасида суюқлик устидаги бўшлиқни тобора миқдори ортиб борувчи газсимон фазага ўтаётган молекулалар эгаллай бошлайди. Шунга мос равишда вақт ўтиши билан буғнинг босими ҳам ортиб боради. Босим ортиб бориши билан газсимон фазадан суюқ фазага ўтаётган молекулаларнинг сони ҳам ортиб боради. Берилган ҳарорат учун буғ босимининг бирор қийматида исталган вақт оралиғида суюқликдан чиқиб кетаётган ва унга қайтиб тушаётган молекулаларнинг сони ўзаро тенглашиб қолади. Бошқача айтганда, системани ташкил этувчи ҳар бир фазадаги модда миқдори вақт ўтиши билан ўзгармай қолади, яъни суюқ фаза билан газсимон фаза ўртасида динамик мувозанат вужудга келади. Суюқлик билан динамик мувозанатда бўлган буғ *тўйинган буғ* деб аталади.

Суюқ фаза билан газсимон фаза ўртасидаги мувозанат ҳақидаги юритилган мулоҳазалар қаттиқ фаза билан газсимон фаза учун ҳам ўринли бўлади.

Юқоридаги мулоҳазалардан кўринадики, фазалар ўртасида статистик мувозанат вужудга келиши учун, аввало, қуйидаги шартлар бажарилиши керак. 1. Системанинг ҳамма қисмларида ҳарорат бир хил қийматга эга бўлиши ва у вақт ўтиши билан ўзгармасдан қолиши керак. 2. Системанинг ҳамма қисмларида босим бир хил қийматга эга бўлиб, вақт ўтиши билан у ҳам ўзгармасдан қолиши лозим. Аммо бу икки шартнинг бажарилиши етарлими деган савол туғилади.

Масалани ойдинлаштириш учун яна юқоридаги мисолга мурожаат қилайлик. Суюқлик билан мувозанатда турган буғ ҳажмини поршенни силжитиш орқали секинлик билан маълум миқдорга камайтирайлик. Бунда буғ босими аста кўпайиб, системанинг мувозанат ҳолати бузилади. Аммо буғнинг қўшимча бир қисми суюқликка айлангандан сўнг система яна дастлабки ҳарорат ва босимга эга бўлиб, системанинг янги мувозанат ҳолати вужудга келади. Шунингдек, суюқлик билан мувозанатда бўлган буғ ҳажмини бирор миқдорга орттирилса, буғ босими камаяди ва мувозанат бузилади. Суюқликнинг маълум қисми буғга айлангандан сўнг кузатилаётган ҳарорат ва босимга тўғри келувчи яна бир мувозанат ҳолат вужудга келади.

Демак, системани ташкил этувчи фазалар ўртасида мувозанат вужудга келиши учун ҳарорат ва босимнинг қийматлари системанинг барча қисмларида бир хил бўлиши етарли эмас экан. Чунки берилган ҳарорат ва босимга системанинг жуда кўп мувозанат ҳолатлари тўғри келади. Бундай шароитда фазалар айланиши кузатилиб, баъзи фазаларнинг ортиб бориши, бошқаларнинг эса камайиб бориши ва ҳатто йўқолиб кетиши мумкин. Фазалар ўртасида мувозанат ҳосил бўлиши учун учинчи зарурий шарт — система таркибидаги ҳар бир фаза массасининг вақт ўтиши билан ўзгармасдан қолиши — бажарилиши керак. Учинчи шарт қандай шароитда бажарилиши билан танишиб чиқайлик. Системада ўз-ўзидан содир бўлувчи элементар қайтмас жараён учун (63.1) муносабатга асосан қуйидаги тенгсизликни ёзиш мумкин:

$$dQ < TdS. \qquad (77.1)$$

Термодинамиканинг биринчи қонунини ифодаловчи

$$dQ = dU + pdV$$

муносабатдан фойдаланиб, (77.1) тенгсизликни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$dU + pdV - TdS < 0. \qquad (77.2)$$

(64.9) муносабат орқали аниқланувчи Гиббс потенциали

$$G = U - TS + pV$$

ва унинг

$$dG = dU - TdS - SdT + pdV + Vdp$$

дифференциал кўринишдаги ифодасидан фойдаланиб, (77.2) тенгсизликни яна қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dG + SdT - Vdp < 0. \qquad (77.3)$$

Мувозанат вужудга келишининг биринчи ва иккинчи шартлари бажарилганда $dT = 0$ ва $dp = 0$ эканлигини эътиборга олиб, система учун (77.3) тенгсизликни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dG < 0. \qquad (77.4)$$

(77.4) тенгсизликдан кўринадики, системанинг ҳарорати ва босими ўзгармасдан қолганда унда фақат Гиббс потенциалининг камайишига олиб келувчи, ўз-ўзидан содир бўлувчи жараёнларни кузатиш мумкин. Яъни, система мувозанат ҳолатга ўтганида Гиббс потенциали ўзининг энг кичик қийматига эришади. Бу келтирилган хулосани 73- расмда тасвирланган система учун татбиқ этайлик. Суюқ фаза массаси m_1 ва газсимон фаза массаси m_2 бўлсин. Фазалар айланишида системанинг тўла массаси ўзгармасдан қолади, яъни

$$m = m_1 + m_2 = \text{const}.$$

Суюқ ва газсимон фазалардаги моддалар солиштирма Гибсс потенциалларини мос равишда g_1 ва g_2 орқали белгиласак, бутун системанинг Гиббс потенциали қуйидагича аниқланади:

$$G = m_1 g_1 + m_2 g_2.$$

Гиббс потенциали ҳарорат ва босимнинг функцияси бўлганлиги учун системанинг ҳарорати ҳамда босими бир хилда сақлаб турилган ҳоллардаги фазалар айланишидаги g_1 ва g_2 ўзгармасдан қолади.

(77.4) тенгсизликка асосан ўз-ўзидан содир бўлаётган фазалар айланиши шундай йўналишда борадики, натижада системанинг Гиббс потенциали кузатилаётган шароитда бўлиши мумкин бўлган энг кичик қийматга эришади. Агар суюқликнинг солиштирма Гиббс потенциали буғникидан кичик бўлса, система Гиббс потенциалининг камайиб бориши учун газсимон фаза суюқ фазага ўтиб боради. Бундай шароитда фазалар айланиши газсимон фазанинг бутунлай суюқ фазага ўтгунича давом этади. Суюқликнинг солиштирма Гиббс потенциали буғникидан катта бўлса, фазалар айланиши суюқликнинг тамомила буғга айлангунича давом этади.

Аммо қуйидаги

$$g_1\ (p,\ T) = g_2\ (p,\ T) \qquad (77.5)$$

шарт бажарилганда иккала фаза ўзаро мувозанат ҳолатда бўлади. Келтирилган мулоҳазалар фақат суюқлик ва унинг буғидан иборат икки фазали система учунгина эмас, балки ҳар қандай система учун ўринлидир. Бир қанча фазалардан ташкил топган системанинг аниқ қийматга эга бўлган ҳарорати ва босими вақт ўтиши билан ўзгармасдан қолса, фазаларнинг ўзаро мувозанатда бўлиш шарти қуйидагича бўлади:

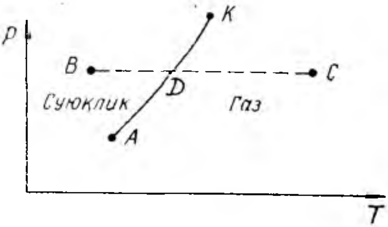
$$g_1\ (p,\ T) = g_2\ (p,\ T) = g_3\ (p,\ T) = \ldots = g_n\ (p,\ T).$$

Демак, бир неча фазалардан ташкил топган системанинг ҳарорати ва босими ўзгаришсиз сақлаб туриладиган ҳолларда системадаги барча фазалар ўртасидаги мувозанатни вужудга келишининг шарти ҳамма фазалар солиштирма Гиббс потенциалларининг ўзаро тенг бўлишидан иборат экан.

78-§. ФАЗАЛАР ДИАГРАММАЛАРИ

Кейинги параграфларда модданинг бир фазадан иккинчи фазага ўтиши ҳар қандай босим ва ҳароратда содир бўлмасдан фақат шу моддага тегишли бўлган босим интервали ҳамда унга мос келувчи ҳарорат интервалидагина содир бўлишини кўриб ўтамиз. Бунинг учун қуйидаги мисолга мурожаат қилайлик. Босим атмосфера босимига тенг бўлган шароитда муз парчаси қиздирилсин. Ҳарорати 0°С га етгач муз эрий бошлайди. Муз батамом сувга айлангунча ҳарорат ўзгармайди. Энди босимнинг бошқа қийматида, масалан 2000 атм босимда шу ҳодисани текширайлик. Текширишнинг кўрсатишича, сувнинг қаттиқ фазадан суюқ фазага ўтиши фақат — 22°С да содир бўлар экан. Агар фазалар айланиши содир бўлаётган бу система изоляцияланса, яъни унга ташқаридан ҳеч қандай иссиқлик берилмаса ёки олинмаса босим бир атмосфера босимига ва ҳарорат 0°С га, шунингдек, босим 2000 атмосфера босимига ва ҳарорат —22°С га тенг бўлган шароитларда система таркибидаги қаттиқ ва суюқ фазалар истаганча узоқ вақт давомида сақланиб қолади. Бундай шароитларда қаттиқ ва суюқ фазалар ўзаро мувозанатда бўлади. Мувозанатни вужудга келтирган босим ўзгаришсиз қолдирилган ҳолда ҳарорат ўзгартирилса, мувозанат бузилади ва бундай шароитда система фақат битта фазадан ташкил топган бўлиб қолади. Масалан, босим бир атмосфера босимига тенг бўлганда 0°С дан паст ҳароратда сув фақат қаттиқ фазада ва 0°С дан юқори ҳароратда эса фақат суюқ фазада бўлиши мумкин. Келтирилган мулоҳазалардан кўринадики, берилган босимдаги системада фазалар айланиши модданинг хусусиятига боғлиқ бўлган ва шу босимга мос келувчи аниқ ҳароратдагина содир бўлади. Босим ёки ҳароратнинг бирортасини ўзгариши фазалар айланишини характерловчи катталикни ўзгаришига олиб келади. Фазалар айланишини вужудга келтирувчи босим ва ҳарорат орасидаги ўзаро боғланишни бирор чизиқ кўринишида фаза диаграммасида тасвирлаш мумкин.

Мисол тариқасида суюқлик билан унинг буғи ўртасидаги фазалар айланишини кўриб чиқайлик. 74-расмда тўйинган буғ босимининг ҳароратга боғлиқлиги тасвирланган. Фазаларнинг



74- расм.

айланиш чизиғи деб аталувчи AK чизиғида олинган ҳар қандай нуқта модданинг иккала фазаси ўртасидаги мувозанат ҳолатни тасвирлайди. Бу чизиқ координаталар текислигини икки қисмга бўлади. Чизиқдан юқори ва чап қисмга жойлашган ҳар бир нуқта модданинг суюқ фазасини тасвирлайди. Чизиқдан паст ва ўнг қисмга жойлашган ҳар бир нуқта эса модданинг газсимон фазасини тасвирлайди. Диаграммада осонлик билан изобарик ва изотермик жараёнларни тасвирлаш ва бу жараёнларда модда ҳолатининг ўзгариб боришини кузатиш мумкин. Масалан, фазалар айланиши чизиғини кесиб ўтувчи горизонтал тўғри чизиқни — изобарик жараённи тасвирловчи BC чизиқни ўтказайлик. B нуқта модданинг суюқ ҳолатини ифодалайди. Босимни ўзгармас ҳолда сақлаб, суюқлик қиздирила бошланса, модда ҳолатини тасвирловчи нуқта B дан бошлаб, абсцисса ўқига параллел равишда D гача силжиб боради. D нуқтада модданинг суюқ ҳолатдан газсимон ҳолатга ўтиши бошланиб, суюқлик ва унинг буғидан иборат системанинг ҳарорати суюқлик тўла буғга айланиб бўлгунича ўзгармай қолади. Системага бир текисда иссиқлик бериб турилганлиги сабабли фақат газсимон фазадан иборат бўлиб қолган модда ҳарорати яна кўтарила бошлайди, яъни нуқта абсцисса ўқига параллел тарзда DC кесими бўйича кўчишни давом эттиради.

Шунингдек, исталган изотерма бўйича система ҳолатининг ўзгаришини фаза диаграммасида кузатиш мумкин.

Фаза диаграммасининг фақат p ва T координаталар текислигида эмас, балки бошқа, масалан p ҳамда v ёки T ва v координаталар текисликларида ҳам тасвирлаш мумкин. Бунда v — солиштирма ҳажм, яъни модданинг бирлик массасининг эгаллаган ҳажми.

79-§. КЛАПЕЙРОН — КЛАУЗИУС ТЕНГЛАМАСИ

Модданинг қаттиқ фазадан суюқ фазага, суюқ фазадан газсимон фазага ва қаттиқ фазадан газсимон фазага ўтишда ҳар бир жараёнга хос бўлган ва фазалар айланиши иссиқлиги деб аталадиган маълум миқдордаги иссиқлик ажралиб чиқиши билан танишдик. Яна юқорида фазалар айланиши содир бўлаётган система ҳолатини характерловчи босим ва ҳарорат орасидаги ўзаро боғланишни фаза диаграммасида тасвирланишини кўриб ўтдик. Энди бу босимнинг катталиги ҳароратга қайси қонуният орқали боғланганлигини ва бу боғланишда фазалар айланиши иссиқлигининг тутган ўрни қандай эканлигини ифодаловчи математик формула билан танишиб ўтайлик.

Икки фазали система учун фазалар айланиши чизиғида ҳар қандай нуқта учун (77.5) муносабат ўринлидир. Фазалар айланиши босим ва ҳарорат ўзгармас бўлган шароитда юзага келадиган қайтувчан жараёндан иборат бўлганлиги сабабли (77.3) муносабатни ҳар бир фазадаги модданинг солиштирма Гиббс потенциали учун қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$dg = -sdT + vdp. \tag{79.1}$$

(79.1) муносабатни системадаги иккала фаза учун татбиқ этиб, (77.5) тенгликни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$-s_1dT + v_1dp = -s_2dT + v_2dp,$$

бундан

$$dp\ (v_2 - v_1) = dT(s_2 - s_1)$$

ёки

$$\frac{dp}{dT} = \frac{s_2 - s_1}{v_2 - v_1} \tag{79.2}$$

бунда s_1, v_1 ва s_2, v_2 лар системадаги биринчи ва иккинчи фазадаги моддаларнинг солиштирма энтропияси ва солиштирма ҳажми.

Фазалар айланиши қайтувчан жараёндан иборат бўлганлиги сабабли, бир фазадан иккинчи фазага ўтишда ажралган ёки ютилган иссиқлик миқдори учун (63.1) муносабатни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dQ = TdS. \tag{79.3}$$

Биринчи тур фазалар айланишида иссиқлик ютилиши ёки ажралиши содир бўлади. Шунга мос равишда модда бир фазадан иккинчи фазага (маълумки, бунда ҳарорат ўзгармасдан қолади) ўтганда унинг энтропияси сакраб ўзгаради. Массаси бир бирлик бўлган модданинг бир фазадан иккинчи фазага ўтишида ютилган ёки ажралган иссиқлик миқдори фаза айланишнинг *солиштирма иссиқлиги* деб аталади ва уни (79.3) муносабат асосида қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$q = T\ (s_2 - s_1). \tag{79.4}$$

(79.4) муносабатдан фойдаланиб, (79.2) тенгламани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{q}{T\ (v_2 - v_1)}. \tag{79.5}$$

(79.5) ифода *Клапейрон — Клаузиус тенгламаси* деб аталади.

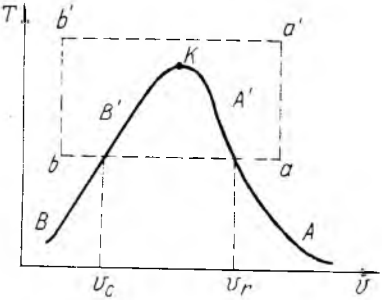
Клапейрон — Клаузиус тенгламаси фазалар айланишининг вужудга келтирувчи босим билан ҳарорат орасидаги ўзаро боғланишни ифодалайди. Агар бир фазадан иккинчи фазага ўтишдаги фаза айланишининг солиштирма иссиқлиги q, шунингдек биринчи ва иккинчи фазадаги модда солиштирма ҳажмлари v_1 ва v_2 нинг ҳароратга боғлиқлиги маълум бўлса, (79.5) дифференциал тенгламани ечиб, босимнинг ҳароратга қандай тарзда боғлиқ эканлигини аниқлаш мумкин.

(79.5) тенгламадан $\frac{dp}{dT}$ нинг ишораси модданинг бир фазадан иккинчи фазага ўтишида иссиқлик ютилиши ёки ажралишига ва модда солиштирма ҳажмининг ортиши ёки камайишига боғлиқ эканлигини кўриш мумкин. Агар фаза айланишида иссиқлик ютиладиган (фаза айланишининг солиштирма иссиқлиги мусбат катталикдан иборат) бўлса ва солиштирма ҳажм камайса (ортса) $\frac{dp}{dT}$ нинг ишораси мусбат (манфий) бўлиб, босимнинг ортиши ҳароратнинг кўтарилишига (пасайишига) олиб келади. Масалан, сувнинг қаттиқ ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтишида унинг солиштирма ҳажми камаяди, яъни $v_2 < v_1$ ва шунинг учун ҳам (79.5) тенгламага асосан $\frac{dp}{dT} < 0$. Бошқача айтганда, босимнинг ортиб бориши музнинг суюлиш ҳароратини пасайишига олиб келади.

80-§. КРИТИК НУҚТА

Берилган модданинг суюқ фазадан газсимон фазага ёки газсимон фазадан суюқ фазага ўтиши бир-бири билан ўзаро боғланган қандай ҳарорат ва босимларда содир бўлишини 78- § да кўриб ўтдик.

Тажрибаларда олинган маълумотлар бу боғланишни тасвирловчи 74- расмдаги *AK* чизиги ҳар бир модда учун аниқ бошланғич ва охирги нуқталарга эга эканлигини кўрсатади.



75- расм.

Бу параграфда охирги нуқта — *K* нуқта билан танишиб чиқайлик. Бунинг учун *T*, *v* (ҳарорат ва солиштирма ҳажм) текислигида тасвирланган фаза диаграммасини таҳлил қилайлик (75-расм). Берилган ҳароратда босимнинг кичик қийматларида, яъни солиштирма ҳажмнинг катта қийматларида система газсимон ҳолатда бўлади. Фараз қилайлик, шундай ҳолатлардан бири *a* нуқта орқали тасвирлансин. Агар шу ҳолатда турган газни ҳарорат ўзгармас бўлган шароитда сиқила бошланса, вужудга келаётган ҳолатни тасвирловчи нуқта *v* ўқига параллел тарзда *ab* чизиғи бўйлаб силжийди. Изотермик равишда сиқилаётган газнинг босими ортиб боради ва маълум қийматга эришганида (унга мос равишда солиштирма ҳажм v_r га тенг бўлганда) газнинг конденсацияланиши бошланади. Газнинг сиқилиши давом эттирилса, конденсацияланиш натижасида системанинг суюқликка айланган қисми ортиб боради, газсимон ҳолатдаги қисми эса камайиб боради ва ниҳоят солиштирма ҳажм

v_c га тенг бўлганда, бутун система батамом суюқликка айланади. Бундан кейинги сиқилишларда система фақат суюқ ҳолатда бўлади. Модданинг газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтабошлашига тўғри келувчи $v_г$ ва модданинг суюқ ҳолатдан газсимон ҳолатга ўтабошлашига тўғри келувчи v_c ларнинг ҳароратга боғлиқлиги AA' ва BB' кесма орқали тасвирланади. Бу чизиқлар диаграмма текислигини уч қисмга ажратади. Диаграмманинг AA' кесмадан ўнг томонда ётган соҳаси модданинг бир жинсли газсимон ҳолатини ифодалайди. BB' кесмадан чап томонда ётган соҳаси унинг бир жинсли суюқ ҳолатини ва AA' ҳам BB' кесмалари орасидаги соҳа эса бир вақтнинг ўзида модданинг ҳам газсимон, ҳам суюқ ҳолатининг биргаликда мавжуд бўлишини ифодалайди. Ҳарорат ортиши билан унинг битта қийматига тўғри келувчи $v_г$ ва v_c ларнинг миқдорлари бир-бирига яқинлашиб боради. Чунки ҳарорат ортаборган сари суюқлик кенгая боради ва шунга мос равишда унинг солиштирма ҳажми ортиб боради. Иккинчи томондан, ҳарорат кўтарила борган сари суюқлик тўйинган буғининг солиштирма ҳажми камайиб боради.

Ниҳоят ҳароратнинг маълум бир қийматида суюқлик ва буғнинг солиштирма ҳажмлари бир хил қийматга эга бўлади, бу жараён 75-расмда AA' ва BB' кесимлар бирор K нуқтада ўзаро туташиши орқали ифодаланади. Системанинг K нуқта орқали тасвирланадиган ҳолатида суюқлик билан буғ орасида ҳеч қандай фарқ қолмайди. K нуқтадан юқорида иккала фаза айнан бир хил бўлади. Суюқлик билан буғ ўртасидаги мувозанатни характерловчи p, T фаза диаграммасидаги (74-расм) чизиқ K нуқтада тугайди. K нуқта критик нуқта деб номланади ва унга мос келувчи босим, ҳажм ва ҳарорат эса критик босим, критик ҳажм ҳамда критик ҳарорат деб аталади. Критик нуқтада модданинг бир фазадан иккинчи фазага ўтиши узлуксиз равишда содир бўлади. Критик нуқтанинг мавжудлиги модданинг суюқ ва газсимон ҳолатлари орасида муҳим тафовут йўқ эканлигини кўрсатади. Буни, хусусан қуйидаги мисолда кузатиш мумкин. Юқорида ҳолати a нуқта орқали ифодаланувчи газнинг изотермик тарзда узлуксиз сиқа борилса, солиштирма ҳажм $v_г$ га тенглашганда суюлиш бошланишини, солиштирма ҳажм v_c қийматга эришганда эса газ суюқликка батамом айланиб бўлганлигини, кейинги сиқилиш суюқлик сиқилишидек юз беришини, солиштирма ҳажм $v_г$ дан кичик ва v_c дан катта бўлган ҳолларда система суюқ ва газсимон фазалардан ташкил топган эканлигини ва улар ўзаро мувозанатда бўлишини кўриб ўтдик.

Лекин моддани a ҳолатдан b ҳолатга ҳамма вақт бир жинсли, яъни бир фазада қолган равишда ўтказиш ҳам мумкин. Масалан, a ҳолатдан изохорик тарзда система ҳароратини критик ҳароратдан юқори бўлган қиймат (a' нуқта)га эришгунча кўтариш мумкин. Сўнгра изотермик тарзда системани a' дан b' ҳолатга, уни бир фазали бўлиб қолган ҳолда ўтказиш мумкин, чунки критик ҳароратдан юқори ҳароратларда модда бир фазали бўлиб қолади. b' ҳолатдан изохорик тарзда b ҳолатга ўтказиш мумкин. Модданинг a ҳолатдан a', b' ҳолатлар орқали b ҳолатга ўтишида ҳеч қаерда унинг хусусияти сакраб ўзгармайди, балки узлуксиз тарзда газдан суюқликка ўтиши кузатилади.

Демак, модданинг суюқ ва газсимон ҳолатлари орасида муҳим фарқ йўқ экан. Лекин модданинг кристалл қаттиқ ҳолати билан унинг суюқ ёки газсимон ҳолатлари орасида муҳим тафовут борлиги туфайли қаттиқ ҳолатдан суюқ ёки газ ҳолатга (шунингдек, акс йўналишда) ўтиши модда хусусиятини сакраб ўзгаришсиз юз бериши мумкин эмас. Шунинг учун ҳам модданинг қаттиқ ҳолатдан суюқ ҳолатга (ёки акс йўналишда) айланиш жараёнида критик нуқтанинг мавжуд бўлиши мумкин эмас.

81-§. ВАН-ДЕР-ВААЛЬС ТЕНГЛАМАСИ

Суюқликнинг буғланиши ва қаттиқ жисмнинг сублимацияланиши (газ ҳолатга ўтиши) натижасида ҳосил бўлган газлар фақат уларни ташкил этувчи молекулалар зичлиги кичкина қийматларга эга бўлган шароитдагина (50.4) формула билан ифодаланувчи

$$pV = \frac{m}{M} RT \qquad (81.1)$$

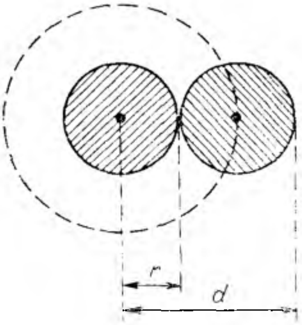
Клапейрон — Менделеев тенгламасига бўйсунади.

Клапейрон — Менделеев тенгламаси таркибидаги молекулаларнинг хусусий ҳажмлари ва молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучларини эътиборга олмаслик мумкин бўлган, идеал газ деб номланган газлар учун ўринлидир. Бу тенгламадан кўринадики, m ва M берилган система учун ўзгармас катталиклардир. Агар ҳароратни (унинг ҳар қандай қийматларида) ўзгармас тарзда сақлаб, босимни орттириб борилса, унга мос равишда ҳажмнинг қиймати узлуксиз камайиб боради. Бунда модда газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтмайди.

Демак, Клапейрон — Менделеев тенгламаси зичлиги катта бўлган реал газларнинг характерини ва модданинг газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтишини тўғри акс эттирмас экан. Лекин бу тенгламадан фойдаланиб идеал ва реал газлар орасидаги тафовутни, яъни реал газ таркибидаги молекулаларнинг маълум хусусий ҳажмга эга эканлиги ҳамда улар ўртасида ҳар доим ўзаро таъсир кучлари мавжудлигини эътиборга олган ҳолда реал газ характерини тўғри ифодаловчи тенгламани келтириб чиқариш мумкин. Масалани соддалаштириш учун (81.1) тенгламанинг бир моль газ учун ёзилган

$$pV_м = RT \qquad (81.2)$$

ифодасидан фойдаланамиз. Умуман, газ таркибидаги молекулалар бирор макроскопик қаттиқ жисм каби аниқ хусусий ҳажмга эга эмас. Буни $V_м$ ҳажмни эгаллаган икки молекуланинг ўзаро тўқнашиши мисолида кўриб чиқайлик. Молекулалар бир-бирига жуда қисқа масофаларгача яқинлашганларида улар орасида итаришиш кучлари вужудга келади. Шунинг учун ҳам иккала молекула марказлари молекуланинг эффектив диаметридан кичик бўлган масофага яқин кела олмайди. Ўзаро итаришиш кучлари қанча катта бўлса, молекулаларнинг эффектив диаметри ҳам шунча катта бўлади. 76-расмдан кўринадики, иккала молекула марказларининг ҳаракатланиши мумкин бўлмаган ҳажм радиуси эффектив диаметрдек бўлган сферик ҳажмга тенг. Агар молекуланинг эффектив радиусини r деб олсак, бу ҳажм $\frac{4}{3}\pi d^3 = \frac{4}{3}\pi (2r)^3$ га тенг, яъни молекуланинг эффектив ҳажмидан саккиз марта каттадир. Демак, кузатилаётган молекуладан бошқа яна бир дона молекуланинг мавжудлиги туфайли ҳар бир молекулага тўғри келувчи у ҳаракатланиши мумкин бўлмаган ҳажм тўртта эффектив ҳажмдан иборат экан. Агар $V_м$ ҳажмда $N_А$ молекулалардан ташкил топган бир моль газ жойлашганлигини эътиборга олсак, молекулаларнинг ҳаракатланиши мумкин бўлган ҳажм $V_м - b$ дан иборат эканини тушуниш қийин эмас, бунда

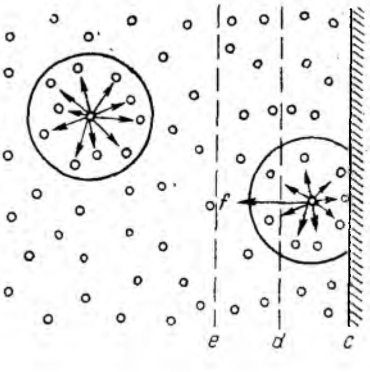


76-расм.

$$b = N_А 4\frac{4}{3}\pi r^3.$$

Молекулалар марказлари орасидаги масофа молекулаларнинг эффектив диаметридан катта бўлган ҳолларда улар ўртасидаги ўзаро тортишиш кучлари жуда кичик қийматни ташкил этади. Бу кучлар масофа ортиб борган сари кескин камайиб кетади ва шунинг учун молекулалар марказлари орасидаги масофа бирор d_0 дан катта бўлганда улар ўртасидаги ўзаро таъсир кучларини эътиборга олмаса ҳам бўлади. Агар радиуси d_0 га тенг бўлган сферик сирт марказига молекула жойлашган деб фараз қилсак, бу молекула марказлари шу сферик сирт ичига жойлашган ҳамма бошқа молекулалар билан ўзаро тортишади.

Молекулалар ўзаро тортишиш кучларининг газ ҳажми ичидаги молекулага ва идиш деворига яқин турган молекулага кўрсатаётган таъсирини кўриб ўтайлик (77-расм). Идиш деворидан d_0 ва ундан катта масофада жойлашган ҳар бир молекулага марказлари сферик сирт ичига жойлашган молекулалар таъсир этади. Бу таъсир этаётган тортишиш кучларининг тенг таъсир этувчиси нолга тенг. Деворга яқин жойлашган ҳар бир молекулага газнинг бошқа молекулалари томонидан таъсир этаётган тортишиш кучларининг йиғиндиси f нолдан фарқли бўлиб, идиш деворига тик ва газ ҳажмининг ичига қараб йўналган.



77-расм.

Шуни алоҳида таъкидлаб ўтиш керакки, девор яқинида жойлашган исталган молекулага фақат газни ташкил этувчи бошқа молекулалар эмас, балки девор таркибидаги молекулалар ҳам таъсир кўрсатиши керак. Лекин ҳарорат ўзгармасдан қоладиган ва молекулаларнинг идиш деворига ёпишиши юз бермайдиган ҳолларда деворга урилиб қайтаётган молекулаларнинг ўртача тезлиги деворга урилувчи молекулаларнинг ўртача тезлигига тенг бўлади. Шунинг учун ҳам тажрибалар берилган газнинг ҳарорати ва эгаллаган ҳажми ўзгармас бўлган шароитда

$$p = nkT$$

тенглик аниқ бажарилишини, яъни босим қиймати ихтиёрий вақт мобайнида бир хилда сақланиб қолишини кўрсатади.

Бу эса молекулаларнинг деворга урилишлари соф эластик урилишдан иборат ва идиш деворининг газ молекулаларига кўрсатаётган таъсир кучини эътиборга олмаслик мумкин, деб ҳисоблашга имкон беради. 77-расмда кўрсатилгандек, бир-биридан d_0 масофа узоқликда бўлган c ва d қатламлар оралиғида жойлашган ҳар бир молекулага шу қатламлар оралиғидаги қўшни молекулалардан ташқари e ва d қатламлар оралиғидаги молекулаларгина таъсир кўрсатиши мумкин. Шунинг учун c ва d қатламлар оралиғидаги ҳар бир молекулага таъсир этаётган кучларнинг тенг таъсир этувчиси f, d ва c қатламлар орасидаги молекулаларнинг зичлиги n га тўғри пропорционал. c ва d қатламлар ичидаги молекулаларга таъсир этаётган f кучларнинг идиш деворининг бирлик юзига тўғри келувчи миқдори молекулалар орасида ўзаро тортишиш кучларининг мавжудлиги туфайли вужудга келган қўшимча эффектив ички босимни ифодалайди. Ўз навбатида бирлик юзга тўғри келувчи f ларнинг йиғиндиси c ва d қатлам оралиғидаги газ молекулаларининг зичлигига тўғри пропорционалдир. Буларни эътиборга олган ҳолда ички босимни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$p_i = a'n^2, \text{ чунки } f \sim n, \ p_i \sim fn \text{ ва } p_i \sim n^2,$$

бунда a' — ўзаро тортишишаётган молекулаларнинг табиатига боғлиқ бўлган ўзгармас катталикдир.

Газ молекулаларининг зичлиги $n = \frac{N_A}{V_м}$ эканлиги сабабли юқоридаги тенглик қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$p_i = a' \frac{N_A^2}{V_м^2} \text{ ёки } p_i = \frac{a}{V_м^2},$$

бунда $a = a'N_A^2$ — берилган газ учун ўзгармас катталик.

Агар молекулалар орасида мавжуд бўлган ўзаро тортишиш кучларини қандайдир усул билан йўқотиш мумкин бўлса, газ ҳажми ўзгармасдан қолиши учун ташқи босим миқдорини p_i қадар орттириш зарурдир. Шундай қилиб, (81.2) тенглама асосида идеал ва реал газлар орасидаги тафовутни ҳисобга олган ҳолда, бир моль реал газ учун қуйидаги тенгламани ёзиш мумкин:

$$\left(p+\frac{a}{V_{\text{м}}^2}\right)(V_{\text{м}}-b)=RT. \qquad (81.3)$$

Бу тенглама 1873 йилда Ван-дер-Ваальс томонидан назарий жиҳатидан келтириб чиқарилгани учун уни Ван-дер-Ваальс тенгламаси деб аталади.

Берилган реал газ ҳажми $V_{\text{м}}$ ортабошлаган сари молекулалар орасидаги масофа ҳам ортиб боради. Бу эса молекулаларнинг ўзаро таъсир кучларини тезлик билан камайиб кетишига ва молекулалар эффектив ҳажмларининг йиғиндиси газ эгаллаган ҳажмнинг ортиб бораётган миқдорига нисбатан жуда кичик бўлиб боришига олиб келади. Шунинг учун ҳам $V_{\text{м}}$ нинг катта қийматларида p га нисбатан $\frac{a}{V_{\text{м}}^2}$ ни ва $V_{\text{м}}$ га нисбатан b ни ҳисобга олмаса ҳам бўлади ва бундай шароитда реал газнинг ҳолат тенгламаси (81.3) идеал газнинг ҳолат тенгламаси (81.2) га айланади.

Бошқача айтганда, молекулалар зичлиги камайиб борган сари реал газлар ўзларининг хусусиятлари бўйича идеал газларга яқинлашиб боради. Бундай ҳолларда кўпчилик масалаларни ҳал этиш учун содда кўринишдаги идеал газ ҳолат тенгламасидан фойдаланиш мумкин. Лекин молекулалар зичлиги катта бўлган ҳолларда идеал газ ҳолат тенгламасидан фойдаланиш катта хатоликларга олиб келади. Шунинг учун газ зичлиги нисбатан катта бўлганда Ван-дер-Ваальс тенгламасидан фойдаланиш мақсадга мувофиқдир. Чунки бу тенглама идеал газ ҳолат тенгламасига қараганда реал газ характерини анча тўғрироқ ифодалайди. Аммо, шу билан биргаликда, Ван-дер-Ваальс тенгламаси қатор камчиликларга ҳам эгадир.

Масалан, тажрибаларнинг кўрсатишича, ушбу тенгламада берилган газ учун ўзгармас катталиклар деб ҳисобланган a ва b аслида ҳароратга мос равишда ўзгариб боради. Бундан ташқари, Ван-дер-Ваальс тенгламаси бўйича ҳарорат ўзгармас бўлганда олинган босимнинг ҳажмга боғланишини тасвирловчи изотермалар тажриба асосида олинган изотермалардан фарқ қилади.

Ҳолатлари Ван-дер-Ваальс тенгламасига кўра тўла аниқланувчи газлар *Ван-дер-Ваальс газлари* деб аталади.

82-§. ВАН-ДЕР-ВААЛЬС ИЗОТЕРМАЛАРИ

Ван-дер-Ваальс газининг ҳолати уни характерловчи параметрлардан бироргасининг ортиб ёки камайиб бориши натижасида қандай ўзгаришини ва бунинг натижасида қандай ҳодисалар кузатилиши мумкин эканлигини таҳлил қилиб чиқайлик. Бунинг учун Ван-дер-Ваальс тенгламаси орқали аниқланган изотермаларни тажриба асосида олинган изотермалар билан ўзаро таққослайлик. Агар ҳарорат ўзгармасдан қолади деб ҳисобланса, Ван-дер-Ваальс изотермаларини ифодаловчи тенгламани (81.3) муносабатдан фойдаланиб, қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$p = \frac{RT}{V_{\text{м}} - b} - \frac{a}{V_{\text{м}}^2}. \qquad (82.1)$$

Маълумки, берилган газнинг эгаллаган ҳажми, босим ўзгармасдан қоладиган ҳолларда, ҳароратнинг кўтарилиши билан ортиб боради. Шунинг учун ҳам ҳароратнинг жуда катта қийматларида (82.1) муносабатнинг ўнг қисмидаги иккинчи ҳадни биринчи ҳадга нисбатан жуда кичкина қийматга эга эканлигини эътиборга олиб, ташлаб юборса ҳам бўлади, яъни

$$p = \frac{RT}{V_{\text{м}} - b}.$$

Бу тенгламадан кўринадики, ҳароратнинг етарли даражада катта қийматларида босимнинг ҳар бир қийматига ҳажмнинг аниқ битта қиймати тўғри келади. Лекин ҳароратнинг кичик қийматларида (82.1) муносабатга асосан босимнинг ҳажмга боғлиқлиги мураккаб характерга эгадир.

Ҳароратнинг ҳар қандай қийматларида изотермаларни ўрганиш учун (81.3) тенгламадаги қавсларни очиб чиқиб, ҳосил бўлган ифодани $V_{\text{м}}^2$ га кўпайтирилса, қуйидаги муносабат ҳосил бўлади:

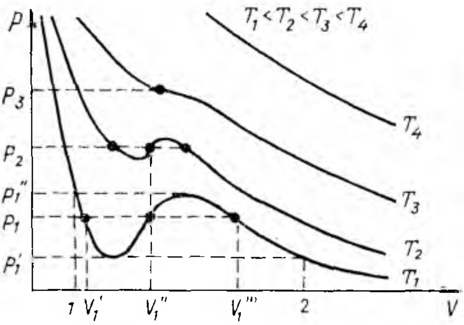
$$pV_{\text{м}}^3 - (RT + pb)\, V_{\text{м}}^2 + aV_{\text{м}} - ab = 0.$$

Тенгликнинг иккала қисмини p га бўлиб юборилса,

$$V_{\text{м}}^3 - \left(\frac{R\text{T}}{p} + b\right) V_{\text{м}}^2 + \frac{a}{p}\, V_{\text{м}} - \frac{ab}{p} = 0. \qquad (82.2)$$

Бу параграфда ҳамма мулоҳазалар бир моль моддага тегишли бўлганлиги учун параметрларнинг бир молга тегишли эканлигини кўрсатувчи *м* индексни тушириб қолдирамиз.

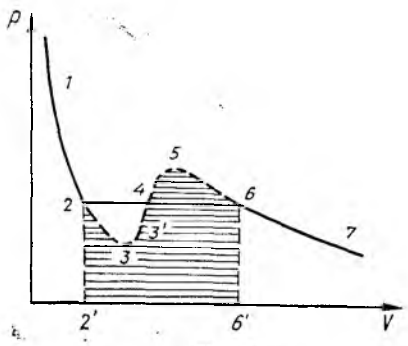
(82.2) муносабат босим ва ҳароратнинг берилган қийматларида ҳажмга нисбатан учинчи даражали тенгламадир. Учинчи даражали тенглама учта ечимга эга бўлиб, улардан биттаси ҳақиқий, қолганлари мавҳум бўлиши ёки учала ечим ҳам ҳақиқий бўлиши мумкин. Газнинг эгаллаган ҳажми ҳақиқий катталик бўлганлиги учун тенгламанинг фақат ҳақиқий ечимлари физик мазмунга эгадир. 78-расмда ҳароратнинг турли хил қийматлари учун Ван-дер-Ваальс тенгламасининг изотермалари тасвирланган. Ҳароратнинг кичик қийматларида ҳар бир изотерма битта максимум ва



78-расм.

битта минимумга эга. Босим ва ҳажмнинг маълум соҳасида босимнинг ҳар бир қийматига ҳажмнинг учта қиймати тўғри келади, яъни тенгламанинг учала ечими ҳам ҳақиқий бўлади.

Масалан, 78-расмда ҳарорат T_1 бўлганда босимнинг p_1' дан p_1'' гача ва унга мос равишда ҳажмнинг *1* дан *2* гача бўлган соҳасида босимнинг ҳар бир қийматига ҳажмнинг учта ҳақиқий қиймати тўғри келади, хусусан p_1 га V_1', V_1'' ва V_1''' қиймат мос келади. Ҳарорат кўтарилган сари бу соҳалар торайиб боради.



79- расм.

Ҳароратнинг катта қийматларида Ван-дер-Ваальс тенгламаси асосида олинган изотермалар экспериментал изотермалардан деярли фарқ қилмайди. Лекин ҳароратнинг кичик қийматларида улар орасида муҳим тафовут мавжуддир. 79-расмда бир хил газ учун бир хил ҳароратда олинган экспериментал изотерма (қалин чизиқ) ва Ван-дер-Ваальс изотермаси (пунктир чизиқ) келтирилган. *1* дан *2* гача ва *6* дан *7* гача оралиқларда изотермалар бир-бирига мос келади. Аммо назарий изотермадаги *2—3—4—5—6* мураккаб эгри чизиқ соҳаси, яъни максимум ва минимумнинг кузатилиш соҳаси экспериментал изотермада 2—6 горизонтал тўғри чизиқ билан алмашган.

Ван-дер-Ваальс изотермасидаги ҳар бир нуқта модданинг алоҳида ҳолатини ифодалайди. Бир жинсли модданинг ҳолати турғун ҳолатдан иборат бўлиши учун

$$\left(\frac{dp}{dV}\right)_T < 0 \qquad (82.3)$$

шарт бажарилиши лозим, яъни ҳарорат ўзгармас бўлган шароитда мазкур модданинг ҳажми ортса, унинг босими албатта камайиши керак.

1—2—3 ва *5—6—7* қисмларда ҳажмнинг камая бориши билан босим ортиб боради.

Демак, изотерманинг бу қисмларига тўғри келувчи ҳар бир ҳолатни амалда кузатиш мумкин. Ван-дер-Ваальс изотермасининг *3—4—5* қисмида эса бир жинсли модда ҳажмининг сиқилиши босимнинг камайишига олиб келади, чунки $\left(\frac{dp}{dV}\right)_T > 0$. Бу қисмга тўғри келувчи ҳолатларни тажрибада сира ҳосил қилиб бўлмайди, чунки улар бир жинсли модданинг бутунлай турғунмас ҳолатига тегишлидир. Фараз қилайлик, ҳажмнинг сиқилиши босимнинг камайишига олиб келувчи хусусиятга эга бўлган модда мавжуд бўлиб, қандайдир усул билан унинг 3′ нуқта орқали тасвирланувчи ҳолати юзага келтирилган бўлсин. Маълумки, флуктуация натижасида мувозанат ҳолатда бўлган ҳар қандай жисмнинг турли кичик қисмларида зичлик (босим), ҳарорат ва бошқа катталиклар жуда кам миқдорда бўлса ҳам ўзгариб туради. Шунинг учун 3′ нуқта орқали ифодаланувчи жисмнинг бирор кичик қисмини тасодифан сиқилиши босимни камайишига олиб келади. Натижада кичик қисм босими атроф муҳит босимидан кичик бўлиб қолади, бу эса кичик қисмнинг янада сиқилишига сабабчи бўлади. Ҳажм кичрайишининг босим камайишига, босим камайишининг ҳажм кичрайишига олиб келувчи жараёнлар тобора жадаллашиб модданинг *3* нуқта орқали тасвирланган ҳолатига ўтгунча давом этади. Чунки 3 нуқтадан бошлаб (82.3) шарт бажарилади. Келтирилган мулоҳазадан кўринадики, модданинг Ван-дер-Ваальс изотермасидаги *3—4—5* қисм орқали ифодаланувчи ҳолатлар бутунлай турғунмас ҳолатлардан иборат бўлиши керак. Шунинг учун ҳам бу ҳолатларни учратиш ёки тажрибада ҳосил қилиш мумкин эмас.

Олдинги параграфларда танишиб ўтганимиздек, изотерманинг *1—2—3* ва *5—6—7* қисмлари модданинг суюқ ва газсимон ҳолатларига тўғри келади. Ван-дер-Ваальс тенгламасига асосан модданинг газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтиши бутунлай турғун бўлмаган ҳолатлар (*3—4—5* чизиғи) орқали юз беради. Тажрибаларда олинган маълумотлар модданинг газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтиши горизонтал *2—6* чизиғи бўйича юз беришини кўрсатади. Яъни *6* нуқтада модданинг газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтиши бошланади ва *2* нуқтада модда бутунлай суюқ ҳолатга ўтади. Суюқлик кам сиқилувчанлик хусусиятига эга бўлганлиги учун унинг ҳажмини янада сиқила бошлаши босимнинг жадаллик билан ортиб боришига сабабчи бўлади ва бу ҳолатлар *1—2* чизиғи орқали ифодаланади. Лекин Ван-дер-Ваальс тенгламасидан фойдаланиб, горизонтал *2—6* чизиғи назарий изотерманинг қайси қисмига жойлашганлигини, яъни берилган ҳароратда модданинг газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтиши қандай босимда юз беришини аниқлаб бўлмайди. Уни термодинамик мулоҳазалар орқали аниқлаш мумкин.

Масалан, моддани *2* ҳолатдан *6* ҳолатга *2—6* изотерма ёки Ван-дер-Ваальс тенгламаси асосида аниқланган *2—3—4—5—6* изотерма орқали ўтказиш мумкин. Ҳар бир ҳолатда модда аниқ энтропияга эга. Модданинг *2* ҳолатдан *6* ҳолатга икки хил изотерма орқали ўтиши қайтувчан жараёнлардан иборат бўлганлиги учун, иккала ўтиш қандай усул билан содир бўлишидан қатъи назар бу жараёнларда энтропиянинг ўзгариши бир хилдир, яъни

$$\int\limits_{2-6} \frac{dQ}{T} = \int\limits_{2-3-4-5-6} \frac{dQ}{T}. \qquad (82.4)$$

Термодинамиканинг биринчи қонунига асосан

$$dQ = dU + pdV$$

ва *2* ҳолатдан *6* ҳолатга ўтиш ҳарорат ўзгармас бўлган шароитда юз бераётганлигини эътиборга олиб, (82.4) муносабатни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$U\ (6)-U\ (2)+\int\limits_{2-6} pdV=U\ (6)-U\ (2)+\int\limits_{2-3-4-5-6} pdV$$

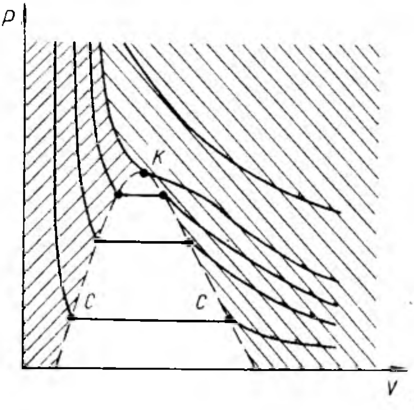
ёки

$$\int\limits_{2-6} pdV=\int\limits_{2-3-4-5-6} pdV. \tag{82.5}$$

(82.5) муносабат 79-расмда ифодаланганидек, *2—6—6′—2′* тўғри тўртбурчак юзи *2—3—4—5—6—6′—2′* эгри чизиқли шакл юзига тенг эканлигини кўрсатади.

Демак, горизонтал *2—6* чизиғи шундай баландликка ўтказилиши керакки, натижада ҳосил бўлган *2—4—3—2* ва *4—5—6—4* чизиқлари билан чегараланган юзалар ўзаро тенг бўлсин.

(82.5) тенглик бажариладиган тарзда ҳар бир Ван-дер-Ваальс изотермасига ўтказилган горизонтал чизиқ бўйича аниқланувчи босимга ҳажмнинг учта қиймати тўғри келади (78-расмга қаранг). Ҳарорат кўтарилиши билан изотерманинг горизонтал тўғри чизиқли қисми қисқариб боради ва критик ҳароратда бу тўғри чизиқ нуқтага айланиб қолади. Шунингдек, ҳарорат ортиши билан босимнинг битта қийматига тўғри келувчи ҳажмнинг учта қиймати бир-бирига яқинлашиб боради ва критик нуқтада улар ўзаро тенг бўлади. Агар тажриба асосида аниқланган изотермаларнинг горизонтал қисмларининг бошланғич нуқталарини, шунингдек шу қисмларга тегишли охирги нуқталарни ўзаро бирлаштирилса, ҳосил бўлган *C* эгри чизиқ орасидаги соҳа модданинг икки фазали ҳолатини тасвирлайди (80-расм). *p, V,* диаграмманинг *C* эгри чизиғи ва критик ҳароратдаги изотерманинг *K* нуқтадан юқорида ётувчи қисмидан чап соҳаси модданинг бир жинсли суюқ ҳолатларини ва *C* эгри чизиғи ҳамда критик ҳароратдаги изотерманинг *K* нуқтадан юқорида ётувчи қисмидан ўнгдаги соҳаси эса модданинг бир жинсли газсимон ҳолатини ифодалайди. Критик ҳароратдан юқори ҳароратларда босимнинг ҳар қандай қийматига ҳажмнинг битта қиймати тўғри келади ва модда фақат газсимон ҳолатда бўлади.

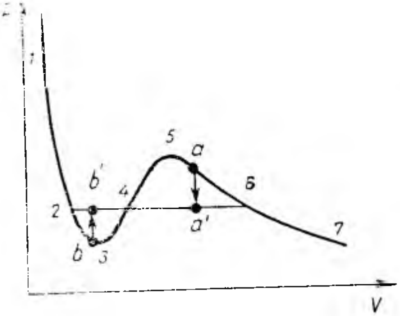


80-расм.

Юқоридаги мулоҳазалардан кўринадики, Ван-дер-Ваальс тенгламаси модданинг газсимон ҳолатининг хусусиятини идеал газ ҳолат тенгламасига қараганда аниқроқ тасвирлабгина қолмай, модданинг газсимон фазадан суюқ фазага ўтишини ва суюқликнинг сиқилиш жараёнини ҳам тасвирлар экан.

83-§. МЕТАСТАБИЛ ҲОЛАТЛАР

Аввалги параграфда Ван-дер-Ваальс изотермаси билан тажрибада олинган изотермани ўзаро таққослаб, реал шароитда берилган газ ҳажмини ҳарорат ўзгармас қийматга эга бўлган ҳолда камайтирила борилса, босимнинг ортиб бориши ва бу ортиш фақат *6* нуқта (81-расм) орқали тасвирланувчи ҳолатга боргунича давом этишини, сўнгра ҳажмнинг камайишига қарамасдан 2 нуқта орқали ифодаланувчи ҳолатга етгунича босим ўзгармасдан қолишини ва ундан кейинги ҳажмнинг камайиши эса босимнинг кескин катталашиб кетишига олиб келишини кўриб ўтдик. *6* нуқтада модданинг газсимон фазадан суюқ фазага айланиши бошланади ва *2* нуқтага етганида батамом суюқ *фазага* айланади. Бу орада ўзининг суюқлиги билан мувозанатда бўлган газ, яъни тўйинган буғ босими ўзгармасдан қолади. Изотермалар орасидаги фарқ шундан иборатки, тажрибада олинган изотерманинг *2—6* тўғри чизиқли қисмига Ван-дер-Ваальс изотермасининг максимум ва минимумдан иборат *2—3—4—5—6* қисми тўгри келади. *3—4—5* чизиғн устидаги нуқталар орқали тасвирланувчи ҳолатлар мутлақо турғун бўлмаган ҳолатлардир. Аммо эгри чизиқнинг *2—3* ва *5—6* қисмларида



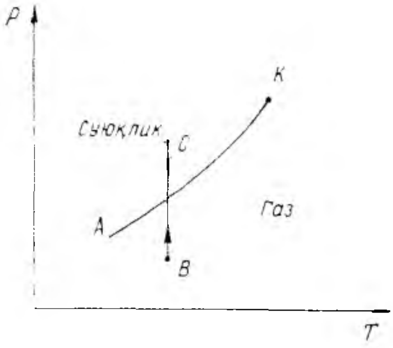
81-расм.

$$\left(\frac{dp}{dV}\right)_T < 0$$

тенгсизлик бажарилади. Ушбу қисмларга тегишли ҳолатларнинг юзага келишини тақиқловчи бирорта сабаб йўқ. Ван-дер-Ваальс изотермасининг шу қисмлари модданинг қандай ҳолатларини ифодалаши билан танишиб чиқайлик. Тажрибалар *2—3* ва *5—6* қисмларга тегишли ҳолатларни амалда кузатиш мумкин эканлигини кўрсатади. *5—6* қисм *7—6* қисмнинг давоми бўлганлиги учун, бу қисмга тегишли ҳолатларда модда газсимон фазада бўлади. Лекин бу қисмга тўғри келувчи исталган ҳолатда газнинг босими шу ҳароратга тегишли тўйинган буғ босимидан каттадир.

6—5 қисмга тегишли ҳолатлардаги модда *ўта тўйинган буғ* деб аталади. Ўта тўйинган буғ модданинг шундай ҳолатики, унда берилган ҳарорат ва босимда суюқ ҳолатда бўлиши керак бўлган модда ўзининг хусусиятлари бўйича газсимон кўринишда сақланиб қолади. Шунингдек *2—3* қисм *1—2* қисмнинг давоми бўлганлиги учун бу қисмга тўғри келувчи ҳолатларда модда суюқ фазада бўлади, 2—3 ҳолатлардаги модда *ўта қиздирилган суюқлик* деб аталади.

Ўта қиздирилган суюқлик модданинг шундай ҳолатики, унда модда ўзини характерловчи параметрларга кўра газсимон ҳолатда бўлиши кераклигига қарамасдан, барча хусусиятлари бўйича суюқлик кўринишида сақланиб қолади. Ўта тўйинган буғ ва ўта қиздирилган суюқлик қандай шароитларда ҳосил қилиниши мумкин эканлигини кўриб чиқайлик. Умуман, буғнинг конденсацияланиши, яъни газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтиши ҳар қандай шароитда ҳам содир бўлавермайди. Бунинг учун буғ таркибида конденсация маркази деб аталувчи марказлар мавжуд бўлиши зарур. Бундай марказлар вазифасини турли майда чанг доначалари, зарядланган зарралар ўйнаши мумкин. Агар конденсация марказларидан тозаланган буғ ҳажмини ҳарорат ўзгармас бўлган шароитда камайтириб борилса, унга мос равишда буғ босими ортиб боради. Буни *p*, *T* диаграммада қуйидагича тасвирлаш мумкин (82-расм).



82- расм.

Модда ҳолатини ифодаловчи *B* нуқта ордината ўқига параллел тарзда юқорига силжиб боради ва *AK* фазалар айланиши чизиғини кесганида модданинг газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтиши юз бермайди. Ҳажмни яна камайтирилса, модданинг ҳолатини ифодаловчи нуқта суюқ фаза соҳасидан ўрин олади (*C* нуқта). Лекин модданинг бир жинсли газсимон ҳолати сақланиб қолади, яъни ўта тўйинган буғ ҳосил бўлади. Бу ўта тўйинган буғ ҳолатини 81-расмда шартли равишда *a* нуқта орқали тасвирлаш мумкин. Агар ўта тўйинган буғ эгаллаган ҳажмда қандайдир усул билан оз миқдорда бўлса ҳам конденсация марказлари пайдо бўлса, буғнинг маълум қисми тезлик билан суюқликка айланади ва модданинг икки фазали турғун ҳолати *a*′ вужудга келади.

Ўта қиздирилган суюқликни қуйидагича усул билан ҳосил қилиш мумкин. Конденсация жараёнига ўхшаб модданинг суюқ фазадан газсимон фазага ўтиши учун газ фазасининг ҳосил бўлиш марказлари мавжуд бўлиши зарур. Агар бундай марказлардан (бегона қаттиқ жисм зарраларининг аралашмаларидан ва суюқликда эриган газларнинг майда пуфакчаларидан) тозаланган суюқлик қиздира бошланса, унинг ҳолатини тасвирловчи нуқта *AK* фазалар айланиши чизиғи устига тўғри келганда модданинг суюқ фазадан газсимон фазага ўта бошлаши кузатилмайди.

Ҳарорат яна кўтарилса модданинг *p*, *T* диаграммадаги ҳолатини ифодаловчи нуқта *AK* чизиғидан ўнг томонга, яъни газ соҳасига ўтади, лекин модданинг суюқ ҳолати сақланиб қолади. Бу ўта қиздирилган суюқлик ҳолатини 81-расмда шартли равишда b нуқта орқали ифодалаш мумкин. Агар бундай суюқликка ғовакли ёки сирти ғадир-будур бўлган майда қаттиқ жисм парчаси ташланса, суюқлик тезда қайнаб кетади ва суюқликнинг бир қисми газсимон ҳолатга ўтиб, модданинг икки фазали турғун ҳолати b' вужудга келади.

Юқоридаги мулоҳазалар Ван-дер-Ваальс изотермасининг *2—3* ва *5—6* қисмларига тегишли ҳолатлар *1—2* ва *6—7* қисмларга тўғри келувчи турғун ҳолатлардан фарқлироқ, унчалик турғун бўлмаган ҳолатлардан иборат эканлигини кўрсатади. Бундай ҳолатлар *метастабил ҳолатлар* деб аталади.

Метастабил ҳолатда турган модда озгина ташқи таъсир натижасида тезлик билан метастабил ҳолатига энг яқин бўлган турғун ҳолатга ўтади.

84-§. УЧЛАНГАН НУҚТА

Исталган бир жинсли кимёвий модда уч хил агрегат ҳолатда қаттиқ, суюқ ва газсимон фазада бўлиши мумкин. Агар тегишли шарт-шароит яратилса, модда қаттиқ фазадан суюқ фазага, суюқ фазадан газсимон фазага ва қаттиқ фазадан газсимон фазага ёки акс йўналишда ўтиши мумкин. Демак, модданинг агрегат ҳолатлари ўртасида фазалар айланишларининг уч хилини кузатиш мумкин: қаттиқ-суюқ, суюқ-газсимон ва қаттиқ-газсимон. Юқоридаги параграфлардан олинган маълумотлардан фойдаланиб, модданинг берилган шароитда қандай фазада бўлишини ва ҳар қандай жараёнда қайси тартибда фазалар айланиши юз беришини тўла тасвирловчи фаза диаграммасини тузиш мумкин эканлиги билан танишиб чиқайлик. Бу параграфда фақат кимёвий бир жинсли модда ҳақида гап юритилади. 74-расмда келтирилган *АК* фазалар айланиши чизиғидаги ҳар бир нуқта модданинг суюқ ва газсимон фазалари ўртасидаги мувозанат ҳолатни тасвирлайди ва бу чизиқ *буғланиш чизиғи* деб аталади.

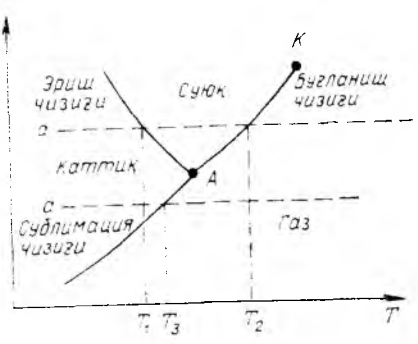
Суюқлик ва газсимон фазаларнинг ўзаро мувозанатда бўлиши учун қуйидаги шарт бажарилиши лозим:

$$g_{\text{г}}(p, T) = g_{\text{c}}(p, T), \tag{84.1}$$

бунда $g_{\text{г}}$ ва g_{c} — газсимон ва суюқ фазалардаги модданинг солиштирма Гиббс потенциали. Бошқача айтганда, (84.1) тенглама p, T диаграммада суюқ ва газсимон фазалар ўртасидаги мувозанат ҳолатларни ифодаловчи ва буғланиш чизиғи деб аталувчи *АК* чизиғини (74 ва 82-расм) тасвирлайди.

Энди қаттиқ-суюқ ва қаттиқ-газсимон фазалар айланиши суюқ-газсимон фазалар айланиши билан қандай муносабатда эканлигини қуйидаги мисолда кўрайлик.

Фараз қилайлик, берк идишда суюқлик билан унинг буғи ўзаро мувозанатда бўлсин. Агар идиш ҳажмини ўзгартирмасдан



83- расм.

ҳароратни пасайтириб борсак, унга мос равишда босим ҳам камайиб боради. Бунда модданинг ҳолатини тасвирловчи нуқта буғланиш чизиғи бўйича пастга силжий бошлайди ва *A* нуқтага етганда модда суюқ фазадан қаттиқ фазага ўтабошлайди (83-расм). Системадан бир текисда ташқарига иссиқлик миқдори олиб турилганлигига қарамай, суюқликнинг ҳаммаси батамом қаттиқ фазага ўтгунича системадаги ҳарорат ва босим ўзгармасдан қолади. Бу вақт ичида суюқлик билан мувозанатда бўлган буғ босими ҳам ўзгармасдан қолади ва суюқлик батамом қаттиқ фазага ўтиб бўлганида эса, буғ қаттиқ фаза билан мувозанатда бўлади. Агар системадан иссиқлик олиш давом эттирилса, ҳарорат ва босимнинг камайиши яна давом этади. Модда ҳолатини тасвирловчи нуқта *сублимация чизиғи* деб аталувчи фазалар айланиши чизиғи бўйича пастга силжийди. Сублимация чизиғи қуйидаги тенглама орқали тасвирланади:

$$g_қ\ (p,\ T) = g_г\ (p,\ T), \qquad (84.2)$$

бунда $g_қ$ ва $g_г$ — қаттиқ ва газсимон фазалардаги модданинг солиштирма Гиббс потенциали.

Ўзаро мувозанатда бўлган қаттиқ ва газсимон фазадан иборат система қиздириб борилса, унинг ҳолатини тасвирловчи нуқта сублимация чизиғи бўйича *A* нуқтагача кўтарилиб боради ва унда модданинг қаттиқ фазадан суюқ фазага ўтиши, яъни эриши бошланади. *A* нуқтага тўғри келувчи ҳарорат ва босимнинг қийматларидан кичик ҳарорат ва босимларда берилган модда эримайди. Модданинг эриш ҳарорати босимга боғлиқдир. Босим ортиши билан унга мос равишда эриш жараёнида v нинг ортиши ёки камайишига қараб эриш ҳарорати кўтарилиб ёки камайиб боради. Натижада модданинг қаттиқ ва суюқ фазали мувозанат ҳолатини тасвирловчи нуқта *эриш чизиғи* деб аталувчи фазалар айланиши чизиғи бўйича юқорига силжиб боради. Эриш чизиғини қуйидаги тенглама орқали тасвирлаш мумкин:

$$g_с\ (p,\ T) = g_к\ (p,\ T). \qquad (84.3)$$

Шундай қилиб, *A* нуқта (84.1), (84.2) ва (84.3) тенгламалар орқали тасвирланувчи буғланиш, сублимация ва эриш чизиқларининг ўзаро кесишиш нуқтасидан иборат экан. *A* нуқтада модданинг уч хил: қаттиқ, суюқ ва газсимон фазалари ўзаро мувозанатда бўлади. Системага берилган ёки ундан олинган иссиқликнинг миқдорига қараб бу фазаларни турли хил нисбатда ҳосил қилиш мумкин.

Шуни алоҳида таъкидлаб ўтиш керакки, берилган модданинг қаттиқ, суюқ ва газсимон фазалари, шу моддага хос бўлган, аниқ битта нуқтадагина ўзаро мувозанатда бўлади. Бу нуқта *учланган нуқта* деб аталади.

Мисол учун сувнинг учланган нуқтаси $p=6{,}10$ гПа (4,58 мм сим. уст.) ва $T=0{,}008$°C координаталар орқали аниқланади. Яъни муз, сувнинг буғи ва сувнинг суюқ ҳолати фақат ҳарорат 0,008°C ва босим 4,58 мм сим. уст. тенг бўлгандагина ўзаро мувозанатда бўлади. Клапейрон — Клаузиус тенгламасидан фойдаланиб, учланган нуқта атрофидаги соҳада буғланиш, сублимация ва эриш чизиқларининг T ўқига нисбатан қиялиги $\left(\frac{dp}{d\text{т}}\right)$ ни аниқлаш мумкин.

Ҳар бир фазалар айланиши чизиғи учун Клапейрон — Менделеев тенгламасини татбиқ этиб қуйидагиларни ёзиш мумкин:

$$\frac{dp_{\text{гс}}}{dT}=\frac{q_{\text{гс}}}{T\,(v_{\text{г}}-o_{\text{с}})}\quad\text{(буғланиш чизиғининг қиялиги)}$$

$$\frac{dp_{\text{сқ}}}{dT}=\frac{q_{\text{ск}}}{T\,(v_{\text{с}}-v_{\text{қ}})}\quad\text{(эриш чизиғининг қиялиги)}\qquad(84.4)$$

$$\frac{dp_{\text{гк}}}{dT}=\frac{q_{\text{гқ}}}{T\,(v_{\text{г}}-v_{\text{қ}})}\quad\text{(сублимация чизиғининг қиялиги)},$$

бунда $q_{\text{гс}}$, $q_{\text{сқ}}$ ва $q_{\text{гқ}}$ — фаза айланишларининг солиштирма иссиқлиги $v_{\text{г}}$, $v_{\text{с}}$ ва $v_{\text{қ}}$ — модданинг газсимон, суюқлик ва қаттиқ ҳолатдаги солиштирма ҳажми.

Буғланиш ва сублимация чизиқлари учун $\frac{dp_{\text{гс}}}{dT}$ ва $\frac{dp_{\text{гк}}}{dT}$ ҳамма вақт мусбат катталиклардир. Аммо баъзи моддалар қаттиқ фазадан суюқ фазага ўтганида уларнинг солиштирма ҳажми камаяди. Масалан, муз ёки чўян каби моддалар эриганида уларни солиштирма ҳажми камаяди. Шу сабабли бундай моддаларнинг эриш чизиғи учун

$$\frac{dp_{\text{сқ}}}{dT}<0.$$

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан

$$q_{\text{гқ}}=q_{\text{гс}}+q_{\text{сқ}}$$

бўлганлиги учун $q_{\text{гқ}}>q_{\text{гс}}$.

Агар модданинг суюқ ва қаттиқ ҳолатдаги солиштирма ҳажмлари деярли бир хил эканлигини эътиборга олсак,

$$\frac{dp_{\text{гқ}}}{dT}>\frac{dp_{\text{гс}}}{dT}\qquad(84.5)$$

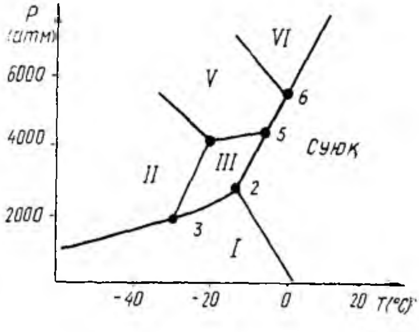
натижага келиш мумкин, яъни сублимация чизиғи буғланиш чизиғига қараганда юқорига тикроқ кўтарилганлигини тушуниш қийин эмас.

Буғланиш, эриш ва сублимация чизиқлари p ва T координаталар текислигини учта — газсимон, суюқ ва қаттиқ фазалар соҳаларига бўлади. p ва T координаталар текислигидаги ҳар бир нуқта, агар у фазалар айланиши чизиғидан ташқарида ётса, модданинг қандайдир бир фазали мувозанат ҳолатини тасвирлайди. Фазалар айланиши чизиқларидаги ҳар бир нуқта эса модданинг икки фазага эга бўлган ҳолатини тасвирлайди. Тажриба асосида аниқланган бундай диаграмма *берилган модданинг ҳолат диаграммаси* деб аталади. Ҳолат диаграммасидан фойдаланиб ҳар бир шароитда модда қандай фазада эканлигини ва берилган жараёнда қайси тартибда фазалар айланиши юз беришини олдиндан аниқлаш мумкин. Фараз қилайлик, босим ўзгармас бўлган шароитда модда қиздирилаётган бўлсин. Бунда унинг ҳолатини тасвирловчи нуқта диаграммада T ўқига параллел тўғри чизиқ бўйича кўча бошлайди. Агар бу тўғри чизиқ учланган нуқтадан юқори ва критик нуқтага қараганда пастдан ўтса, эриш ва буғланиш чизиқларини кесиб ўтади (83-расмга қаранг).

Шунинг учун қуйидагича мулоҳаза юритиш мумкин. Масалан, ҳолати a нуқта орқали тасвирланган модда қаттиқ фазада бўлиб, қиздирилиши натижасида ҳарорат T_1 га тенг бўлганида у қаттиқ фазадан суюқ фазага ва ҳарорат T_2 бўлганида эса суюқ фазадан газсимон фазага ўтади. Агар тўгри чизиқ учланган нуқтага нисбатан пастдан ўтса, у фақат сублимация чизиғини кесиб ўтади. Бошқача айтганда, ҳолати a' нуқта орқали тасвирланувчи модда дастлаб қаттиқ фазада бўлиб, қиздирилиши натижасида ҳарорат T_3 бўлганда модда қаттиқ фазадан газсимон фазага ўтади.

Умуман қаттиқ кўринишдаги модда битта эмас бир неча фазаларда бўлиши мумкин. Бунда босим ва ҳароратнинг турли қийматларида модда бир-биридан маълум ички тузилиши билан фарқ қилувчи турли хил кристалл ҳолатларда бўлади. Масалан, углерод уч хил (олмос, графит ва карбин) муз эса етти хил кристалл ҳолатларда бўлиши мумкин. Модданинг ҳар бир кристалл ҳолати алоҳида фазани ташкил этади.

Худди суюқ ёки газсимон фаза ҳолат диаграммасида алоҳида соҳага эга бўлганидек, ҳар бир кристалл ҳолат ҳам ўзининг мувозанат соҳасига эга (84-расм). Қаттиқ кўринишдаги модданинг турли хил фазалари фазалар айланиши чизиқларидаги нуқталар орқали тасвирланувчи ҳолатларда бир-бири билан ўзаро мувозанатда бўлади. Модда бир кристалл ҳолатдан иккинчи кристалл ҳолатга ўтишида иссиқлик ютилиши ёки ажралиши мумкин.



84-расм.

Агар модда учта эмас, балки ундан кўп фазаларда мавжуд бўлиши мумкин бўлса, бундай модданинг ҳолат диаграммаси анча мураккаб кўринишга эга бўлади. 84- расмда сув ҳолат диаграммасининг 2000 атм ва ундан ортиқ босимдаги қисмининг тасвири келтирилган. Бунда I, II, III, V, VI — сувнинг музлагандаги кристалл ҳолатлар. Сувнинг келтирилган ҳолат диаграммасида 6 та учланган нуқта бор. Биринчи учланган нуқтада (у босимнинг жуда кичкина қийматида кузатилади ва шунинг учун расмда тасвирланмаган) сувнинг қаттиқ (биринчи кристалл), суюқ ва газсимон фазалари ўзаро мувозанатда бўлади. *2*, *5* ва *6* учланган нуқталарда суюқ ва иккитадан кристалл фазалар ва ниҳоят *3* ҳамда *4* учланган нуқталардан эса уч хил кристалл фазалар ўзаро мувозанатда бўлади.

85-§. ИККИНЧИ ТУР ФАЗАВИЙ ЎТИШЛАР

Аввалги параграфларда биринчи тур фазавий ўтишлар, яъни модданинг бир фазадан иккинчи фазага ўтишида маълум миқдорда иссиқлик ютилиши ёки ажралиши содир бўладиган ўтишлар билан танишиб чиқдик. Фазалар айланиши қайтувчан жараёндан иборат бўлганлиги учун фаза айланишнинг солиштирма иссиқлиги солиштирма энтропиянинг ўзгариши билан қуйидаги ифода орқали боғланган:

$$q = T\,(s_2 - s_1). \qquad (85.1)$$

Биринчи тур фазавий ўтишларда q нинг нолдан фарқли эканлиги фазалар айланиши жараёнида солиштирма энтропия сакраб ўзгаришини кўрсатади. Иккинчи томондан, тажрибалардан маълумки, модда бир фазадан иккинчи фазага ўтганида, масалан, модданинг қаттиқ ҳолатдан газсимон ҳолатга ўтишида унинг солиштирма ҳажми сакраб ўзгаради.

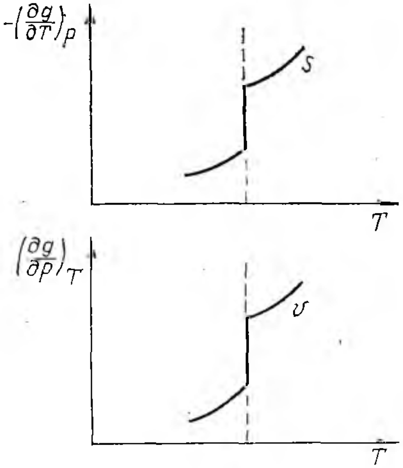
Демак, биринчи тур фазавий ўтишлар — фазалар айланишида модданинг солиштирма энтропияси ва солиштирма ҳажмининг сакраб ўзгариши билан характерланади. Биринчи тур фазавий ўтишлар яна қуйидаги ўзига хос хусусиятларга эга.

(77.5) муносабатга асосан ҳар қандай фазалар айланишида босим ва солиштирма Гиббс потенциали ўзгармасдан қолади. Лекин шу билан биргаликда модда ҳолатининг ҳар қандай ўзгариб боришида босим ва ҳароратнинг функцияси бўлган солиштирма Гиббс потенциали доимо узлуксиз ўзгариб боради. Бундай хусусиятга эга бўлган солиштирма Гиббс потенциали орқали модданинг солиштирма энтропиясини ва солиштирма ҳажмини ифодалаш мумкин.

(65.8), (65.9) ҳамда (79.1) муносабатлардан фойдаланиб, қуйидаги тенгламаларни ёзиш мумкин:

$$s = -\left(\frac{\partial g}{\partial T}\right)_p \quad \text{ва} \quad v = \left(\frac{\partial g}{\partial p}\right)_T. \qquad (85.2)$$

Шунинг учун ҳам биринчи тур фазавий ўтиш, бу ўтишда солиштирма Гиббс потенциалидан олинган биринчи тартибли ҳосилаларнинг қийматларини сакраб ўзгаришлари орқали характерланади деган хулосага келиш мумкин. 85-расмда биринчи тур фазавий ўтишда солиштирма Гиббс потенциалидан олинган биринчи тартибли ҳосилаларнинг ҳароратга боғлиқлиги келтирилган. Лекин шундай фазалар айланишлари мавжудки, буларда иссиқлик ютилмайди ҳам, ажралиб чиқмайди ҳам. Фаза айланиши аниқ ўзгармас ҳароратда юз беришини эътиборга олинса, (85.1) муносабатга асосан модданинг бир фазадан иккинчи фазага ўтишида унинг солиштирма энтропияси ўзгармасдан қолади. Бунда фаза ўтишида модданинг солиштирма ҳажми ҳам ўзгармай қолади.



85- расм.

Бошқача айтганда, модданинг бир фазадан иккинчи фазага ўтганида солиштирма Гиббс потенциалидан олинган биринчи тартибли ҳосилаларнинг қийматлари узлуксиз тарзда ўзгариб боради. Аммо солиштирма Гиббс потенциалидан олинган иккинчи тартибли ҳосилаларнинг қийматлари, яъни s ва v ларнинг ҳароратга боғлиқлик характери ўтиш ҳароратида сакраб ўзгаради. Модданинг бир фазадан иккинчи фазага ўтганида солиштирма Гиббс потенциалидан олинган биринчи тартибли ҳосилалар узлуксиз тарзда ва иккинчи тартибли ҳосилалари эса сакраб ўзгарса, бундай фазалар айланишлари *иккинчи тур фазавий ўтишлар* деб аталади.

86-расмда иккинчи тур фазавий ўтишда солиштирма Гиббс потенциалидан олинган биринчи тартибли ҳосилаларнинг ҳароратга боғлиқлиги келтирилган. g дан олинган иккинчи тартибли ҳосилалар қандай катталикларни ифодалашини билиш учун қуйидагича мулоҳаза юритайлик. Изобарик жараён учун (64.5) муносабат асосида ёзилган

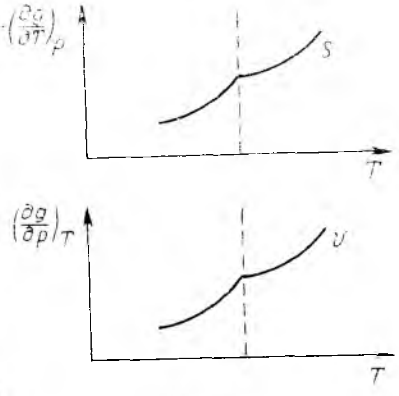
$$(d\text{H})_p = Tds$$

тенгламадан фойдаланиб, (67.6) ифодани $s = -\left(\frac{\partial g}{\partial \text{T}}\right)_p$ эканлигини эътиборга олган ҳолда қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$c_p = -T\frac{\partial^2 g}{\partial \text{T}^2}$$

ёки

$$\frac{\partial^2 g}{\partial T^2} = -\frac{c_p}{\text{T}}. \qquad (85.3)$$



86- расм.

(85.3) дан кўринадики, солиштирма Гиббс потенциалидан ҳарорат бўйича олинган иккинчи тартибли хусусий ҳосила босим ўзгармас бўлган шароитда модданинг солиштирма иссиқлик сиғимини ҳароратга бўлинган нисбатини ифодалар экан.

Жисм сиқилувчанлигининг изотермик коэффициенти деганда, ҳарорат ўзгаришсиз қоладиган шароитда босим бир бирликка ўзгарганидаги жисм ҳажмининг нисбий ўзгариши тушунилади, яъни

$$\gamma = -\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T$$

бундан

$$\gamma v = -\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = -\frac{\partial}{\partial p}\left[\left(\frac{\partial g}{\partial p}\right)_T\right]_T = -\frac{\partial^2 g}{\partial p^2}. \qquad (85.4)$$

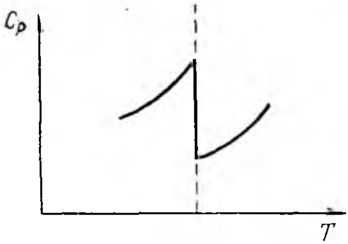
(85.4) муносабатдан кўринадики, солиштирма Гиббс потенциалидан босим бўйича олинган иккинчи тартибли хусусий ҳосила жисм сиқилувчанлигининг изотермик коэффициенти билан солиштирма ҳажмнинг кўпайтмасига тенг экан. Шунингдек, солиштирма Гиббс потенциалидан ҳарорат ва босим бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосила босим ўзгармас бўлган шароитда иссиқликдан ҳажмий кенгайиш коэффициенти β нинг солиштирма ҳажмга кўпайтмасига тенг эканлигини ифодалайди, чунки

$$\beta = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$$

ва

$$\beta v = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{\partial}{\partial T}\left[\left(\frac{\partial g}{\partial p}\right)_T\right]_p = \frac{\partial^2 g}{\partial T \partial p}. \qquad (85.5)$$

Демак, иккинчи тур фазавий ўтишларда солиштирма Гиббс потенциалидан олинган ҳосилаларнинг ёки улар орқали ифодаланувчи c_p, γ ва β катталикларнинг бир ёки бир нечтаси сакраб ўзгарар экан. Мисол учун 87-расмда бундай ўтиш нуқтаси атрофида солиштирма иссиқлик сиғимининг ўзига хос ҳароратга боғлиқлиги келтирилган.

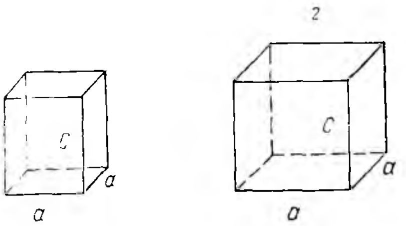


87- расм.

Иккинчи тур фазавий ўтишларга баъзи бир мисолларни келтирайлик.

1. Фараз қилайлик, модда бир кристалл ҳолатдан иккинчи кристалл ҳолатга ўтаётган бўлсин. Тушунишимиз осон бўлиши учун ҳароратнинг кичик қийматларида кристаллни ташкил этувчи ҳар бир элементар ячейка асоси томони a га тенг бўлган квадратдан иборат тўғри призма шаклида бўлиб, унинг учинчи қиррасининг c узунлиги a дан катта, яъни $c > a$ деб олайлик (88-расм, 1.). Модда қиздирилишида элементар ячейкаларнинг a (кичик) қирралари c (катта) қирраларига қараганда кўпроқ узайиши мумкин. Натижада ҳароратнинг қандайдир аниқ $T_{\text{ўт}}$ қийматида элементар ячейканинг ҳамма қирралари бир хил

узунликка эга бўлиб қолади. Ҳароратни кейинги кўтарилиб боришида эса элементар ячейканинг ҳамма қирралари бир хил тезликда узайиб боради, яъни элементар ячейканинг кубсимон шакли сақланиб қолади (88-расм, 2.).



88-расм.

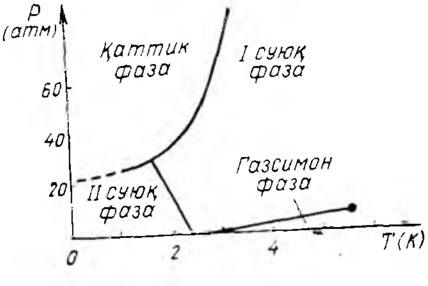
Демак, ҳарорат $T_{ўт}$ га тенг бўлганда кристалл панжара симметриясининг сакраб ўзгариши содир бўлади, чунки элементар ячейка шакли асоси квадрат бўлган тўғри призмадан кубга айланади. Модда бир кристалл ҳолатдан иккинчи кристалл ҳолатга ўтади. Бу жараёнда ҳароратнинг $T_{ўт}$ дан кичик қийматларида қиздирилаётган элементар ячейканинг баландлиги ва эни бўйича кенгайиши турли хил характерда бўлган бўлса, ҳароратнинг $T_{ўт}$ дан катта қийматларида иккала йўналиш бўйича кенгайиш айнан бир хил характерда бўлиб қолади. Шунинг учун солиштирма Гиббс потенциалидан олинган иккинчи тартибли ҳосила

$$\frac{\partial^2 g}{\partial T d_p} = \beta v$$

ўтиш ҳароратида сакраб ўзгаради.

2. Гелий газсимон, қаттиқ ва икки хил суюқ фазада бўлиши мумкин. Буни 89-расмда тасвирланган p, T диаграммада кузатиш мумкин. Агар газсимон ҳолатдаги гелийни босим бир атмосфера босимига тенг бўлган шароитда совитила бошланса ҳарорат 4,2 К га етганда у газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтади.

Ҳарорат яна пасая бориб 2,17 К га тенг бўлганида эса, гелий биринчи суюқ ҳолатдан иккинчи суюқ ҳолатга ўтади, бунда ҳеч қандай иссиқлик ютилмайди ҳам, ажралмайди ҳам. Лекин ўтиш ҳароратидан юқори ҳароратларда ёпишқоқлик тахминан $2 \cdot 10^{-5}$ Пз бўлган бўлса, ўтиш ҳароратидан паст ҳароратларда ёпишқоқлик нолга тенг бўлиб қолади. Яъни, 2,17 К дан паст ҳароратларда гелий ўта оқувчанлик хусусиятига эга бўлиб қолади. Бошқача айтганда, ўтиш ҳароратида гелийнинг ёпишқоқлиги сакраб ўзгаради. Босимнинг кичкина (25 атм дан кам) қийматларида гелийнинг иккинчи суюқ ҳолати ҳарорат абсолют нолгача камайгунига қадар сақланиб қолади. Ваҳоланки, бошқа ҳар қандай модда ҳарорат абсолют нолга яқинлашганда фақат қаттиқ фазада бўлади. Гелийнинг биринчи суюқ ҳолати — I гелий ва иккинчи суюқ ҳолати — II гелий деб аталади.



89-расм.

3. Иккинчи тур фазавий ўтишларга темир, никель каби элементлар ва турли қотишмаларнинг ҳар бир модда учун аниқ Кюри нуқтаси деб аталувчи ҳароратда ферромагнит ҳолатдан парамагнит ҳолатга ўтишларини, кўпчилик металл ҳамда қотишмаларнинг абсолют нолга яқин ҳароратларда электр қаршиликларининг нолгача сакраб камайишларини ва бошқаларни келтириш мумкин.

Саволлар

1. Бир вақтнинг ўзида берилган система бир нечта қаттиқ фазалардан, бир нечта суюқ фазалардан ва бир нечта газсимон фазалардан ташкил топган бўлиши мумкинми?
2. Фазаларнинг ўзаро мувозанатда бўлиши учун қандай шартлар бажарилиши керак?
3. Модданинг суюқ ва газсимон ҳолатлари орасида муҳим фарқ йўқлигини қандай тушунасиз?
4. Қандай шароитларда реал газ ўзининг хусусияти бўйича идеал газга яқинлашиб боради?
5. Ҳароратнинг қиймати критик ҳароратдан катта бўлган ҳолларда газни сиқиш орқали суюқ ҳолатга ўтказиш мумкин эмаслигини Ван-дер-Ваальс изотермалари асосида тушунтириб бера оласизми?
6. Модданинг ўта тўйинган буғ ва ўта қиздирилган суюқлик ҳолатларини қандай усуллар орқали ҳосил қилиш мумкин?
7. Химиявий бир жинсли модда учун ҳолат диаграммаси мавжуд бўлса, ундан қандай маълумотларни олиш мумкин?
8. Иккинчи тур фазавий ўтишлар биринчи тур фазавий ўтишлардан қандай хусусиятлари бўйича фарқланади?

1- жадвал

ИЛОВА

1. Бирликларнинг Халқаро системаси (СИ)

Тартиб номери	Катталик		Ўлчов бирлиги		
	номи	ўлчамлиги	номи	белгиси	Таърифи
1	2	3	4	5	6
			Асосий бирликлар		
1	Узунлик	L	метр	м	Ясси электромагнит тўлқиннинг секунднинг 1/299792458 улушида босиб ўтган йўл узунлиги 1 метр деб қабул қилинган
2	Масса	M	килограмм	кг	Килограммнинг халқаро прототипининг массаси 1 килограмм деб қабул қилинган
3	Вақт	T	секунд	с	Цезий-133 атоми асосий ҳолатининг икки ўта нозик сатҳлари орасидаги ўтишга мос келувчи нурланиш даврининг 9192631770 тасига тенг бўлган вақт 1 секунд деб қабул қилинган
4	Термодинамик ҳарорат	θ	кельвин	К	Сувнинг учланма нуқтаси термодинамик ҳароратининг 1/273,16 улуши 1 кельвин деб қабул қилинган
5	Модда миқдори	N	моль	моль	Массаси 0,012 кг бўлган ^{12}C изотопининг таркибидаги атомлар сонига тенг бўлган таркибий элементлардан ташкил топган модда миқдори шу модданинг 1 моли деб қабул қилинган. Таркибий элементлар вазифасини атомлар, молекулалар, электронлар ва бошқа бир хилдаги зарралар ўйнаши мумкин
6	Электр токининг кучи	I	ампер	А	Вакуумда бир-биридан 1 м масофада жойлашган жуда кичик кўндаланг кесим юзига ва чексиз узунликка эга бўлган параллел тўғри чизиқли ўтказгичлардан оқиб, улар орасида ўтказгичнинг ҳар бир метр узунликдаги қисмига $2\cdot10^{-7}$ Н га тенг бўлган таъсир кучини ҳосил қиладиган ўзгармас ток кучи 1 ампер деб қабул қилинган
7	Ёруғлик кучи	J	кандела	кд	$540\cdot10^{12}$ Гц частотали монохроматик нурланиш чиқараётган манба ёруғлигининг энергетик кучи $\frac{1}{683}$

давоми

1	2	3	4	5	6
					$\frac{Вт}{ср}$ га тенг бўлган йўналишдаги ёруғлик кучи 1 кандела деб қабул қилинган
	Қўшимча бирликлар				
8	Ясси бурчак	—	радиан	рад	Айланада узунлиги радиусга тенг бўлган ёйни ажратадиган икки радиус орасидаги бурчак 1 радиан деб қабул қилинган
9	Фазовий бурчак	—	стерадиан	ср	Учи сфера марказида жойлашган ва шу сфера сиртидан томонлари радиусга тенг бўлган квадрат юзига тенг юзли сиртни ажратувчи фазовий бурчак 1 стерадиан деб қабул қилинган

2-жадвал

II. Ҳосилавий бирликлар

Тартиб номери	Катталик		Бирлик	
	номи	ўлчамлиги	номи	**белгиси**
1	2	3	4	5
1	Юз	L^2	метр квадрат	$м^2$
2	Ҳажм	L^3	метр куб	$м^3$
3	Тезлик	LT^{-1}	метр тақсим секунд	м/с
4	Тезланиш	LT^{-2}	метр тақсим секунд квадрат	$м/с^2$
5	Бурчакли тезлик	T^{-1}	радиан тақсим секунд	рад/с
6	Бурчакли тезланиш	T^{-2}	радиан тақсим секунд квадрат	$рад/с^2$
7	Куч	LMT^{-2}	ньютон	Н
8	Босим	$L^{-1}MT^{-2}$	паскаль	Па
9	Импульс	LMT^{-1}	килограмм·метр тақсим секунд	кг·м/с
10	Куч моменти	L^2MT^{-2}	ньютон·метр	Н·м
11	Импульс моменти	L^2MT^{-1}	килограмм·метр квадрат тақсим секунд	$кг\cdot м^2/с$
12	Инерция моменти	L^2M	килограмм·метр квадрат	$кг\cdot м^2$
13	Иш, энергия	L^2MT^{-2}	жоуль	Ж
14	Қувват	L^2MT^{-3}	ватт	Вт
15	Ички энергия	L^2MT^{-2}	жоуль	Ж
16	Энтропия	$L^2MT^{-2}\theta^{-1}$	жоуль тақсим кельвин	Ж/К
17	Энтальпия	L^2MT^{-2}	жоуль	Ж
18	Эркин энергия	L^2MT^{-2}	жоуль	Ж
19	Гиббс потенциали	L^2MT^{-2}	жоуль	Ж
20	Иссиқлик миқдори	L^2MT^{-2}	жоуль	Ж

давоми

1	2	3	4	5
21	Моляр ҳажм	L^3N^{-1}	метр куб тақсим моль	м³/моль
22	Солиштирма ҳажм	L^3M^{-1}	метр куб тақсим килограмм	м³ /кг
23	Зичлик	ML^{-3}	килограмм тақсим метр куб	кг/м³
24	Зичлик градиенти	ML^{-4}	килограмм тақсим метр нинг тўртинчи даражаси	кг/м⁴
25	Босим градиенти	$L^{-2}MT^{-2}$	паскаль тақсим метр	Па/м
26	Тезлик градиенти	T^{-1}	секунд минус биринчи даражада	с⁻¹
27	Ҳарорат градиенти	$L^{-1}\vartheta$	кельвин тақсим метр	К/м
28	Юнг модули	L^{-1} MT^{-2}	паскаль	Па
29	Фаза айланиш иссиқлиги	L^2MT^{-2}	жоуль	Ж
30	Иссиқлик сиғими	L^2MT^{-2} θ^{-1}	жоуль тақсим кельвин	Ж/К
31	Солиштирма иссиқлик сиғими	L^2T^{-2} θ^{-1}	жоуль тақсим килограмм-кельвин	Ж/(кг·К)
32	Моляр иссиқлик сиғими	L^2MT^{-2} $\theta^{-1}N^{-1}$	жоуль тақсим моль·кельвин	Ж/(моль× ×К)
33	Иссиқлик оқими	L^2MT^{-3}	ватт	Вт
24	Моляр масса	MN^{-1}	килограмм тақсим моль	кг/моль
35	Сиқилувчанлик	$LM^{-1}T^2$	паскаль минус биринчи даражада	Па⁻¹
36	Диффузия коэффициенти	L^2T^{-1}	метр квадрат тақсим секунд	м²/с
37	Иссиқлик ўтказувчанлик	LMT^{-3} θ^{-1}	ватт тақсим метр·кельвин	Вт/(м·К)
38	Динамик қовушоқлик	L^{-1} MT^{-1}	паскаль·секунд	Па·с
39	Кинематик қовушоқлик	L^2T^{-1}	метр квадрат тақсим секунд	м²/с
40	Оқувчанлик	$LM^{-1}T$	паскаль минус биринчи даражада· секунд минус биринчи даражада	Па⁻¹× ×с⁻¹

3- жадвал

III. Халқаро бирликлар системасига кирмайдиган аммо ишлатиб келинаётган бирликлар

Тартиб номери	катталик номи	Бирлик		
		номи	белгиси	СИ даги бирликлар билан муносабати
1	2	3	4	5
1	Узунлик	ангстрем	Å	1 Å = $1\cdot10^{-10}$м
		денгиз миляси	д. миляси	1 д. миляси = 1852 м
		узунликнинг астрономик бирлиги	а. б.	1 а.б. = $1{,}49598\cdot10^{11}$ м
		ёруғлик йили	ёр. йили	1 ёр. йили = $9{,}4605\cdot10^{15}$ м
		парсек	пк	1 пк = $3{,}0857\cdot10^{16}$м
2	Масса	тонна	т	1 т = 10^3 кг
		массанинг атом бирлиги	м.а.б.	1.м.а.б. = $1{,}6605655\cdot10^{-27}$ кг

давоми

1	2	3	4	5
		пуд	пуд	1 пуд = 16.3806 кг
3	Вақт	минут	мин	1 мин = 60 с
		соат	соат	1 соат = 3600 с
		сутка	сут	1 сут = 86 400 с
		йил	йил	1 йил = $3,156 \cdot 10^7$с
4	Ясси бурчак	айлана	ай	1 ай = 2 π рад
		градус	$...^\circ$	$1^\circ = (\pi/180)$ рад
		минут	$...'$	$1' = (\pi/10800)$ рад
		секунд	$...''$	$1'' = (\pi/648000)$ рад
5	Юз	ар	ар	1 ар = 10^2 м²
		гектар	га	1 га = 10^4 м²
6	Куч	дина	дин	1 дин = 10^{-5} Н
		килограмм-куч	кгк	1 кгк = 9,81 Н
		тонна-куч	тк	1 тк = $9,81 \cdot 10^3$Н
7	Ҳажм	литр	л	1 л = 10^{-3}м³
8	Тезлик	узел	уз	1 уз = 0,5144 м/с
		метр тақсим минут	м/мин	1 м/мин = $1,67 \cdot 10^{-2}$ м/с
		сантиметр тақсим секунд	см/с	1 см/с = 10^{-2} м/с
		километр тақсим соат	км/соат	1 км/соат = 0,278 м/с
9	Бурчакли тезлик	айлана тақсим секунд	ай/с	1 ай/с = 6,28 рад/с
		айлана тақсим минут	ай/мин	1 ай/мин = 0,105 рад/с
10	Босим	дина тақсим сантиметр квадрат	дин/см²	1 дин/см² = 0,1 Па
		килограмм-куч тақсим метр квадрат	кгк/м²	1 кгк/м² = 9,81 Па
		миллиметр симоб устуни	мм сим. уст.	1 мм, сим. уст. = 133,0 Па
		техник атмосфера	ат	1 ат = 98066,5 Па
		физик атмосфера	атм	1 атм = 101325 Па
		бар	бар	1 бар = $1 \cdot 10^5$ Па
11	Иш, энергия	эрг	эрг	1 эрг = $1 \cdot 10^{-7}$ Ж
		килограмм-куч × × метр	кгк·м	1 кгк·м = 9,81 Ж
		ватт·соат	Вт·соат	1 Вт.соат = $3,6 \cdot 10^3$ Ж
		электронвольт	эВ	1 эВ = $1,602 \cdot 10^{-19}$ Ж
		калория	кал	1 кал = 4,19 Ж
12	Қувват	эрг тақсим секунд	эрг/с	1 эрг/с = $1 \cdot 10^{-7}$ Вт
		килограмм-куч × × метр тақсим секунд	(кгк·М)/с	1 (кгк·М)/с = 9,81 Вт
		калория тақсим секунд	кал/с	1 кал/с = 4·19 Вт
		от кучи	о·к.	1 о.к. = 736 Вт
13	Куч моменти	дина·сантиметр	дин·см	1 дин·см = $1 \cdot 10^{-7}$ Н·м
		килограмм-куч × × метр	кгк·м	1 кгк·м = 9,81 Н·м
		тонна-куч·метр	тк·м	1 тк·м = 9806,6 Н·м
14	Инерция моменти	грамм·сантиметр квадрат	г·см²	1 г·см² = $1 \cdot 10{-}7$ кг.м²
		тонна·метр квадрат	т·м²	1 т·м² = $1 \cdot 10^{-3}$ кг.м²
15	Юнг мо-	дина тақсим санти-		

1	2	3	4	5
	дули	метр квадрат	дин/см²	1 дин/см² = 0,1 Па
		килограмм-куч тақсим метр квадрат	кгк/см²	1 кгк/м² = 9,81 Па
		килограм-куч тақсим сантиметр квадрат	кгк/см²	1 кгк/см² = 98066,5 Па
16	Динамик қовушоқлик	пуаз	П	1 П = 0,1 Па.с
17	Кинематик қовушоқлик	стокс	Ст	1 Ст = $1 \cdot 10^{-4}$ м²/с
18	Солиштирма иссиқлик сиғими	эрг тақсим грамм·градус	эрг/(г·град)	1 эрг/(г·град) = = 10^{-4} Ж/(кг·К)
		калория тақсим грамм·градус	кал/(г·град)	1 кал/(г·град) = = 4187 Ж/(кг·К)

4-жадвал

IV. Ўнга каррали бўлган сон марта кўп ёки кичик бирликларни ҳосил қиладиган кўпайтувчи ва олд қўшимчалар

Олд қўшимча		кўпайтувчи	Олд қўшимча		кўпайтувчи
номи	белгиси		номи	белгиси	
экса	Э	10^{18}	деци	д	10^{-1}
пета	П	10^{15}	санти	с	10^{-2}
тера	Т	10^{12}	милли	м	10^{-3}
гига	Г	10^{9}	микро	мк	10^{-6}
мега	М	10^{6}	ноно	н	10^{-9}
кило	к	10^{3}	пико	п	10^{-12}
гекто	г	10^{2}	фемто	ф	10^{-15}
дека	да	10^{1}	атто	а	10^{-18}

5-жадвал

V. Асосий физик доимийлар

Тартиб номери	Номи	Белгиси	Сон қиймати
1	Жисмнинг эркин тушиш тезланиши	g	9,80665 м/с²
2	Ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги	c	$2{,}99792458 \cdot 10^{8}$ м/с
3	Гравитация доимийси	G, γ	$6.6720 \cdot 10^{-11}$ Н·м²/кг²
4	Авогадро сони	N_A	$6{,}022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹
5	Лошмидт сони	N_L	$2{,}686754 \cdot 10^{25}$ 1/м³
6	Больцман доимийси	k	$1{,}380662 \cdot 10^{-23}$ Ж/К
7	Универсал газ доимийси	R	8,314 Ж/(моль·К)

давоми

8	Нормал шароитда бир моль идеал газ эгаллаган ҳажм ($T_0 = 273{,}15$ K; $P_0 = 101325$ Па)	$V_м$	0,02241383 м^3/моль
9	Нейтрон массаси	m_n	$1{,}6749543 \cdot 10^{-27}$ кг
10	Протон массаси	m_p	$1{,}6726486 \cdot 10^{-27}$ кг
11	Электрон массаси	m_e	$0{,}9109534 \cdot 10^{-30}$ кг
12	Массанинг атом бирлиги	м.а.б.	$1{,}6605655 \cdot 10^{-27}$ кг
13	Масса билан энергия орасидаги мутаносиблик коэффициенти	c^2	$9 \cdot 10^{16}$ Ж/кг
14	Планк доимийси	$\hbar$	$1{,}0546 \cdot 10^{-34}$ Ж·с

АДАБИЁТ

1. И. В. Савельев. Курс физики, I том, М., Наука, 1989.
2. Д. В. Сивухин. Общий курс физики, I том, М., Наука, 1974.
3. Д. В. Сивухин. Общий курс физики, 2 том, М., Наука, 1990.
4. А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. Курс физики, М., Высшая школа, 1989.
5. Н. В. Александров, А. Я. Яшкин. Курс общей физики, Механика, М., Просвещение, 1978.
6. Т. И. Трофимова. Курс физики, М., Высшая школа, 1985.
7. Л. Д. Ландау, А. И. Ахиезер, Е. М. Лифшиц. Курс общей физики. Механика и молекулярная физика, М., Наука, 1965.
8. П. Ф. Чолпан. Курс физики. Киев, Высшая школа, 1990.
9. М. М. Сушинский. Курс физики, I том, М., Наука, 1973.
10. А. Н. Матвеев. Молекулярная физика, М., Высшая школа, 1981.
11. Р. В. Телеснин. Молекулярная физика, М., Высшая школа, 1973.
12. А. В. Астахов. Молекулярная физика, М., МГУ, 1970.
13. И. В. Радченко. Молекулярная физика, М., Наука, 1965.
14. И. К. Кикоин, А. К. Кикоин. Молекулярная физика, М., Наука, 1963.
15. Г. А. Зисман, О. М. Тодис. Курс общей физики, I том, М., Наука, 1972.
16. Р. Л. Стратонович, М. С. Полякова. Элементы молекулярной физики, термодинамики и статистической физики, М., МГУ, 1981.
17. А. М. Васильев. Введение в статистическую физику. М., Высшая школа, 1980.
18. Дж. Орир. Физика, I том, М., 1981.
19. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике, вып. 1—4, М., Мир, 1965—1977.
20. С. Э. Фриш, А. В. Тиморева. Умумий физика курси, I том. Ўқитувчи, 1965.
21. Г. Линдер. Картины современной физики, М., Мир. 1977.
22. Д. Мэрион. Физика и физический мир. Мир, 1975.
23. А. А. Тагер. Физико-химия полимеров, М., Химия, 1978.
24. Л. А. Сена. Единицы физических величин и их размерности, М., Наука, 1988.
25. Г. Д. Бурдун. Справочник по Международной системе единиц. М., Издательство стандартов, 1980.
26. В. М. Деньгуб., В. Г. Смирнов. Единицы величин, М., Издательство стандартов, 1990.
27. Б. В. Гнеденко. Курс теории вероятностей, М., Наука, 1988.

МУНДАРИЖА

МЕХАНИКАНИНГ ФИЗИК АСОСЛАРИ

I боб. Кинематика

II боб. Моддий нуқта динамикаси

III боб. Энергиянинг сақланиш қонуни

IV боб. Импульс моментининг сақланиш қонуни

V боб. Қаттиқ жисм механикаси

VI боб. Яхлит муҳит механикасининг элементлари

VII боб. Нисбийлик принципи. Релятивистик динамика элементлари

СТАТИСТИК ФИЗИКА ВА ТЕРМОДИНАМИКА

VIII боб. Умумий тушунчалар

IX боб. Макроскопик ҳолатлар

X боб. Статистик тақсимотлар

XI боб. Термодинамика асослари

XII боб. Кўчиш ҳодисалари

XIII боб. Фазалар мувозанати ва фазаларнинг бир турдан иккинчи турга айланиши

Н 99

Нўъмонхўжаев А. С.
Физика курси: Техника олий дорилфунунлари ва олийгоҳлари учун ўқув қўлл. / [Махсус муҳаррир Ҳ. А. Ризаев] Қ. I. Механика. Статистик физика. Термодинамика.—Т.: Ўқитувчи, 1992.—208 б.

Нигманходжаев А. Курс общей физики. Ч. I.

ББК 22.3я73+22.317я73

На узбекском языке

АБРАЛХОДЖА СУЛТАНХОДЖАЕВИЧ НИГМАНХОДЖАЕВ

КУРС ФИЗИКИ

I часть

Учебное пособие для студентов
технических вузов

Ташкент «Ўқитувчи» 1992

Муҳаррир *Х. Пўлатхўжаев*
Расмлар муҳаррири *Н. Сучкова*
Техник муҳаррир *Э. Вильданова, Т. Скиба*
Мусаҳҳиҳ *Ш. Тўлаганов*
ИБ № 6072

Теришга берилди 17.06.92. Босишга рухсат этилди 20.09.92. Формати $60\times90/_{16}$. Литерат. гарн. **Юқори босма усулида босилди.** Шартли б. л. 13,0. Шартли кр -отт. 13,125. **Нашр. л.** 10,5. **Тиражи 3000. Зак. № 2519.**

«Ўқитувчи» нашриёти. 700129. Тошкент, Навоий кўчаси, 30. Шартнома № 9—05—92.

Ўзбекистон Матбуот давлат комитетининг Тошполиграфкомбинати. Тошкент, Навоий кўчаси, 30. 1992.

Ташполиграфкомбинат Государственного комитета Республики Узбекистан по печати. Ташкент, ул. Навои, 30.